

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки
«Объединенный институт высоких температур Российской академии наук»

На правах рукописи



Дегтяренко Павел Николаевич

**Транспортные и магнитные свойства композитных сверхпроводящих
материалов с искусственными центрами пиннинга**

Специальность 1.3.8 – Физика конденсированного состояния

ДИССЕРТАЦИЯ
на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Москва-2024

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	5
ГЛАВА 1 ЭЛЕКТРОДИНАМИКА НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫХ И ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ МАТЕРИАЛОВ. ОБОСНОВАНИЕ ЦЕЛЕЙ ПРОВОДИМЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ.....	15
Введение	15
1.1 Низкотемпературные сверхпроводники со структурой типа A-15. Структура и сверхпроводящие свойства	18
1.2 Современное состояние производства высокотемпературных сверхпроводящих лент 2-го поколения, сверхпроводящие свойства и микроструктура в зависимости от типа пиннинга	29
1.3 Практическое применение низкотемпературных и высокотемпературных материалов.....	47
1.4 Выводы к Главе 1	53
ГЛАВА 2 ИССЛЕДОВАНИЕ ПОВЕДЕНИЯ ПАРАМЕТРА ПОРЯДКА И РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СВЕРХТОКА В СВЕРХПРОВОДНИКАХ НА ОСНОВЕ ЧИСЛЕННОГО МЕТОДА МОДЕЛИРОВАНИЯ НЕСТАЦИОНАРНЫХ УРАВНЕНИЙ ГИНЗБУРГА – ЛАНДАУ	55
Введение	55
2.1 Нестационарные уравнения Гинзбурга – Ландау. Безразмерный вид уравнений	57
2.2 ψU -Метод для нестационарных уравнений Гинзбурга-Ландау.....	60
2.3 Моделирование процесса проникновения вихревой структуры	66
2.4 Влияние поверхностных дефектов на динамику проникновения вихрей в сверхпроводник II – рода.....	75
2.5 Выводы к Главе 2	78
ГЛАВА 3 МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК СВЕРХПРОВОДЯЩИХ МАТЕРИАЛОВ.....	80

Введение	80
3.1 Методы измерений сверхпроводящих характеристик	81
3.2 Микроструктурные исследования и рентгеноструктурный анализ	88
3.3 Выводы к Главе 3	89
ГЛАВА 4 ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ СВОЙСТВ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ	91
Введение	91
4.1 Силовая и бессиловая конфигурации тока-поля. Определение оптимальных параметров эксперимента.....	98
4.2 Измерение сверхпроводящих характеристик необлученных и облученных образцов интерметаллида Nb ₃ Sn. Исходные данные	103
4.3 Влияние облучения протонами на морфологию интерметаллида Nb ₃ Sn	132
4.4 Зависимость температуры сверхпроводящего перехода от параметров облучения. Образцы и методика измерений.....	140
4.5 Выводы к Главе 4	145
ГЛАВА 5 ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ПРОВОДОВ 2-ГО ПОКОЛЕНИЯ	147
5.1 Апробация разработанной методики измерения угловой зависимости критического тока в высокотемпературных лентах 2-го поколения без искусственных центров пиннинга.....	149
5.2 Высокотемпературные ленты 2-го поколения с искусственными центрами пиннинга.....	154
5.3 Влияние ИЦП на температуру необратимости ВТСП лент 2-го поколения в сильных магнитных полях.....	173
5.4 Изменение стехиометрического состава сверхпроводящей пленки в ВТСП лентах 2-го поколения	188

5.5 Облучение высокотемпературных лент 2-го поколения высокоэнергетичными ионами.....	199
5.6 Выводы к Главе 5	237
ГЛАВА 6 ОПТИМИЗАЦИЯ КОНСТРУКЦИИ ВТСП КАБЕЛЕЙ ЗА СЧЕТ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ ЛЕНТ 2-ГО ПОКОЛЕНИЯ С УЛУЧШЕННОЙ ТОКОНЕСУЩЕЙ СПОСОБНОСТЬЮ.....	239
Введение	239
6.1 Методика расчета энергетических потерь.....	240
6.2 Результаты оптимизации	242
6.3 Выводы к Главе 6	251
ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	253
СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ.....	256
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	261

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность темы диссертационной работы. Масштабное развитие нового класса оборудования для нужд прикладной физики, электроэнергетики и медицины, включающего магнитные системы с сильными магнитными полями, ограничители тока короткого замыкания, кабели постоянного и переменного тока, генераторы, двигатели, трансформаторы, томографы и др., требует создания нового класса сверхпроводящих (СП) материалов, способных значительно повысить их токонесущие и прочностные характеристики. Увеличение значения этих характеристик позволит обеспечить значительное повышение мощности единичного агрегата, снижение потерь на передачу электроэнергии, а также значительно снизить его массу и габариты.

Наиболее перспективными техническими сверхпроводниками для решения подобных задач являются:

- композитные низкотемпературные сверхпроводящие (НТСП) проводники, созданные различными методами на основе сплава NbTi [1] и интерметаллида Nb₃Sn [2];
- высокотемпературные сверхпроводящие (ВТСП) ленты 2-го поколения, созданные на основе (Re)Ba₂Cu₃O_{7-δ}, где Re –редкоземельный элемент типа Gd, Y, Eu и др. [3].

При этом необходимо учитывать, что структура обоих типов СП материалов является достаточно сложной, что приводит к сильной анизотропии свойств (критической плотности тока, температуры необратимости, поля необратимости, энергии активации и др.), из-за которой значительно усложняются анализ и интерпретация результатов экспериментальных исследований, а также выработка рекомендаций по технологии производства материалов.

Исследование критических плотностей тока и полей необратимости новых технических сверхпроводников – актуальная задача текущего времени. Так в ВТСП лентах 2-го поколения поле необратимости – B_{irr} является основополагающим параметром, определяющим поведение вихревой структуры. Линия необратимости делит фазовую диаграмму сверхпроводника B - T на две части: обратимую ($B > B_{irr}$) и необратимую ($B < B_{irr}$). Обратимая часть фазовой диаграммы соответствует состоянию вихревой жидкости. При этом протекание транспортного тока сопровождается движением вихревой структуры, и, как следствие, возникает ненулевое сопротивление. Необратимая часть соответствует жесткому пиннингу вихревой решетки, при этом протекание тока происходит без потерь. Таким образом, для повышения токонесущей способности ВТСП лент 2-го поколения необходимо смещение линии необратимости в сторону больших значений B - T , что может быть достигнуто введением дополнительных центров пиннинга – искусственных центров пиннинга (ИЦП) в СП.

Для описания наблюдаемых особенностей транспортных и магнитных характеристик требуется создание новых подходов в изучении наблюдаемых экспериментальных явлений и методик измерений, которые учитывают изменение сверхпроводящих свойств НТСП и ВТСП материалов за счет изменения их состава или за счет внедрения искусственных центров пиннинга различного типа [4].

Помимо этого, важными вопросами в изучении композитных СП являются развитие методов исследования и последующая интерпретация полученных результатов. Одним из возможных методов исследования сложных СП структур является метод численного моделирования, который наиболее близок к эксперименту и который может быть также использован для его описания. Анализ поведения параметра порядка и протекания критического тока в композитных СП проводится, как правило, с использованием одной из наиболее адекватных

теоретических моделей – в приближении временных уравнений Гинзбурга-Ландау [5]. Использование данной модели с фундаментальной точки зрения дает возможность приблизиться к пониманию механизмов сверхпроводимости в сложных структурах, а с технологической точки зрения позволяет снизить затраты на разработку композитных СП и уменьшить количество технологических ошибок с целью повышения выхода годного продукта.

При создании устройств на основе СП и реализации их важных преимуществ: повышения критической плотности тока и увеличения мощности при одновременном снижении характеристик по их массе и габаритам, необходимо проводить целый комплекс как расчетно-теоретических, так и экспериментальных исследований. В кабелях переменного и постоянного тока на основе ВТСП и в обмотках токоограничителей при помощи аналитических и численных расчетов можно получать оптимизированные конфигурации, которые позволяют свести к минимуму воздействие собственных магнитных полей на токонесущие элементы и снизить потери в них на один или даже на два порядка.

Исходя из вышесказанного, можно сделать вывод, что сравнительное исследование критических плотностей тока и полей необратимости необходимо, как для понимания фундаментальных свойств поведения вихревой решетки, так и для повышения сверхпроводящих характеристик исследуемых СП элементов. Эти СП элементы в настоящее время интенсивно внедряются при создании различных устройств для нужд электроэнергетики, сверхпроводящих магнитных систем ускорительной техники, установок термоядерного синтеза, а также ряда других устройств на базе СП. В этой связи работа является актуальной, решающей важные задачи передового края фундаментальной науки и техники.

Объекты и методология исследования. В качестве объектов исследования были использованы современные сверхпроводящие материалы, обладающие уникальными характеристиками. В первой части работы проводились

исследования НТСП интерметаллида со структурой типа А-15. С практической точки зрения этот материал обладает как высокими значениями критической плотности тока, так и высокой устойчивостью к радиационным воздействиям, что является важным аспектом в практическом применении для установок термоядерного синтеза и ускорительной техники. Во второй части работы в качестве объектов исследований использовались ВТСП ленты 2-го поколения, полученные промышленным методом и разработанные при непосредственном участии автора. Уникальность этих материалов заключается в том, что сверхпроводимость в них реализуется в тонком сверхпроводящем слое толщиной от 0,1 до 2 мкм, микроструктуру которого можно варьировать за счет изменения параметров установки для нанесения покрытий. Это важный момент для экспериментальной оптимизации по критическому СП току, поскольку его значение определяется не только структурой, но и в большей степени микроструктурой (морфологией) образцов. Этот аспект работы открывает широкие возможности в получении экспериментальных результатов, их повторяемости и интерпретации.

Целью работы. Целью диссертационной работы является экспериментальное и теоретическое определение особенностей сверхпроводящих характеристик новых композитных НТСП и ВТСП материалов, повышение их токонесущей способности, установление закономерностей при изменении транспортных и магнитных характеристик за счет введения ИЦП различного типа, а также их сопоставление с данными микроструктурного и рентгенографического анализа для требований практических применений.

Для достижения поставленной цели в работе были решены следующие **задачи:**

1. Исследованы токонесущие способности перспективного НТСП интерметаллида со структурой типа А-15.

2. Исследовано влияние облучения быстрыми протонами с различными энергиями и флюенсами на сверхпроводящие свойства (критическая плотность тока, критическая температура, верхнее критическое поле) перспективного НТСП интерметаллида типа А-15.

3. Проведены комплексные исследования сверхпроводящих свойств и микроструктуры перспективных ВТСП лент 2-го поколения с ИЦП на основе BaSnO_3 и BaZrO_3 .

4. Исследованы изменения сверхпроводящих характеристик при изменении процентного содержания редкоземельного элемента в ВТСП лентах 2-го поколения и влияние стехиометрического состава на пиннинг вихревой структуры, включая влияние на температуру сверхпроводящего перехода и критическую плотность тока.

5. Исследовано влияние облучения высокоэнергичными ионами с различными флюенсами и энергиями на сверхпроводящие характеристики (критическая температура сверхпроводящего перехода, температура необратимости, энергия активации, поля необратимости и др.) ВТСП лент 2-го поколения.

6. Рассчитаны необходимые параметры ВТСП лент 2-го поколения для использования в устройствах постоянного и переменного тока, включая моделирование потерь в ВТСП кабелях и других СП устройствах.

Научная новизна работы. В ходе выполнения диссертационной работы **впервые** были получены следующие результаты:

- исследованы сверхпроводящие свойства до и после облучения быстрыми протонами перспективного сверхпроводящего провода на основе интерметаллида Nb_3Sn со структурой типа А-15, произведенного по различной технологии. Экспериментально обнаружены значения флюенсов, при которых происходит рост критической плотности тока. Определены диапазоны температур

и магнитных полей, при которых пиннинг вихревой структуры за счет облучения является наиболее эффективным;

- установлены общие закономерности в поведении параметра решетки, сверхпроводящего параметра порядка и числа смещений на атом в образцах Nb_3Sn , облученных протонами энергией 12 МэВ;

- с помощью апробированной методики измерений впервые проведены комплексные исследования ВТСП лент 2-го поколения, произведенных по промышленной технологии с различной концентрацией ИЦП. Установлены закономерности в изменении анизотропии критической плотности тока и критической температуры сверхпроводящего перехода при изменении их концентрации, размеров и расстояний между ИЦП типа $BaSnO_3$ и $BaZrO_3$;

- проведены систематические исследования и получены обобщенные экспериментальные данные, описывающие поведение транспортных и магнитных характеристик ВТСП лент 2-го поколения при изменении процентного содержания редкоземельного элемента;

- изучены эффекты влияния радиационного облучения на микроструктуру промышленных ВТСП лент 2-го поколения. При облучении ионами Хе различной энергии в диапазоне от 0,13 до 0,76 МэВ/нуклон обнаружены непрерывные или прерывистые треки с неупорядоченной структурой, которые являются эффективными центрами пиннинга, позволяющими двукратно повысить токонесущую способность ВТСП лент 2-го поколения в сильных магнитных полях при температурах от 77 до 4,2К.

Практическая ценность работы.

- Представленные результаты диссертационной работы расширяют представления о транспортных и магнитных характеристиках перспективных сверхпроводящих материалов с ИЦП различного типа, являются основой для

работ, ставящих своей целью изучение поведения вихревой структуры, влияние дефектов на протекание транспортного тока и ряда практических задач.

- Данные по влиянию облучения протонами на критический ток НТСП проводников могут быть использованы в НИЦ КИ, ВНИИНМ им. А.А. Бочвара, ФИАН, ОИВТ РАН, ООО «С-Инновации» и др. для создания сверхпроводящих материалов с повышенными транспортными характеристиками.

- Результаты исследования радиационных воздействий на сверхпроводящие материалы могут быть применены в НИЦ КИ и предприятиях Росатома для прогнозирования срока службы сверхпроводящих магнитных систем (СМС) на базе сверхпроводников, используемых на практике, и оценки радиационной стойкости сверхпроводящих магнитных систем, работающих в сильных радиационных полях (токамак Т-15, CERN, ITER, источники синхротронного излучения).

Научно/Народнохозяйственная проблема, решенная в диссертации:

- впервые в мире представлен обобщенный подход к разработке и созданию сверхпроводников с искусственными центрами пиннинга;

- теоретически и экспериментально разработаны методики, позволяющие увеличить критический ток сверхпроводников;

- результаты диссертационной работы позволяют создавать подвижные объекты с более выгодными параметрами по массе и габаритам.

Основные положения, выносимые на защиту. На защиту выносятся следующие основные положения диссертации:

1. Выявленные закономерности влияния облучения протонами энергией до 32 МэВ на токонесущую способность НТСП на основе интерметаллида Nb_3Sn .

2. Экспериментальные результаты положительного влияния введения ИЦП типа $BaSnO_3$ и $BaZrO_3$ на транспортные и магнитные характеристики промышленных ВТСП лент 2-го поколения.

3. Экспериментальные результаты исследования пиннинга вихревой структуры в ВТСП лентах 2-го поколения при изменении процентного содержания редкоземельного элемента.

4. Закономерности влияния ионного облучения на сверхпроводящие свойства промышленных ВТСП лент 2-го поколения.

5. Моделирование расчета потерь в ВТСП кабелях с высокой токонесущей способностью с целью оптимизации их токонесущих характеристик.

Достоверность и обоснованность результатов, полученных в диссертации, обеспечивается применением современных методик прямых и бесконтактных измерений в сильных магнитных полях. Полученные результаты измерений на образцах хорошо коррелируют с литературными данными ведущих специалистов, работающих в области сверхпроводимости, являются многократно повторяемыми и подтверждаются успешными испытаниями быстроциклирующих сверхпроводящих магнитов для ускорителей и ВТСП кабелей для электроэнергетики, созданных с использованием предложенных в диссертации моделей. Расчетные данные согласуются, как с экспериментальными данными, так и с данными других авторов, известными из литературы.

Авторский вклад. Все результаты, изложенные в представленной диссертации, получены автором лично либо при его непосредственном участии. Автор занимался постановкой задач, проводил экспериментальные исследования и анализ большого объема экспериментальных данных, выполнял численные расчеты и предлагал физическую интерпретацию полученных результатов.

Апробация результатов. Основные результаты диссертационной работы представлялись и обсуждались на следующих конференциях, симпозиумах и совещаниях:

- 12-й, 13-й, 15-й международных конференциях «Conferences on Coated conductors for application» (Хайдельберг, 2012 г.; Чечжу, 2014 г.; Вена, 2018

г.); 2-й и 3-й национальной конференции по прикладной сверхпроводимости (Москва, 2013 год);

- 5-й Международной конференции «Фундаментальные проблемы высокотемпературной сверхпроводимости» (Малаховка, 2015 г.);
- 2-й и 8-й Международной конференции «Плазменные, лазерные исследования и технологии» (Москва, 2016 г.);
- 25-й 27-й международной конференции «International conference on Magnet Technology» (Амстердам, 2017 г.; Ванкувер, 2019 г.);
- 12-й, 13-й, 14-й и 15-й Европейской конференции по прикладной сверхпроводимости (Лион, 2015 г.; Женева, 2017 г.; Глазго, 2019 г.; Москва, 2021 г.);
- конференции по прикладной сверхпроводимости (Денвер, 2016 г.; Сиэтл, 2018 г.; США, 2020 г.).

По результатам диссертационной работы получено 4 патента и 5 ноу-хау.

Публикации. По теме диссертации опубликовано 25 статей в рецензируемых журналах и 78 тезисов докладов.

Структура и объем диссертации. Структура диссертации состоит из введения, шести глав, заключения и списка цитируемой литературы. Общий объем составляет 280 страниц, включая 134 рисунка и 11 таблиц, список цитированной литературы из 172 наименований. Сформулирована научно-техническая проблема, решаемая в работе.

Во **введении** кратко обосновывается актуальность работы, сформулирована цель и задачи диссертационного исследования, перечислены положения, выносимые на защиту, отмечена научная новизна, достоверность и практическая значимость результатов, личный вклад автора, апробация работы и содержание по главам. В **первой главе** приводится современное состояние исследований по проблеме особенностей электродинамики в низкотемпературных и

высокотемпературных сверхпроводниках. Во **второй главе** представлены результаты по исследованию поведения параметра порядка и распределения сверхтока в сверхпроводниках на основе численного метода моделирования нестационарных уравнений Гинзбурга – Ландау. В **третьей главе** описаны основные методы экспериментальных измерений, используемых в диссертации. В **четвёртой главе** изложены результаты по исследованию сверхпроводящих свойств и морфологии перспективных проводов интерметаллида Nb_3Sn , а также образцов пластинок до и после облучения высокоэнергетичными протонами с энергией до 32 МэВ в широком диапазоне флюенсов. **Пятая глава** посвящена результатам экспериментального исследования высокотемпературных сверхпроводящих композитов с дефектами различного типа, полученных как непосредственно на этапе роста, так и в процессе облучения ионами различной энергии и флюенса. В **шестой главе** представлены результаты расчета при помощи численного метода потерь на переменном токе в 3-х фазных ВТСП кабелях различной конструкции. В **заключении** обобщаются основные результаты диссертационной работы.

ГЛАВА 1 ЭЛЕКТРОДИНАМИКА НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫХ И ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ МАТЕРИАЛОВ. ОБОСНОВАНИЕ ЦЕЛЕЙ ПРОВОДИМЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ВВЕДЕНИЕ

Потенциальные возможности применения сверхпроводников для требований конкретных применений стали понятны уже через два года после открытия в 1911 году одного из фундаментальных свойств некоторых материалов при температуре кипения жидкого гелия (4,2 К) и позволили наметить пути развития новых направлений физики конденсированного состояния, материаловедения и химии [6]. Эти материалы получили свое название вследствие того, что резко теряют электрическое сопротивление при понижении температуры и способны пропускать рекордные значения критической плотности тока без значительных потерь. В 1913 году Камерлинг Оннес сообщил о конструкции мощных магнитных систем на основе сверхпроводников, способных генерировать поля, намного превышающие поля, генерируемые магнитами, сконструированными на основе нормальных металлов и имеющими основным типом воздушные или водяные системы охлаждения [7]. К тому времени им был уже испытан никелевый сплав в виде проволоки, покрытый свинцом, но теряющий сверхпроводимость в поле порядка 50 мТл. И, только в 1930-х благодаря исследованиям Лондонов и Шубникова, которые сделали важные открытия в понимании магнитных свойств сверхпроводников, стало возможно широкое развитие прикладной сверхпроводимости [8]. В работах 1935 года Лондонами [9] была установлена теоретическая связь между плотностью критического тока с магнитным полем в сверхпроводнике, были описаны причины абсолютного диамагнетизма и отсутствия сопротивления постоянному току при помощи феноменологической теории. В 1937 году Шубниковым было обнаружено явление частичного проникновения магнитного потока в образец с нулевым

сопротивлением [10]. На основе феноменологической теории Гинзбурга-Ландау [11], предложенной в 1950 году и построенной на теории фазовых переходов II рода с учетом квантованности явления, Абрикосовым была построена теория сверхпроводников II рода, которая позволила объяснить обнаруженное Шубниковым в 1937 году явление частичного проникновения магнитного потока в образец [12].

Параллельно развитию теоретических аспектов сверхпроводимости активно проводились и работы по созданию новых материалов. Уже к середине 60-х годов это обеспечило мощный прорыв в практическом применении сверхпроводимости и позволило создать СМС с сильным полем на базе сверхпроводников [13]. Разработка технологии создания проводников на базе NbTi и интерметаллида Nb₃Sn с чрезвычайно высокой токонесущей способностью, которой предшествовала большая работа по исследованию сверхпроводящих характеристик широкого спектра материалов, позволила создать СМС на базе НТСП для адронного коллайдера (CERN) [14] и международного термоядерного реактора (ITER) [15]. Работы по созданию и исследованию особенностей сверхпроводящих свойств НТСП позволили расширить существующие модели, описывающие их электродинамику, усовершенствовать их технологию производства и снизить потери на переменном токе [16].

В 1987 году были открыты высокотемпературные сверхпроводники с рабочей температурой выше температуры кипения жидкого азота (77К) [17], а в скором времени температуру сверхпроводящего перехода удалось поднять до более чем 130К благодаря открытию ртутных сверхпроводников Hg₂Ba₂Ca₂Cu₃O_x [18]. Для создания проводников, которые могут быть использованы для практического применения, были разработаны две существенно разные технологии производства ВТСП проводников. Это так называемые ВТСП ленты 1-го и 2-го поколения [19, 20]. В первом случае – это так называемая технология

«порошок в трубе», где сверхпроводящие жилы на основе керамики Bi2223 размещены в матрице на основе серебра. Такие сверхпроводники обладают низкими значениями критической плотности в сравнении с ВТСП лентами 2-го поколения. Во втором случае была разработана технология производства ВТСП лент 2-го поколения, представляющих собой тонкий слой сверхпроводника на основе керамики Y-123 , нанесенный через буферные слои на металлическую ленту-подложку из сплава Ni .

В случае НТСП и ВТСП проводников именно создание регулярной дефектной структуры за счет введения различного типа пиннинга позволяет значительно повысить токонесущую способность сверхпроводников. В интервале между верхним H_{c2} и нижним H_{c1} критическими полями проникновение потока происходит в виде вихревой структуры [12]. Это состояние называется смешанным или вихревым, поскольку наличие магнитной индукции в таком состоянии поддерживается многочисленными вихревыми токами и является важнейшей особенностью электродинамики сверхпроводников. Это также требует проведение исследований микроструктуры сверхпроводников с целью понимания типа пиннинга вихревой структуры, исследования связи микроструктуры с изменениями сверхпроводящих свойств, а также исследования электродинамических особенностей в магнитных полях из-за анизотропии с целью как повышения их токонесущей способности, так и снижения потерь на переменном токе. Исследование поведения вихревой решетки в зависимости от типа создаваемых дефектов, размеров дефектов, взаимодействие вихрей между собой в условиях сильно неоднородной структуры требуют развития как существующих методик экспериментальных исследований, так и развития теоретических подходов для описания особенностей в их электродинамическом поведении.

На сегодняшний день работы по созданию НТСП и ВТСП материалов с высокой токнесущей способностью продолжаются, что подтверждается данными исследований по электродинамике сверхпроводников [21], представленных в литературном обзоре, а также развитием существующих моделей описания пиннинга вихревой структуры в СП с различными типами дефектов, включая радиационные дефекты.

1.1 НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫЕ СВЕРХПРОВОДНИКИ СО СТРУКТУРОЙ ТИПА А-15. СТРУКТУРА И СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ СВОЙСТВА

Одним из НТСП проводников со структурой типа А-15 и высокой токнесущей способностью является интерметаллид Nb_3Sn [2, 22]. Этот тип сверхпроводника широко используется для практического применения при создании СМС для ускорителей и установок термоядерного синтеза [23]. Основным преимуществом этого материала является температура сверхпроводящего перехода – 17-18 К и высокое значение второго критического поля – 24,5 Тесла. В 1961 был представлен коммерческий прототип магнита с индукцией 7-15 Тл [13]. Так как в процессе создания СМС были обнаружены ряд проблем, таких как электромагнитная нестабильность и скачки магнитного потока, то для производства проводов на основе интерметаллида Nb_3Sn были разработаны специальные технологии.

Для производства такого типа НТСП проводников используется большое количество специальных методов, что обусловлено хрупкостью данного типа материала и является одним из существенных его недостатков. На сегодняшний день существует три основных технологии производства: технология «порошок в трубе», метод «внутреннего источника олова» и «бронзовая технология». Каждый из этих трех методов обладает своими преимуществами и недостатками, которые

более подробно изложены в [24]. Примеры изображений срезов сверхпроводника со структурой типа А-15 – Nb_3Sn , произведенного по различным технологиям, представлены на Рисунках 1.1 и 1.2.

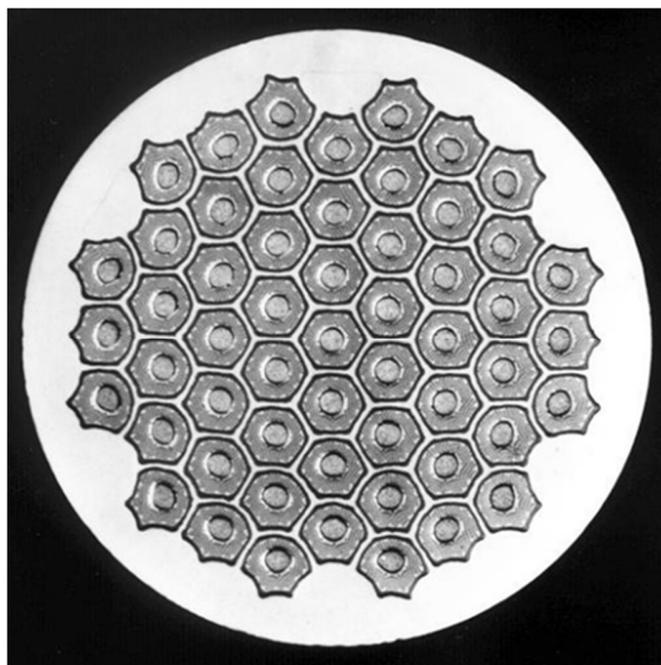


Рисунок 1.1 – Пример изображения многожильного НТСП со структурой типа А-15, произведенного по методу «внутреннего источника олова». Каждая жила содержит оловянный источник и диффузионный барьер

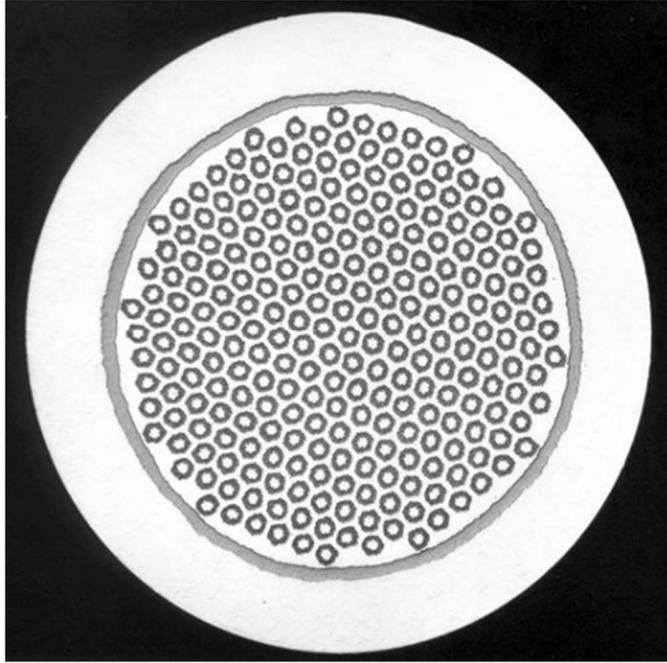


Рисунок 1.2 – Пример изображения многожильного НТСП проводника со структурой типа А-15, произведенного по «бронзовой технологии»

Хорошо известно, что одной из наиболее важных электродинамических характеристик этих НТСП проводников является критическая поверхность (J - B - T), которая отделяет его нормальное состояние от сверхпроводящего. Изображение критической поверхности НТСП интерметаллида Nb_3Sn представлено на Рисунке 1.3.

Большое число работ посвящено исследованию формы критической поверхности, так как она позволяет определить механизм пиннинга в НТСП (см., например, [25]). Для интерпретации полученных экспериментальных результатов и построения теоретических моделей большое число исследовательских работ использует следующее соотношение:

$$F_p(B, T) = k \cdot B_{c2}^m \cdot \left(\frac{B}{B_{c2}}\right)^q \cdot \left(1 - \frac{B}{B_{c2}}\right)^n, \quad (1.1)$$

где B_{c2} – верхнее критическое поле; m , q и n – константы, с помощью которых определяется механизм пиннинга. Эти константы являются отличными для разных

материалов, зависят от способа получения материалов и дефектности их структуры. Стоит отметить, что относительно простая форма этого закона позволяет по конечному числу измерений с высокой точностью построить зависимость $F_p(B, T)$.

В НТСП материалах пиннинг может происходить на разных типах дефектов, таких как включения другой фазы, поля деформации, дислокации, границы зерен и др. На сегодняшний день общая теория пиннинга, позволяющая описывать в совокупности все возможные типы дефектов в широком температурном диапазоне и сильных магнитных полях, отсутствует. В работе 1974 года Дю-Хьюз представил результаты своей работы и получил соотношения, которые позволяют описывать электродинамику сверхпроводников для центров пиннинга различного типа [26]. Установлено также, что пиннинг вихревой структуры в этих системах реализуется в основном на границах зерен, что подтверждается корреляцией между значениями критического тока и размером зерен [27]. Дальнейшие работы по исследованию пиннинга вихревой структуры [28] показали, что его реализацией может являться анизотропия сверхпроводящих свойств в зернах различной кристаллографической ориентации. Авторы работы [29] связывают пиннинг вихревой структуры с возникающим полем напряжений на границах зерен.

В сильных магнитных полях корреляция размера зерен и критической плотности тока нарушается другим важным фактором, а именно однородностью образцов по критической температуре. Исследования силы пиннинга в сильных магнитных полях с одинаковым размером зерен, но разной критической температурой и степенью размытия перехода отчетливо подтвердили этот результат [30].

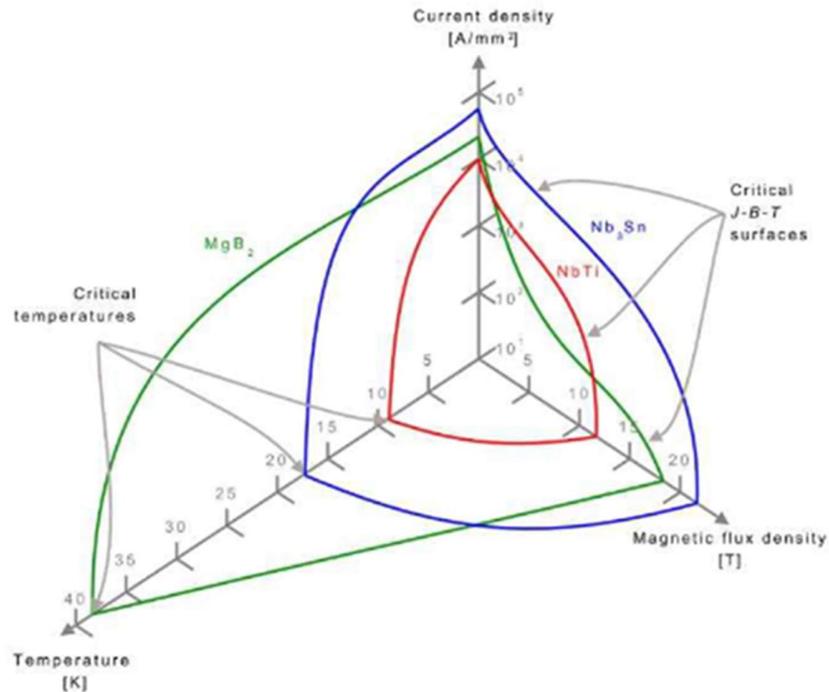


Рисунок 1.3 – Критическая поверхность НТСП интерметаллида Nb_3Sn в сравнении с НТСП на основе $NbTi$ и MgB_2 [31]

В работе Крамера на основе экспериментальных исследований была представлена теория динамического пиннинга вихревой структуры в образцах, полученных по разным технологиям, отличающихся режимом термообработки и содержащих в качестве центров пиннинга вихревой решетки не только границы зерен, но включения и примеси различной природы. Полевая зависимость силы пиннинга в области сильных магнитных полей описывается следующим соотношением:

$$f_s(b) = k_s b^{\frac{1}{2}} (1 - b)^2, \quad (1.2)$$

где $k_s = 0.14 H_{c2}^{2.5}(T) (\kappa_1 S)^{-2}$. В случае слабых магнитных полей:

$$f_p(b) = k_p b^{\frac{1}{2}} (1 - b)^{-2}. \quad (1.3)$$

При этом стоит отметить, что невозможность описания полученных экспериментальных кривых полевой зависимости силы пиннинга одной аналитической функцией может быть связана с:

- наличием центров пиннинга вихревой структуры различного типа;
- неоднородностью образца;
- неоднозначностью определения критических параметров от образца к образцу.

Модель, позволяющая описывать поведение вихревой структуры в зависимости от типа дефектов, получила развитие в работе Кюпфера [32]. В этой работе представлены результаты исследования изменения полевой зависимости критической плотности тока после облучения. Было выдвинуто предположение о том, что сдвиг максимума силы пиннинга может быть свидетельством дополнительного механизма пиннинга вихревой решетки, и может увеличиваться с увеличением флюенса быстрых нейтронов. Простым путем учесть этот механизм — это модернизировать уравнение (1.2), записав его в следующем виде:

$$f(b) = \alpha b^{p_1}(1 - b)^{q_1} + \beta b^{p_2}(1 - b)^{q_2}, \alpha + \beta = 1 \quad (1.4)$$

В представленном выше уравнении α и β означают относительный вклад двух механизмов, p_1 и q_1 — параметры для необлученного состояния, p_2 и q_2 — параметры для состояния, в котором реализуется пиннинг на радиационных дефектах.

В этой работе, как уже было описано выше, были исследованы зависимости верхнего критического поля и критического тока от флюенса быстрых нейтронов (до $1.2 \cdot 10^{19}$ см⁻²) для объемного материала V₃Si. Установлено, что основным механизмом повышения критического тока является образование дислокационных петель. Полученная полевая зависимость объемной силы пиннинга подтверждает этот факт [33]. Наблюдаемое смещение пика объемной силы пиннинга в область более высоких магнитных полей свидетельствует о том, что механизм закрепления вихревой решетки существенно зависит от микроструктуры образцов, таких как

границы зерен, и развивает более ранние результаты работы Крамера по пиннигу в НТСП.

Параллельно проводились работы в направлении детального исследования причин изменения сверхпроводящих характеристик НТСП материалов в условиях облучения нейтронами и протонами высоких энергий. Причиной развития работ в этом направлении явилась необходимость использования проводов интерметаллида Nb_3Sn в практическом применении. На сегодняшний день основными областями этого применения сверхпроводников Nb_3Sn являются: дипольные и квадрупольные магниты для ускорителей частиц, центральные соленоиды (CS) и катушки тороидального поля (TF) в устройствах термоядерного синтеза - Токамаках (таких как ИТЭР [34]), магнитно-резонансная томография (МРТ) [35], ядерный магнитный резонанс (ЯМР) [36], лабораторные магниты с сильным полем, включая гибридные магниты, и так далее. В Таблице 1.1 представлены основные характеристики сверхпроводящих магнитов на основе Nb_3Sn и предъявляемые к ним требования для конкретных применений. Именно перечисленные возможности применения обуславливают интерес к выявлению закономерностей при облучении НТСП типа А-15 нейтронами и протонами.

Отличие между облучением нейтронами и протонами достаточно велико. Во время облучения высокоэнергетические частицы передают кинетическую энергию E_T первичному выбитому атому (ПВА). Последний вызывает дальнейшие смещения атомов за счет передачи энергии выше энергии смещения E_D (~ 25 эВ). Спектр энергий и направления ПВА зависят от типа, т. е. массы и заряда, и энергии частиц. Например, при облучении протонами низкой энергии, энергия первично выбитых атомов в результате резерфордского рассеяния распределяется в соответствии с dE/E^2 . Напротив, при облучении нейтронами энергии ПВА за счет упругих столкновений имеют плоское распределение. Таким образом, очевидно, что повреждения, вызванные протоном и нейтроном, будут

сильно различаться, и количественная оценка может быть сделана, только если известны спектры ПВА и направления облучения. Из-за отсутствия этой информации можно только сравнить, как изменяются критические свойства после протонного и нейтронного облучения. На Рисунке 1.4, для сравнения, представлены результаты по двум типам облучения образцов провода Nb_3Sn , произведенных различными производителями [37]. Из небольшой деградации T_c/T_{c0} с флюенсом (Рисунок 1.4) видно, что протоны вызывают более сильные повреждения, чем нейтроны, достигающие того же значения T_c/T_{c0} при флюенсе примерно на один порядок меньше по величине, чем при облучении нейтронами.

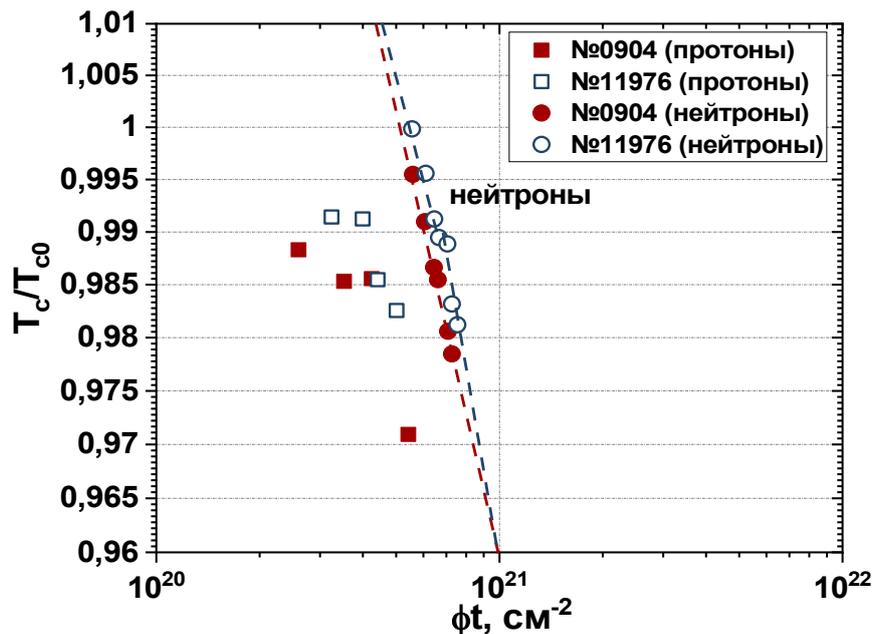


Рисунок 1.4 – Уменьшением критической температуры сверхпроводящего перехода с флюенсом после протонного [37] и нейтронного облучений [31]

Как указывалось, ранее, эквивалентное поведение было обнаружено и для роста J_c/J_{c0} . Исходя из соотношения между T_c и S , приведенного в [38], и из начального значения $S = 0,98 \pm 0,02$, определенного при помощи XRD [39], следует, что после

протонного облучения изменение пика Брэгга-Вильямса будет ниже 1%, что согласуется с небольшой вариацией, недавно оцененной в [40]. Это предполагает, что такое же изменение ΔS дальнего параметра атомного порядка, индуцированное нейтроном, получается и при флюенсах протонов на порядок меньше.

Уже в первых экспериментах Каллена и Новака [41] по облучению образцов Nb_3Sn в потоке быстрых нейтронов при 32К было показано, что критический ток увеличивался, но это возрастание было тем меньше, чем выше начальное значение плотности критического тока J_c . Увеличение может быть получено для доз примерно до 10^{18} см⁻² для образцов с низким начальным J_c и для доз до $3 \cdot 10^{17}$ н/см² для образцов с высоким начальным J_c . При более высоких дозах нейтронов значение J_c уменьшалось в каждом случае. Величина T_c уменьшилась на 0,18 К при $2,7 \cdot 10^{18}$ см⁻². Такое поведение Nb_3Sn подтверждается более поздними экспериментами по облучению.

Изменение критической температуры сверхпроводящего перехода при облучении нейтронов с известным значением дозы облучения D_f хорошо описывается, используя следующую аппроксимацию:

$$\Delta T_c = 1,320 \cdot 10^{-47} D_f^2 + 3,816 \cdot 10^{-2} D_f - 0,08 \quad (1.5)$$

Эта зависимость была получена в работе [42] для специально изготовленных образцов лент интерметаллида Nb_3Sn и облученных быстрыми нейтронами с флюенсом $2,7 \cdot 10^{21}$ см⁻².

В работе [43] было установлено, что облучение тяжелыми ионами является удобным инструментом для изучения влияния дефектов и атомного беспорядка на нормальные и сверхпроводящие свойства НТСП со структурой типа А-15. Особым преимуществом по сравнению с облучением нейтронами или осколками деления является то, что образцы не становятся радиоактивными. Таким образом, нет

Таблица 1.1 – Основные характеристики и предъявляемые требования к сверхпроводящим магнитам на основе НТСП интерметаллида Nb_3Sn для конкретных применений

Применения	Поле, Тл	Скорость ввода/вывода поля, Тл/с	Плотность критического тока, А/мм ²	Толщина стренда, мкм
ЯМР	24	низкая	100	100
Ускорители	10-16	0,01	1500 при 4,2 К, 16 Тл	50
Термоядерный синтез	11-13	0,1-10	800 при 4,2 К, 12 Тл	10

проблем при манипуляциях с образцами, а экспериментальная установка может быть отрегулирована для достижения оптимальной дозы облучения. Общее сходство результатов проведенных исследований еще раз подтверждает хорошо известную независимость сверхпроводящих свойств соединений А-15 от способа их получения. Возникновение минимума T_c в зависимости от плотности потока и поведения отжига можно интерпретировать как указание на то, что одного антисайтового дефекта недостаточно для объяснения данных. Стоит также отметить, что модели, используемые для описания поведения облученного сверхпроводника, явно содержащие сильную энергетическую зависимость плотности электронных состояний вблизи уровня Ферми [44, 45], способны последовательно объяснить наблюдаемую корреляцию T_c – сопротивление. Одна из теоретических работ [46] дает основания полагать, что может быть даже объяснен отрицательный температурный коэффициент сильно поврежденных образцов.

В цикле работ, посвященных влиянию облучения на критические параметры сверхпроводников типа А-15, проводимых с конца 70-х годов – начала 80-х годов под руководством профессора Е.Ф. Елесина, было установлено, что существует по крайней мере три этапа развития процессов: динамический (торможение частицы, возбуждение электронов, образование первично выбитых атомов и формирование области повреждений), релаксация области возмущений, определяющаяся типом материала и скоростью распространения выделившейся энергии, а также релаксация при температуре среды. В рамках этой работы также проведены оценки параметров каскада столкновений, вызванного нейтроном, и области атомного торможения быстрых частиц в ряде веществ. Установлены следующие закономерности при проведении оценок степени релаксации возмущенной области для простых веществ. При облучении размер области повреждений возрастает с уменьшением атомного веса вещества, а число образований частицей дефектов растет при снижении их концентрации. В результате релаксации в возмущенной области степень рекомбинации неравновесных дефектов больше в веществах из тяжелых атомов. Проведенный в обзоре анализ литературы также позволил в дальнейшем определить основное направление исследований, облученных интерметаллидов со структурой типа А-15. Были разработаны: методы устранения смещения оценок, позволяющие получать «истинные» значения параметра порядка; критерии выбора метода расчета параметра порядка; метод, с помощью которого можно установить наличие «текстуры» в образце и пр. По результатам этого цикла работ также были разработаны уникальные методики и созданы установки для облучения сверхпроводников при комнатной, азотной и гелиевой температурах, включая создание и наладку технологического оборудования для получения пленок сверхпроводников со структурой типа А-15. Разработаны методики и создано оборудование для исследования изменения параметров облученных сверхпроводящих образцов. Проведены

экспериментальные исследования влияния облучения на критические параметры сверхпроводников. Теоретически исследованы механизмы образования дефектов и их влияние на критические параметры и свойства нормальной и сверхпроводящих фаз. Разработаны критерии подобия поведения при облучении между модельными образцами и техническими сверхпроводящими. Все полученные наработки по циклу этих работ приведены в [47] и использовались автором для исследований в диссертации.

1.2 СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ПРОИЗВОДСТВА ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ЛЕНТ 2-ГО ПОКОЛЕНИЯ, СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ СВОЙСТВА И МИКРОСТРУКТУРА В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ТИПА ПИННИНГА

ВТСП ленты 2-го поколения представляют собой тонкую сверхпроводящую пленку, нанесенную на металлическую ленту-подложку, покрытую для защиты слоем серебра. На сегодняшний день существует по крайней мере два широко распространённых метода их получения (Рисунки 1.5 и 1.6).

Первый метод – физический метод, который в свою очередь включает в себя метод импульсного лазерного осаждения, импульсное электронно-лучевое осаждение и др. Второй метод – химический метод, который в свою очередь включает в себя метод термического осаждения, растворный метод, осаждение из паровой фазы и др. Каждый из методов имеет свои положительные и отрицательные стороны.

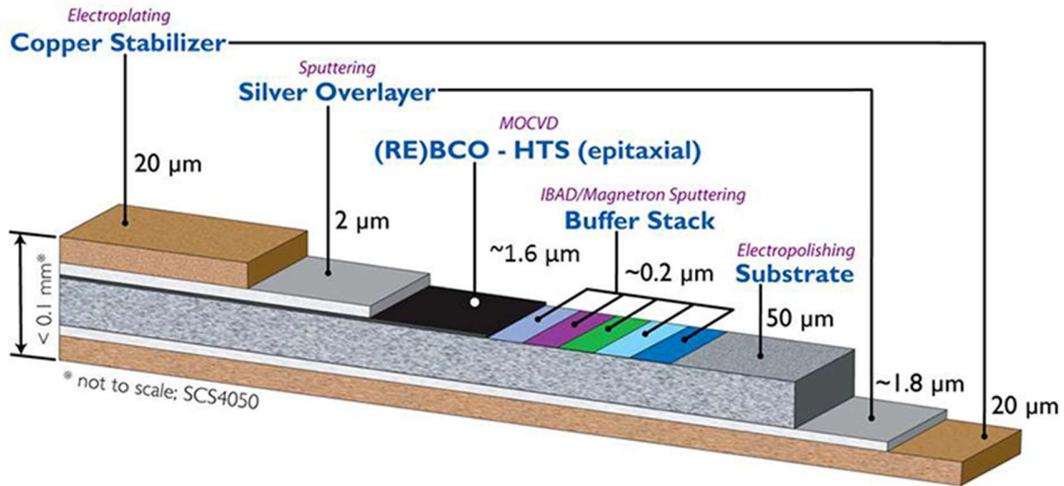


Рисунок 1.5 – Схематическое изображение архитектуры ВТСП лент 2-го поколения производства компании SuperPower по технологии MOCVD. Буферные покрытия, задающие текстуру СП пленки, произведены по технологии осаждения при помощи ассистирующего ионного пучка (IBAD)

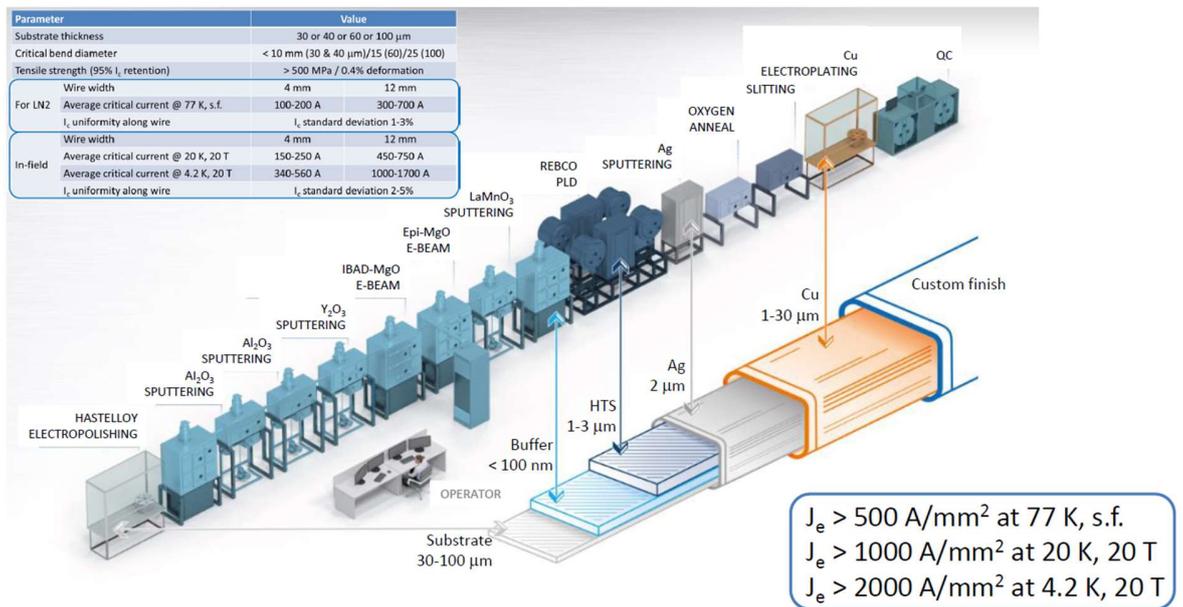


Рисунок 1.6 – Схематическое изображение архитектуры ВТСП лент 2-го поколения производства компании «С-Инновации» по технологии PLD. Буферные покрытия, задающие текстуру СП пленки, произведены по технологии осаждения при помощи ассистирующего ионного пучка (IBAD)

Лидирующую позицию среди методов напыления занимает метод импульсного лазерного осаждения, физический принцип которого заключается в переносе вещества на подложку из твердой мишени. Разработка и создание таких мишеней – это самостоятельная сложная задача, которая более подробно описана в [48]. Впервые метод импульсного лазерного осаждения для роста ВТСП применен в 1987 году для эпитаксиального роста пленок [49]. Концепция этого метода заключается в том, что сфокусированный лазерный пучок, попадая на поверхность мишени, приводит к быстрому испарению вещества и образованию плазменного факела с высокой энергией. Затем разогретые частицы вещества конденсируются на подложке с предварительно сформированными на ней буферными слоями. На сегодняшний день при помощи этого метода получены результаты по созданию длинномерных ВТСП лент 2-го поколения с высокой токнесущей способностью [50].

В работе 2003 года Усоскина и др. [51] представлены результаты по разработке ВТСП лент 2-го поколения с высокими значениями критического тока, высокими значениями инженерной плотности тока (до 400 А/мм^2) и высокими механическими характеристиками. Описанная в работе технология уже тогда позволяла достичь производительности 5,5 и 15 м/ч для лент шириной 10 мм с током 200 А и 100 А, соответственно. На тот момент возможно было получить 4 мм ленты со скоростью 40 м/ч с током 120 А. Последующее развитие технологии производства ВТСП лент 2-го поколения за счет улучшения равномерного и стабильного контроля роста температуры и режимов испарения в процессе нанесения СП пленки позволило создать ленты длиной 80 метров с плотностью критического тока порядка 1.6 МА/см^2 [52]. Результаты статьи [53] по созданию образцов для двух толщин пленок PLD-YBCO на подложке из Хастелоя с текстурированным многослойным CeO_2/GZO и со значением критического тока 173 А для пленки толщиной 4 мкм и со значением критического тока порядка 293

А с толщиной пленки 3 мкм позволили сделать следующие выводы: пленки YBCO преимущественно состоят из зерен, ориентированных по оси c , вблизи интерфейса CeO_2 . При этом в зернах наблюдается много винтовых дислокаций, перпендикулярных интерфейсу CeO_2 , ориентированных по оси c . Обнаруженные зерна, ориентированные по оси a , зародившиеся в пленке YBCO, увеличиваются с увеличением толщины пленок YBCO. Y_2O_3 , оксиды меди и пористые структуры формируются на границах между a и c – ориентированными зернами.

Зерна Y_2O_3 образуются между плоскостью $\{001\}$ зерна, ориентированного по оси a , и плоскости $\{100\}$ или $\{010\}$ зерна, ориентированного по оси c . Поскольку считается, что рост зерна по оси a является причиной уменьшения значения плотности критического тока J_c пленок на основе YBCO, важно оптимизировать условия процесса, которые подавляют зародышеобразование зерен, ориентированных по оси a , для получения пленок YBCO с высокими значениями J_c . При этом установлено, что температура осаждения YBCO пленки является одним из наиболее важных параметров для получения высококачественных пленок YBCO. Полученные пленки на основе YBCO с искусственными центрами пиннинга, используя Lambda Physik KrF эксимерный лазер с длиной волны 248 нм и энергией порядка 340 мДж/имп, позволили установить, что внедрение ИЦП на основе BaSnO_3 приводит к увеличению силы пиннинга практически в два раза по сравнению с образцами YBCO с ИЦП типа BaZrO_3 [54]. Во внешних магнитных полях, параллельных плоскости образца, ВТСП ленты 2-го поколения на основе GdBCO имеют большие значения тока по сравнению с ВТСП лентами 2-го поколения на основе YBCO [55]. Введение ИЦП разного типа в СП пленки на основе GdBCO, полученные методом импульсного лазерного осаждения на подложке с буфером CeO_2 /sputter-LMO/IBAD, позволило получить распределение критического тока в ВТСП лентах 2-го поколения разной толщины. В случае пленок толщиной 1 мкм значения

критического тока I_c исходного образца на основе GdBCO составили около 10–15 А/см ширины, тогда как для GdBCO с 3,5 мол.% ВаНfO₃, 7,5 мол.% ВаSnO₃ и 5 мол.% ВаZrO₃ составили 0–15 А/см ширины. При увеличении толщины пленки GdBCO с ИЦП типа ВНО значение плотности критического тока составило 0,3 МА/см², а самое высокое значение критического тока было достигнуто при толщине 2,9 мкм и составило 84,8 А/см ширины. При этом значения плотности критического тока пленок на основе GdBCO с ИЦП типа ВаSnO₃ и ВаZrO₃ снижались при увеличении их толщины. Значения плотности критического тока для этих образцов составили 0,24 и 0,17 МА/см², а значения критического тока составили 63,8 и 57,6 А/см ширины даже при толщине 2,6, и 3,3 мкм. Уже к 2017 году, благодаря отработанным режимам осаждения YBCO пленки, используя процесс hot-wall PLD, удалось получить ВТСП ленты с ИЦП типа ВаMnO₃ с хорошей продольной однородностью [56]. Плотность критического тока этих образцов с ИЦП при низких температурах повысилась в два раза по сравнению с исходным образцом. Продольная однородность плотности критического тока J_c ухудшалась в исходном образце. Для 45-метровой ВТСП ленты с ИЦП типа ВаНfO₃ улучшение составляло до 2,2%, легированной. Кроме того, сильное усиление пиннинга вихрей при направлении поля, перпендикулярного по отношению к оси-с, наблюдалось в более высоком интервале температур (свыше 20К) для образцов, сформированных при скорости осаждения 5-7 нм/сек. Плотность критического тока J_c также увеличивалась при более низких температурах, при этом сила пиннинга F_p достигала 1,6 ТН/м³ при 4,2 К, во внешнем магнитном поле 16 Тл, для образца EuBCO с ИЦП типа ВаНfO₃, что заметно лучше, чем результаты для GdBCO с ИЦП типа ВаНfO₃.

На первом этапе программы промышленных исследований и разработок компания SuperOx адаптировала подход для выпуска ВТСП лент 2-го поколения с ИЦП типа ВаSnO₃ и ВаZrO₃ для увеличения критического тока во внешнем

магнитном поле, которое ранее было опубликовано в [57]. Установлено, что введение ИЦП приводит к улучшению анизотропии критического тока и более высокому абсолютному значению критического тока для некоторых образцов, легированных ИЦП, в сравнении с I_c нелегированного образца. Количественно 6% образцы, легированные BaSnO_3 , осажденные при 560 и 375 нм/мин, и образец, легированный 6% BaZrO_3 , осажденный при 750 нм мин⁻¹, показали до 80% улучшенный критический ток по сравнению с эталонным образцом.

Благодаря проведенным интенсивным исследованиям были разработаны ВТСП ленты 2-го поколения с очень высокими характеристиками в магнитном поле: расчетная плотность тока более 1000 А/мм² при 20К, 20 Тл и более 2000 А/мм² при 4,2К, 20 Тл. Это результат разработки ВТСП лент 2-го поколения с включениями типа Y_2O_3 , которые являются эффективными центрами пиннинга вихревой решетки. Окружающая среда Y_2O_3 обеспечивает изотропный пиннинг, усиленный точечными дефектами, возникающими из-за эпитаксиальной деформации индуцированных наночастиц. Кроме того, высокое содержание CuO_2 сводит к минимуму электронную анизотропию и усиливает пиннинг вихревой решетки в YBCO [57]. На Рисунке 1.7 представлены полевые зависимости критического тока при температуре кипения жидкого гелия (4.2К) для ВТСП лент 2-го поколения различных производителей, а на Рисунке 1.8 представлены полевые зависимости плотностей критического тока для образцов ВТСП лент 2-го поколения для различных производителей. Оба графика демонстрируют современную тенденцию развития производства лент и их сверхпроводящие свойства. Все вышеописанное состояние производства ВТСП лент 2-го поколения свидетельствует о необходимости дальнейшего развития технологии производства с целью повышения их токонесущей способности, которая в свою очередь может быть достигнута с помощью исследования их СП характеристик.

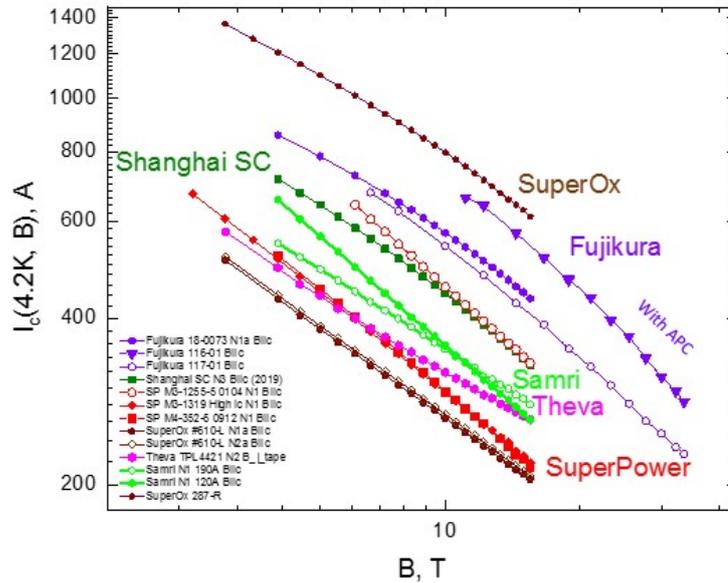


Рисунок 1.7 – Полевые зависимости критического тока для ВТСП лент 2-го поколения разных производителей, представленные результаты получены в работе [58]

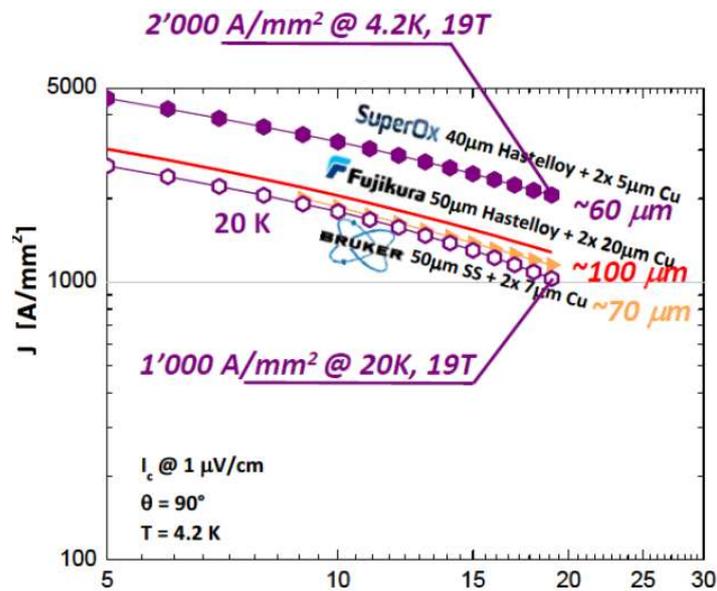


Рисунок 1.8 – Полевая зависимость плотности критического тока для ВТСП лент 2-го поколения разных производителей, представленные результаты получены в работе [59]

Как было уже упомянуто выше, от параметров нанесения сверхпроводящего слоя, таких как длина волны, длительность импульса и энергия лазера, очень сильно зависят электродинамические свойства ВТСП лент 2-го поколения, такие как токнесущая способность и ее анизотропия, в том числе и во внешних магнитных полях, а также поведение критической температуры во внешних магнитных полях. Используя данные температурной зависимости сопротивления, можно проводить анализ по поведению температуры и энергии активации, что в свою очередь позволяет определять тип пиннинга и поведение вихревой решетки в ВТСП лентах 2-го поколения. Это в свою очередь позволяет с высокой точностью устанавливать параметры напыления для ВТСП лент 2-го поколения, что является важным при характеристике лент для практического применения.

Стоит также отметить, что при напылении в СП пленке формируются различные типы дефектов, такие как: дислокации (одномерные центры пиннинга), дефекты упаковки, антифазные границы, двойные границы, границы зерен, локальные плоскостные поверхности разориентации (двумерные центры пиннинга), пустоты и вторичные фазы (трехмерные центры пиннинга), вакансии и атомы замещения (нуль мерные центры пиннинга) [60]. Схематическое изображение различных типов дефектов представлено на Рисунке 1.9. В частности, в работе [61] было показано, что вклад дислокаций в пиннинг вихревой решетки является доминирующим в случае ВТСП лент 2-го поколения.

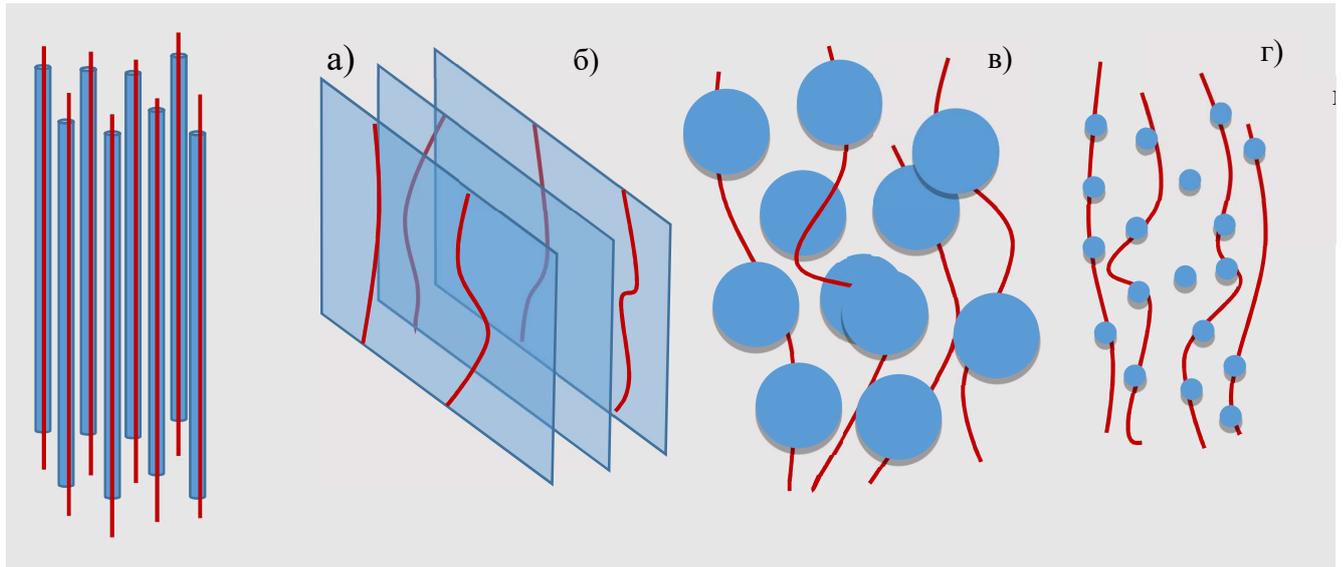


Рисунок 1.9 – Схематическое изображение различного типа дефектов. а) Одномерные линейные дефекты; б) двумерные планарные дефекты; в) трехмерные дефекты; г) нуль мерные точечные дефекты ($\sim \xi^3$). Дефекты обозначены синим, а вихри обозначены красными линиями

Влияние различных типов дефектов на поведение вихревой решетки и, как следствие, на электродинамику сверхпроводников в ВТСП лентах 2-го поколения является комплексной задачей, требующей разных подходов. Известно, что поведение вихревой решетки адекватно описывается анизотропными уравнениями Гинзбурга-Ландау благодаря тому, что вихри Абрикосова в достаточно широком диапазоне ведут себя как протяжённые вихревые линии. Важно также учитывать тот факт, что в данных системах с различным типом дефектов происходит нарушение дальнего порядка в решетке вихрей вследствие их взаимодействия не только между собой, но и со слабым хаотическим потенциалом точечных дефектов. Это поведение хорошо описывается в рамках теории коллективного пиннинга Ларкина-Овчинникова [62].

Реализация того или иного типа пиннинга требует исследования магнитных и транспортных характеристик ВТСП лент 2-го поколения с целью как понимания

фундаментальной природы сверхпроводимости, реализуемой в подобных системах, так и увеличения их эксплуатационных характеристик.

Вся область создания эффективного пиннинга вихревой структуры основана на достаточно простой концепции – создание несверхпроводящих областей для увеличения силы пиннинга, которая препятствует движению вихря. Однако, разработка точных деталей теории пиннинга вихревой структуры не является тривиальной. Каждый вихрь может взаимодействовать с различными типами закрепления и может даже изгибаться, [62]. Помимо этого, каждый вихрь взаимодействует со своим ближайшим соседом, что также вносит вклад в поведение зависимости силы пиннинга. Стоит также учитывать тот факт, что все типы взаимодействий, описанные выше, сильно зависят от температуры измерений, внешнего приложенного магнитного поля и ориентации ленты по отношению к магнитному полю, так как изменение направления приложенного поля может резко изменить силу пиннинга, действующую на вихри. Это поведение обычно описывается при помощи угловой зависимости плотности критического тока. Даже чистый и совершенно кристаллический REBCO имеет J_c , который достигает максимума при $\theta=90^\circ$ (поле параллельно плоскости образца) из-за непроводящего слоя BaO/YO между сверхпроводящими плоскостями CuO_2 , которые являются эффективными двумерными центрами пиннинга.

Исходя из этого, на сегодняшний день нет окончательного способа точно предсказать F_p (и, следовательно, J_c) при создании определенной микроструктуры ВТСП проводников. Однако благодаря проведению в течение последних десятилетий экспериментальных работ по оптимизации центров пиннинга и их морфологии был достигнут огромный прогресс в совершенствовании J_c . Существует также ряд теоретических исследований (в основном по массивным REBCO), которые добились больших успехов в объяснении поведения вихревой структуры в различных условиях [62–65].

Для описания поведения вихревой структуры часто пользуются теорией сильного пиннинга вихрей, которая описывает их взаимодействие с малой плотностью сильных дефектов [66]. Основное предположение строится на том, что каждое включение способно закрепить только одну вихревую нить, даже при условии изолированности от всех остальных. В пределе низкой плотности дефектов задача сводится к пиннингу вихревых сегментов, захваченных между двумя дефектами. Эти захваченные сегменты характеризуются характерной длиной L вдоль направления поля z , смещением u в направлении движения вихря x и смещением v поперек этого движения (вдоль оси y). Поскольку каждый из этих вихревых сегментов не закреплен внутри объема L_{III} , то три длины связаны через геометрическое соотношение:

$$n_p L u v \approx 1 \quad (1.5)$$

Если обозначить через f_p максимальную силу пиннинга (или срыва вихревой нити), которую изолированный дефект может оказать на вихревую линию, то критический ток J_c , необходимый для отрыва вихревого состояния от ландшафта пиннинга, определяется длиной захваченного сегмента и силой пиннинга f_p через уравнение:

$$\frac{\Phi_0}{c} J_c \approx \frac{f_p}{L} \quad (1.6)$$

В то время как сила отрыва вихревой нити стержня f_p является в основном свойством дефекта (по крайней мере для малых магнитных полей), типичная длина сегмента L является результатом сложного взаимодействия между взаимодействием вихря и вихревой нити, то есть существуют линии напряжения и взаимодействия между различными вихревыми нитями [67]-[69]. Более подробное описание теории сильного пиннинга с включениями сферической формы в ВТСП проводниках второго рода представлено в работе [70].

Другим путем исследования поведения вихревой структуры в ВТСП лентах 2-го поколения является исследование B - T диаграммы. Одним из возможных методов проведения этих исследований является измерение резистивного перехода в магнитных полях и последующий анализ линий необратимости. Большое число исследований на новых на тот момент ВТСП проводниках [71] сообщали о метастабильности намагниченности в магнитных полях и временной логарифмической релаксации остаточной намагниченности [72]. По результатам этой работы получена универсальная зависимость температурной зависимости поля, имеющая следующий вид:

$$1 - t \propto H^{2/3}, \quad (1.7)$$

где $t=T/T_c$ и названная квази-линией Альмедиа-Таулеса. Эта линия отделяет область вблизи T на плоскости B - T , в которой образец демонстрирует уникальную обратимую намагниченность $M(B,T)$ от области, в которой $M(B,T)$ зависит от предыдущего состояния на плоскости B - T . В своей работе Тинкхам [73] расширяет область применения этой модели с учетом того, что описанное поведение напоминало известные явления в физике спиновых стекол, то есть линия необратимости определяет предельные условия, при которых неравновесные сверхтоки могут «сохраняться» в течение всего эксперимента, внося необратимый вклад в намагниченность. Исходя из этой точки зрения «гигантской ползучести потока», также объяснены очевидные различия в $T_c(H)$, измеренные на одном и том же наборе образцов и выдвинуто предположение, что значения $B_{c2}(T)$, полученные из таких диссипативных измерений, являются серьезной недооценкой истинных термодинамических значений.

Дальнейшее развитие работ в том направлении [74] позволило обнаружить, что термоактивированное движение вихрей играет преимущественную роль и объясняется поведением температурной и полевой зависимостей критического тока. Более того, это позволило установить, что логарифмическая зависимость

энергии активации от плотности критического тока является важным параметром, который позволяет характеризовать поведение вихревой решетки в различных типах сверхпроводящих материалов [75].

Одним из наиболее успешных путей совершенствования токонесущей способности ВТСП лент 2-го поколения является внедрение ИЦП в процессе роста СП пленки. Одним из ранних успешных примеров является работа [76], в которой сообщалось, что добавление 5 мол. % BaZrO_3 в стехиометрические REBCO приводит к росту самоорганизующихся наноколонн BaZrO_3 в матрице REBCO. Выбор BaZrO_3 был обусловлен теми фактами, что, с одной стороны, этот материал известен как отличный тигельный материал для выращивания монокристаллов YBCO [76], а с другой стороны, он не агрессивно реагирует с YBCO. Для примера на Рисунке 1.10 представлена фотография ВТСП ленты 2-го поколения с ИЦП типа BaZrO_3 , полученная компанией SuperOx на промышленном оборудовании. Добавление ИЦП типа BaZrO_3 к REBCO привели к очень небольшой оптимизации J_c при температуре кипения жидкого азота по сравнению с исходными пленками (см. Рисунок 1.11). Помимо ИЦП типа BaZrO_3 , в настоящее время существует обширный перечень эффективных ИЦП другого типа. Так, в работе [77], посвященной исследованию полей необратимости и плотности силы пиннинга в ВТСП лентах 2-го поколения на основе GdBaCuO с ИЦП типа BaHfO_3 , было установлено, что при температуре кипения жидкого азота – 77,3К максимальная плотность силы пиннинга 23,5 Гн/м³ и поле необратимости 15,8 Тл были достигнуты при 1,5 об. % BaHfO_3 во внешнем магнитном поле $B||c$. На тот момент эти значения являлись рекордными значениями B_{irr} и J_c для ВТСП для ReBCO металлических подложках и намного выше, чем у коммерческих проводников с покрытием RE123. Из данных анализа пиннинга установлено, что коррелированный пиннинг, ориентированный по оси c , из-за хорошо выровненных наностержней BaHfO_3 играют важную роль в достижении высоких

значений эффективности поля необратимости и плотности силы закрепления потока. ВТСП ленты 2-го поколения с ИЦП типа BaSnO_3 , полученные методом PLD, демонстрируют высокие значения J_c в сравнении с исходными образцами в сильных магнитных полях [78].

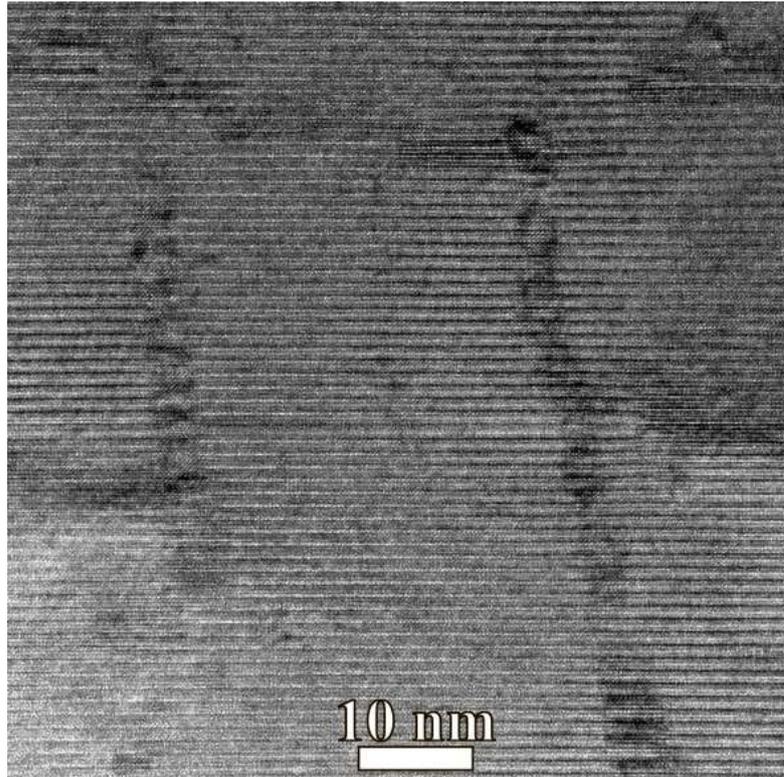


Рисунок 1.10 – Изображение матрицы СП с ИЦП в ВТСП лентах 2-го поколения, полученное при помощи просвечивающей электронной микроскопии

Наличие ИЦП с высокой плотностью размером порядка 10 нм и связанные с ними поля деформации вокруг них, как полагают, ответственны за наблюдаемые улучшения токонесущей способности. Для создания нового типа ИЦП в работе [79] использовался двойной перовскит YBa_2NbO_6 . Улучшение пиннинга вихревой решетки наблюдалось не только при внешнем магнитном поле, направленном вдоль оси c , но также для других направлений внешнего магнитного поля. Плотность критического тока J_c увеличилась практически в 2 раза во внешнем

магнитном поле 1 Тл и при температуре 77К. Более высокое несоответствие решетки YBa_2NbO_6 с YBCO также дает возможность получить дополнительный пиннинг из-за эффектов деформации.

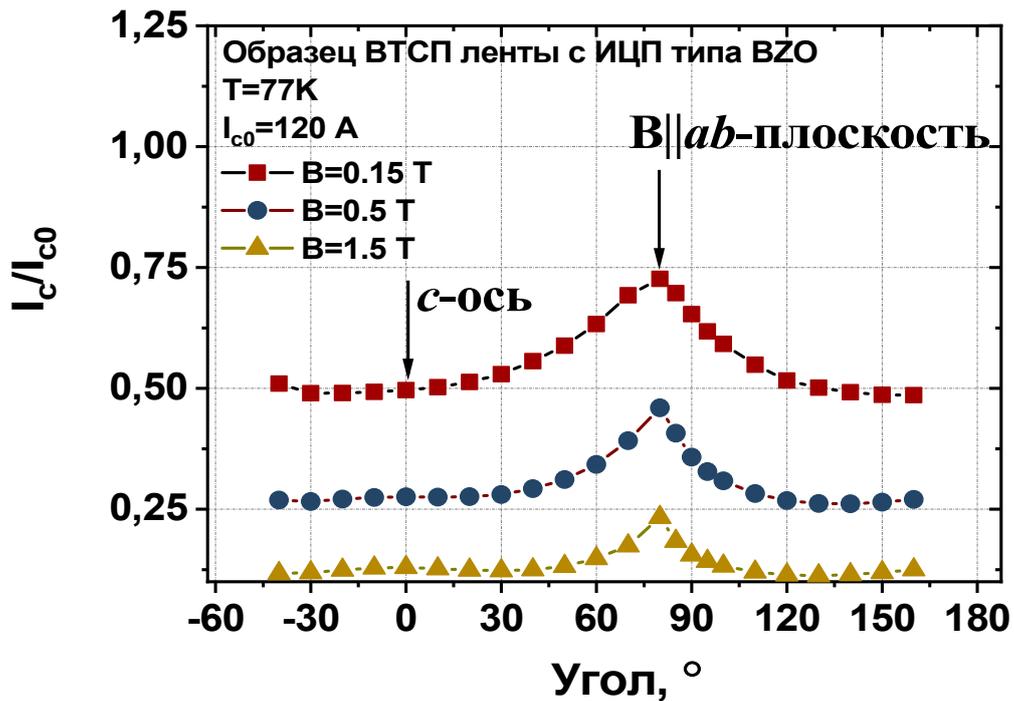


Рисунок 1.11 – Угловая зависимость нормированного значения критического тока в полях до 1.5 Тл СП пленки образца ВТСП ленты 2-го поколения с 6 об. % ИЦП типа BaZrO_3 , полученного на промышленном оборудовании компании SuperOx методом IBAD-PLD. Стрелками указано направление внешнего магнитного поля по отношению к плоскости образца

Танталаты бария, имеющие двойную структуру перовскита также предлагаются в качестве перспективной добавки для улучшения пиннинга в сравнении с потенциально лучшим пиннингом на ИЦП типа BaZrO_3 . Нанокolonны, ориентированные по оси c , состоящие из самоорганизующихся эпитаксиальных нановключений среднего диаметра порядка 6—7 нм, внедрялись в эпитаксиальные пленки YBaCuO , выращенные на двухосно-текстурированном проводнике. В

исследованном интервале составов до 4 об. % при добавлении BaZrO_3 наблюдалось изменение. Пленки YBCO с 4 об. % при этом снижения T_c не показали, а добавление BaZrO_3 продемонстрировало значительное улучшение пиннинга и, следовательно, J_c во всем диапазоне полей и его направлений, которые обычно в 1,5—6 раз превышают J_c для чистых пленок YBCO .

Для создания аналогичных условий по улучшению пиннинга вихревой решетки используют также нестехиометрическое соотношение ReBaCuO , позволяющее создавать «внутренние» несверхпроводящие вторичные фазы. В одной из работ по направлению подобных исследований были идентифицированы небольшие включения Y_2O_3 в напыленных пленках YBCO на подложках SrTiO_3 , такие как Re_2O_3 [80]. Они имеют либо кубовидную, либо игольчатую форму и растут эпитаксиально внутри и поверх пленок YBCO с двумя ориентациями, связанными поворотом на 90° вокруг общих осей $[110] \text{Y}_2\text{O}_3$ и $[100] \text{YBCO}$. В преобладающем случае плоскости $(001) \text{Y}_2\text{O}_3$ параллельны плоскостям $(001) \text{YBCO}$; плоскости $(001) \text{Y}_2\text{O}_3$ параллельны плоскостям $(100) \text{YBCO}$, также наблюдаются для выделений с отчетливо различной морфологией, что указывает на то, что ориентация и форма включений коррелируют. Благоприятное влияние на рост выделений, удовлетворяющих соотношению доминирующей ориентации, оказывает низкое рассогласование двумерных решеток в межфазной плоскости (001) . Эти включения и, в частности, возникающие границы и дефекты влияют на дальнейшее зарастание пленки. Преципитаты приводят к напряженным и смещенным областям, которые, в свою очередь, способствуют образованию краевых и винтовых дислокаций. В работе [81] было продемонстрировано, что изучение скорости ползучести при высоких температурах является фундаментальным инструментом для понимания и оптимизации значений $J_c(H)$ пленок YBCO . Был проанализирован переход между коллективным режимом, связанным с плато на зависимости $S(T)$, и быстрой ползучести, индуцированной

термическим депиннингом при увеличении T . Анализ скорости ползучести и $J_c(T, H)$ в пленках с коррелированным беспорядком позволяет понять влияние согласующего поля и диаметра центров пиннинга на результирующие данные по вихревой динамике, указывающие на то, что расширение коллективного режима ползучести можно использовать для контроля пиннинга. В работе [82] для исследований использовались образцы YBCO, содержащие вторую фазу – Y_2BaCuO_5 (далее 211), представляющие частицы нанометрового размера, которые создавались путем роста, чередующихся ультратонких слоев 211 и 123. По данным микроскопических исследований наблюдалась почти однородная дисперсия наночастиц второй фазы 211, которая приводит к несоответствию решеток и благоприятствует росту островковых наночастиц, поскольку осаждение предпочтительнее на энергетически благоприятных островковых фазах, а не на подложке или базовом слое с несогласованной решеткой. Рассмотренные методики также часто используются в сочетании с упомянутым выше созданием СП пленок с ИЦП [83].

Еще одним возможным направлением создания эффективных центров пиннинга для закрепления вихрей является радиационное облучение протонами, нейтронами или высокоэнергетичными ионами (см., например, [84]-[88]). В первых работах по влиянию ионного облучения на свойства ВТСП пленок на основе YBCO, полученных методом PLD, сообщалось, что критическая температура сверхпроводящего перехода снижается при облучении ионами He с энергией 6,7 МэВ и флюенсом $5,7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$. Было выдвинуто предположение о том, что одна из возможных причин такого снижения критической температуры СП перехода в результате облучения может быть в том, что в образце создаются повреждения в подрешетке кислорода и меди [89]. При этом облучение ионами He с энергией 3,6 МэВ и флюенсами от 2,5 до $60 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ приводит к деградации плотности критического тока, форма кривых $J_c(H)$ и $J_c(T)$ не изменяется, а

деградация критической температуры СП перехода происходит значительно медленнее деградации плотности критического тока [90].

Используя облучение тяжелыми ионами Sn с энергией 580 МэВ и флюенсами от $4.8 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ до $2.4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, в работе [91] создавались длинные треки в монокристаллах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$. Было обнаружено, что плотность критического тока в значительной степени увеличивается при всех температурах и полях и это усиление является наибольшим, когда приложенное поле параллельно направлению ионного облучения. В отличие от облучения легкими ионами эта микроструктура значительно расширяет необратимый режим. Результаты показывают, что столбчатые дефекты более эффективны, чем точечные дефекты, при закреплении вспомогательных линий на высокие температуры и поля.

Структура и механизм закрепления вихревой структуры на радиационно созданных дефектах в YBCO обсуждались в работе М. Кирка [92]. В статье подробно исследованы микроструктура и токонесущие характеристики облученных образцов монокристаллов нейтронами с флюенсами 2, 4 и $8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ ($E_n > 0.1 \text{ МэВ}$), протонами с энергией 3,5 МэВ и оптимальными флюенсами $1\text{-}2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ [93], электронами энергией 1 МэВ и флюенсом $1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$. Объединив наблюдения с помощью ПЭМ и измерения намагниченности в монокристаллах YBCO, облученных нейтронами, протонами и электронами, авторы добились прогресса в определении структуры и механизмов закрепления вихревой структуры различных радиационных дефектов. Было установлено, что смещение атомов Cu из плоскостей CuO_2 приводит к наиболее эффективному закреплению вихрей при облучении электронами и, как предполагается, также при облучении протонами и нейтронами. Анизотропия пиннинга вихревой решетки была обнаружена для всех типов облучения.

Многочисленные исследования [94] образцов ВТСП лент 2-го поколения на основе ReBCO, облученных нейтронами, свидетельствуют о снижении их

анизотропии. Критический ток деградирует при низких флюенсах при $B//ab$ по сравнению с $B//c$, не зависимо от того, что после облучения его значения остаются наиболее высокими. Низкоэнергетичные нейтроны приводят к падению критической температуры сверхпроводящего перехода на 1.6К при значениях флюенса $6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ и на 7 К при $2,9 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$, как, в принципе, и при облучении высокоэнергетичными нейтронами при тех же флюенсах, но падение в этом случае происходит на величину 3-15%.

Повышение токонесущей способности в ВТСП лентах 2-го поколения возможно также путем корректировки или легирования несколькими редкоземельными элементами ((Y, Gd, Nb, ...) $\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ [95]).

В зависимости от типа дефектов, сформировавшихся в сверхпроводящей пленке, формируется и различный тип пиннинга, который, как уже было описано выше, определяет область практического применения ВТСП лент 2-го поколения. В работе [96] авторы разделяют их применение на две большие группы. Это область для применения в энергетическом секторе и область для применения в сильных магнитных полях. В свою очередь это приводит к разделению проводников на три области по температуре и полям: область высоких температур и низких полей, область средних температур и средних полей, область низких температур и высоких полей. Для всех диапазонов полей и температур требуется детальное исследование сверхпроводящих свойств ВТСП лент 2-го поколения с включениями, играющими роль эффективных центров пиннинга различного типа.

1.3 ПРАКТИЧЕСКОЕ ПРИМЕНЕНИЕ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫХ И ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ МАТЕРИАЛОВ

Композитные сверхпроводящие материалы хорошо зарекомендовали себя при создании большого числа оборудования для нужд электроэнергетического

сектора, разработке и создании сверхпроводящих магнитных систем для ускорителей и термоядерных реакторов, а также при создании медицинского оборудования. Уже активно функционируют большой адронный коллайдер Large Hadron Collider (LHC) в ЦЕРНе, Швейцария, а также Бустер для будущего ускорителя Nuclotron based Ion Collider Facility (NICA) в ОИЯИ, Дубна. Для разработки, создания и запуска этих ускорителей проведено большое количество конструкторских и научно-исследовательских работ [97].

БАК представляет из себя кольцо с СМС длиной 27 км, расположенных под землей. Это в основном диполи длиной 15 м и квадруполи длиной 3 м. 1232 основных дипольных и 392 основных квадрупольных магнита дополнены квадрупольными магнитами: 86 MQM (совпадающие), 26 MQY (с широкой апертурой) и 32 квадруполья (последний построен КЕК и Фермилаб). Около 6000 сверхпроводящих магнитов-корректоров, многие из которых имеют индивидуальное питание, также очень важны для функционирования ускорителя. Схематическое изображение среза дипольного магнита представлено на Рисунке 1.12. В составе этих СМС используются стабилизированные Резерфордские кабели на основе NbTi или одиночные жилы, которые работают при температуре 1,9К [98].

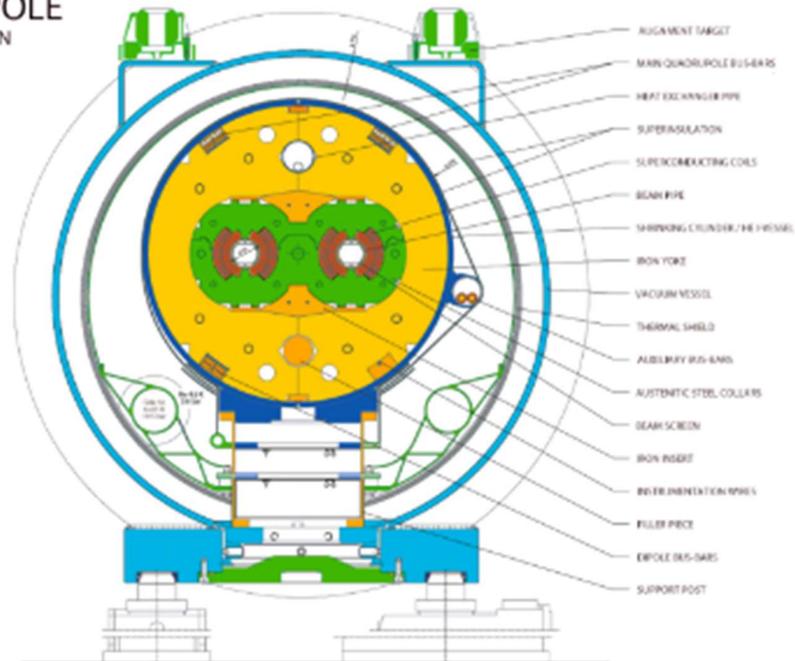
Разработка проекта коллайдера NICA, проводимая в ОИЯИ, состоящего из тяжелой ионного источника КРИОН электронно-струнного типа, источника поляризованных протонов и дейтронов, линейного ускорителя с высокочастотной квадрупольной фокусировкой, сверхпроводящего бустерного синхротрона и др., также проводится с использованием композитных НТСП проводников. Сверхпроводящий бустерный синхротрон представляет из себя ускоритель с энергией 10 ГэВ и длиной по окружности порядка 211 м. Максимальное значение поля дипольного магнита составляет 1.5 Тл. Магнитная система бустера состоит из 10 дипольных магнитов, 6 фокусирующих и 6 дефокусирующих линз.

Поперечное сечение дипольного магнита в криостате представлено на Рисунке 1.12. [99].

Для модернизации и достижения больших энергий в ускорителе HL - LHC Нуклотроне будущего ускорителя NICA дипольные и квадрупольные магниты на базе NbTi будут заменены аналогичными магнитами на базе Nb₃Sn или ВТСП лент 2-го поколения с большей апертурой [100]. Для обеспечения стабильной работы этих магнитов в условиях радиационных полей важно изучить поведение T_c и J_c , а также B_{c2} . Это необходимо, чтобы спрогнозировать работу магнитов ускорителя в течение всего срока службы ускорителя. Поскольку ни один доступный источник не способен одновременно производить различные источники высоких энергий, эффекты облучения должны быть изучены отдельно для каждого из них, то есть электронов, ионов, нейтронов и протонов.

Еще одним из возможных применений НТСП и ВТСП материалов являются будущие установки термоядерного синтеза. Впервые возможность создания данного типа установки была опубликовано в работе [101]. Концепция этой установки базировалась на работах [102], посвященных разработке и созданию термоядерного реактора И. Е. Тамма и А.Д. Сахарова. В последующие годы была разработана и создана серия установок, результаты экспериментов на которых позволили определить основные направления разработки установок термоядерного синтеза во всем мире. Благодаря этому впервые был разработан и создан Токамак Т-15 с полностью сверхпроводящими катушками на основе Nb₃Sn [103]. Параллельно велись работы по разработке и созданию установок термоядерного синтеза в США и Европе [104]. Уже в 1986 была принята концепция будущего международного экспериментального термоядерного реактора (ITER) (Рисунок 1.14).

LHC DIPOLE CROSS SECTION



CERN AC/DI/MM — 06-2001

Рисунок 1.12 – Схематическое изображение дипольного магнита ЛHC [101]

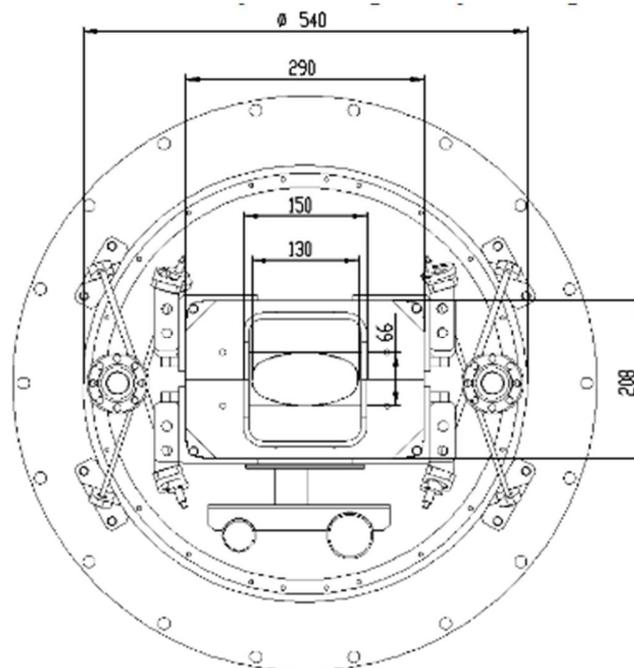


Рисунок 1.13 – Схематическое изображение поперечного сечения дипольного магнита ускорителя NICA

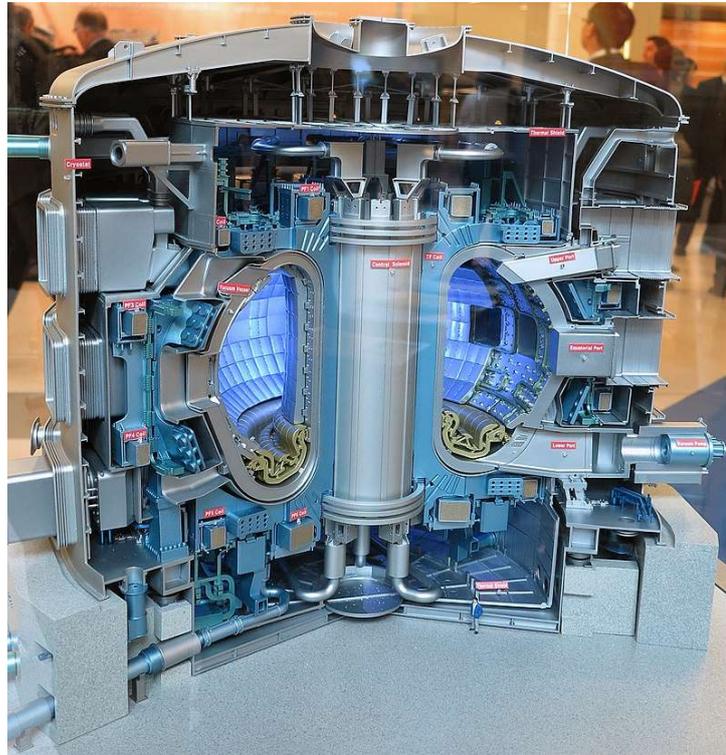


Рисунок 1.14 – Изображение поперечного сечения мини-макета экспериментального термоядерного реактора

Программа его создания, рассчитанная на 30 лет – 10 лет строительства и 20 лет работы, выполняется в настоящее время с ожидаемым получением первой плазмы в 2035 году.

Предпосылками по реализации этих крупных проектов было выполнение большого количества работ, посвященных исследованию, в частности, влиянию облучения на сверхпроводящие свойства композитных сверхпроводников. Еще в 1987 году активно велись работы по исследованию влияния облучения нейтронами с энергией 14 МэВ на критические параметры многожильных бинарных и легированных Ta, Ti и Ni+Zn проводов Nb_3Sn [105]. В этой работе установлены такие важные особенности в поведении плотности критического тока при низких флюенсах и его падение при флюенсах более $\varphi_0 t = 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$ в полях до 20 Тл, а также увеличение на 10% второго критического тока при облучении.

Параллельно проводились исследования по облучению поликристаллических образцов высокотемпературной керамики – YBCO [106]. В работе поликристаллические образцы с плотностью 95% и удельным сопротивлением 200 мкОм при температуре 100 К облучались быстрыми нейтронами с флюенсом $5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-2}$ ($E_n > 1 \text{ МэВ}$) при температуре 50°C. Были выполнены измерения сопротивления, динамической магнитной восприимчивости, а также бесконтактные измерения критического тока для изучения влияния флюенса облучения на температуру сверхпроводящего перехода T_c , межзеренную и внутризеренную плотность критического тока. Начало перехода не зависит от фазовой блокировки слабых связей и уменьшается с постоянным наклоном 4,3 К на 10^{18} см^{-2} , что приводит к $T=9 \text{ К}$ при $\varphi_{0t} = 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-2}$. Разница между T_c и температурой фазовой блокировки T_{c1} увеличивается с флюенсом. Это согласуется с более сильным уменьшением спада, который определяется слабыми связями. Межзеренный (или транспортный) ток J_c уменьшается от 320 А/см² при 10 К, 0 Т, при $\varphi_{0t} = 0$ до 10 А/см² при $\varphi_{0t} = 1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-2}$. Межзеренный ток в области более высокого поля (где доминирует перколяционная природа) показывает небольшое усиление до $5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ по сравнению с необлученным состоянием. Такое поведение обусловлено тем, что внутризеренный ток увеличивается более чем на один порядок величины до флюенса $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$. Такое выраженное усиление внутризеренного тока из-за радиационно-индуцированных центров пиннинга наблюдается только при высоких полях, выше максимума J_c . В области более низких полей ток определяется внутризеренными переходами. Общей чертой внутри- и межзеренных переходов является их чувствительность к радиационному повреждению. Зависимость внутризеренного тока от поля и флюенса согласуется с поведением внутризеренного перехода, доминирующего ниже максимума плотности тока.

Облучение серебряных лент с оболочкой Bi, Pb(2223) протонами с энергией 600 МэВ приводит к образованию высокоэнергетических осколков деления. Эти осколки, в свою очередь, генерируют случайным образом ориентированные столбчатые дефекты вдоль своих траекторий [107]. Критическая плотность тока в магнитных полях сильно зависит от линейных дефектов. При высоких температурах (выше $T=40$ К) распад как транспортной, так и магнитно-определенной критической плотности тока во внешних магнитных полях меньше после облучения. При низких температурах (ниже $T=40$ К), однако, намагниченность спадает быстрее во внешних магнитных полях, чем до облучения, в отличие от транспортных плотностей тока, которые показывают ожидаемое более медленное снижение из-за усиления пиннинга [108].

Анизотропия критического тока во внешних магнитных полях при $T=77,3$ К сильно уменьшается из-за присутствия расщепленных столбчатых дефектов, в основном из-за значительно усиленного поля необратимости для ориентаций магнитного поля, нормальных к плоскости ленты.

1.4 ВЫВОДЫ К ГЛАВЕ 1

1. Проведенный анализ литературы по НТСП и ВТСП материалам показал, что на сегодняшний день не существует обобщенных моделей, корректно описывающих электродинамические свойства сверхпроводников в зависимости от типа дефектов. Для описания полевой зависимости силы пиннинга НТСП проводников требуется введение универсальной аналитической функции, позволяющей проводить описание как для случая слабых, так и случая сильных магнитных полей.

2. Показано, что ионное облучение приводит к изменению типа пиннинга вихревой решетки за счет образования радиационных дефектов, исследование которых необходимо проводить при помощи существующих

методов рентгеноструктурного анализа и микроскопии. Сопоставление результатов анализа экспериментальных исследований температуры сверхпроводящего перехода, критической плотности тока, в том числе и в магнитных полях, с данными микроструктуры также позволит развить существующие подходы в изучение НТСП материалов со структурой типа А-15. Это, в свою очередь, будет являться важным фактором при расчете ресурса сверхпроводящих магнитных систем для установок термоядерного синтеза, ускорителей и других типов мегаустановок для прикладных и исследовательских целей.

3. Обнаружено, что необходимо проводить исследования сверхпроводящих характеристик ВТСП лент 2-го при помощи сканирующей электронной микроскопии, рентгеновской дифракции. Это позволяет определить типы ИЦП в облученных ВТСП лентах 2-го поколения в широком диапазоне энергий от нескольких до сотен МэВ, а также разработать пути совершенствования технологии производства для получения ВТСП лент 2-го поколения с повышенной токонесущей способностью при одновременном снижении стоимости за кА-м.

ГЛАВА 2 ИССЛЕДОВАНИЕ ПОВЕДЕНИЯ ПАРАМЕТРА ПОРЯДКА И РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СВЕРХТОКА В СВЕРХПРОВОДНИКАХ НА ОСНОВЕ ЧИСЛЕННОГО МЕТОДА МОДЕЛИРОВАНИЯ НЕСТАЦИОНАРНЫХ УРАВНЕНИЙ ГИНЗБУРГА – ЛАНДАУ

ВВЕДЕНИЕ

В этой главе представлены результаты моделирования при помощи нестационарных уравнений Гинзбурга-Ландау. В рамках этого приближения можно смоделировать влияние внешних полей, токов и неоднородностей на параметр порядка и распределения сверхтока в СП образцах различной конфигурации и дефектности. Набор таких численных расчетов для модельных образцов небольшого размера создает качественную картину явлений для реальных сверхпроводников.

Представленные результаты позволяют качественно описывать эффекты, такие как эффект Мейснера, эффект близости, проникновение магнитного поля в виде квантовых вихрей для сверхпроводника, окруженного слоем металла, системе сверхпроводников, разделенных слоем металла, сверхпроводнике с поверхностным дефектом, и хорошо согласуются с литературными данными.

Моделирование проводилось при помощи численного решения нестационарных уравнений Гинзбурга-Ландау. Использовались методы сеточной аппроксимации уравнений. Детальное описание обзора алгоритма приводится в работе [109, 110].

В стационарном варианте уравнения Гинзбурга-Ландау получают в рамках феноменологической теории фазовых переходов второго рода [111], а именно разложении свободной энергии по четным степеням параметра порядка, который мал вблизи точки перехода. В этом случае область применимости этой теории ограничена близостью к критической температуре, а волновую функцию сверхпроводящих электронов принимают за параметр порядка. В присутствии

магнитного поля \vec{B} свободную энергию системы записывают в виде функционала, который зависит от параметра порядка ψ и векторного потенциала \vec{A} :

$$F \approx \int \left\{ \alpha |\psi|^2 + \frac{\beta}{2} |\psi|^4 + \frac{1}{4m^*} \left| (-i\hbar\nabla - \frac{2e}{c} \vec{A}) \psi \right|^2 + \frac{\vec{B}^2}{8\pi} \right\} dV. \quad (2.1)$$

Здесь α и β – некоторые феноменологические коэффициенты, характеризующие материал, \hbar – постоянная Планка, $2e$ – заряд носителей, m^* – масса носителей, c – скорость света в вакууме. Интегрирование ведется по всему объему сверхпроводника.

Свободная энергия отсчитывается от энергии нормального состояния. Так как теория строится вблизи критической температуры (T_c), то в уравнении температурная зависимость учитывается только в коэффициенте разложения по параметру порядка – $\alpha(T) = \alpha(T - T_c)$.

При $\alpha > 0$ это соответствует появлению сверхпроводимости при $T < T_c$. При этом, необходимо, чтобы выполнялось требование положительной определенности функционала, то есть коэффициенты β и m^* должны быть положительными.

Варьируя этот функционал по ψ^* , получим выражение для вариации функционала:

$$\delta F \approx \int_V \left[\alpha |\psi|^2 + \beta |\psi|^2 \psi + \frac{\hbar^2}{4m^*} \left(\nabla - \frac{2ie}{\hbar c} \vec{A} \right)^2 \psi \right] \delta \psi^* dV + \oint_\Gamma \left[\vec{n} \left(\nabla - \frac{2ie}{\hbar c} \vec{A} \right) \psi \right] \delta \psi^* dS, \quad (2.2)$$

где \vec{n} – это внешняя нормаль к поверхности сверхпроводника Γ . Для получения уравнения Гинзбурга-Ландау необходимо приравнять к нулю выражение в квадратных скобках:

$$\alpha |\psi|^2 + \beta |\psi|^2 \psi + \frac{\hbar^2}{4m^*} \left(\nabla - \frac{2ie}{\hbar c} \vec{A} \right)^2 \psi = 0 \quad (2.3)$$

Граничное условие для параметра порядка для случая сверхпроводник-изолятор [112]:

$$\vec{n} \left(\nabla - \frac{2ie}{\hbar c} \vec{A} \right) \psi = 0. \quad (2.4)$$

Для случая границы сверхпроводник-металл используется граничное условие более общего вида [112]:

$$\vec{n} \left(\nabla - \frac{2ie}{\hbar c} \vec{A} \right) \psi = \frac{\psi}{\beta}. \quad (2.5)$$

Варьирование функционала по векторному потенциалу дает уравнение для магнитного поля [112]:

$$\text{rot rot} \vec{A} = \frac{4\pi}{c} \vec{J}_s, \quad (2.6)$$

где уравнение для сверхпроводящего тока имеет следующий вид:

$$\vec{J}_s = \frac{e\hbar}{m^*} \text{Im} \left\{ \psi^* \left(\nabla - \frac{2ie}{\hbar c} \vec{A} \right)^2 \psi \right\}. \quad (2.7)$$

2.1 НЕСТАЦИОНАРНЫЕ УРАВНЕНИЯ ГИНЗБУРГА – ЛАНДАУ. БЕЗРАЗМЕРНЫЙ ВИД УРАВНЕНИЙ

При протекании тока или изменение внешнего магнитного поля в сверхпроводнике чаще всего используют простейшую релаксационную модель, которая предполагает, что производная по времени от параметра порядка пропорциональна вариационной производной функционала свободной энергии:

$$\eta \left(\hbar \frac{\partial}{\partial t} + 2ie\varphi \right) \psi = - \frac{\delta F}{\delta \psi^*}, \quad (2.8)$$

где η – релаксационный параметр системы (скорость релаксации), а φ – электрохимический потенциал.

Учитывая, что неоднозначность волновых функций в электромагнитном поле связана с неоднозначностью определения потенциалов поля [113], можно воспользоваться калибровочным преобразованием с помощью произвольной скалярной функции $\chi(r, t)$:

$$\psi' \rightarrow \psi \exp \left(\frac{ie}{\hbar c} \chi \right), \quad \vec{A}' \rightarrow \vec{A} + \nabla \chi, \quad \varphi' \rightarrow \varphi - \frac{1}{c} \frac{\partial \chi}{\partial t}, \quad (2.9)$$

Стоит отметить, что произвольность выбора скалярной функции χ и позволяет выбрать калибровку. Напряженность поля \vec{E} и магнитная индукция \vec{B} не изменяются и определяются через потенциалы следующим образом:

$$\vec{E} = -\nabla\varphi - \frac{1}{c}\frac{\partial\vec{A}}{\partial t}, \quad \vec{B} = \text{rot}\vec{A} \quad (2.10)$$

Необходимо также учитывать тот факт, что при описании динамических процессов в сверхпроводниках может протекать и нормальный ток:

$$\vec{J}_n = \sigma_n \vec{E} = -\sigma_n \left(\nabla\varphi + \frac{1}{c}\frac{\partial\vec{A}}{\partial t} \right), \quad (2.11)$$

σ_n – проводимость нормальных электронов.

В результате получаются замкнутая система нестационарных уравнений Гинзбурга-Ландау (НГЛ):

$$\begin{aligned} -\eta \left(\hbar \frac{\partial}{\partial t} + 2ie\varphi \right) \psi &= \alpha\psi + \beta|\psi|^2\psi - \frac{\hbar^2}{4m^*} \left(\nabla - \frac{2ie}{\hbar c}\vec{A} \right)^2 \psi \\ \text{rot}\vec{B} &= \frac{4\pi}{c} (\vec{J}_n + \vec{J}_s) \end{aligned} \quad (2.12)$$

Эта система уравнений дополняется граничными условиями для параметра порядка ψ и для магнитного векторного потенциала \vec{A} :

$$\left(\nabla - \frac{2ie}{\hbar c}\vec{A} \right) \psi|_{\text{bound}} = 0, \quad \nabla \times \vec{A}|_{\text{bound}} = \vec{H} \quad (2.13)$$

В дальнейшем будем использовать систему безразмерных уравнений, в которой вводятся следующие единицы для измерения физических величин:

- $\psi_0^2 = \frac{|\alpha|}{\beta}$ – значение однородного параметра порядка в отсутствии магнитного поля – единица измерения параметра порядка ψ ;
- $\xi^2 = -\frac{\hbar^2}{2m^*|\alpha(T)|}$ – длина когерентности – единица длины;
- $\frac{\hbar^2\sigma_n\beta}{8e^2\alpha^2\xi^2}$ – единица времени;
- $\frac{4e\alpha^2\xi^2}{\hbar\sigma_n\beta}$ – единица скалярного потенциала φ ;

- $H_{c2}(T) = \frac{\phi_0}{2\pi\xi^2}$ – верхнее критическое поле – единица магнитной индукции;
- $\frac{4e\alpha^2\xi}{\hbar\beta}$ – единица плотности тока.

В рамках современных теорий для инициализации релаксационных процессов необходимо ввести также слагаемое \tilde{f} , описывающее ланжевеновский шум. Такой источник шума необходим, чтобы в явном виде имитировать переходы за счет термических процессов. Без этого система всегда оставалась бы в метастабильном состоянии.

Таким образом, получаем окончательный вид безразмерных НГЛ:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial t} + i\varphi\right)\Lambda &= -\frac{1}{\eta}\left[\left(\frac{\nabla}{i} - \vec{A}\right)^2 \Lambda + (1-T)(|\Lambda|^2 - 1)\Lambda\right] + \tilde{f}(\vec{r}, t) \\ k^2\nabla \times \nabla \times \vec{A} &= \underbrace{(1-T)Re\left[\Lambda^*\left(\frac{\nabla}{i} - \vec{A}\right)\Lambda\right]}_{j_{super}} + \underbrace{\left[-\frac{\partial\vec{A}}{\partial t} - \nabla\varphi\right]}_{j_{norm}} \\ &\quad + \underbrace{\left[k^2\nabla \times \vec{B}^2\right]}_{j_{ext}} \end{aligned} \quad (2.14)$$

где введены безразмерные величины: Λ – параметр порядка $[0 \div 1]$; \vec{A} – векторный потенциал; T – температура $[0 \div 1]$; φ – скалярный потенциал; \tilde{f} – тепловые флуктуации; κ – параметр ГЛ ($\kappa = \frac{\lambda}{\xi}$, где $\lambda^2 = -\frac{m^*c^2\beta}{8\pi e^2\alpha}$); константа η – положительная величина, определяющая отношение характерных времен релаксации для Λ и \vec{A} , Re – реальная часть комплексной величины.

Граничное условие для \vec{A} : внешнее магнитное поле, приложенное в направлении оси, может быть переменным во времени, но пространственно-однородно.

Непрерывность поля, таким образом, подразумевает:

$$B_z = \hat{e}_z \nabla \times \vec{A}.$$

Граничное условие для параметра порядка: проекция плотности сверхпроводящего тока, перпендикулярная к границе образца, равна нулю:

$$\hat{v}(-i\nabla - \vec{A})\Lambda = 0,$$

где \hat{v} обозначает единичный вектор, нормальный к поверхности сверхпроводника, граничащей с вакуумом. Это автоматически подразумевает, что нормальная составляющая исчезает, так как полный ток через поверхность сверхпроводник-вакуум равен нулю.

2.2 ψU -МЕТОД ДЛЯ НЕСТАЦИОНАРНЫХ УРАВНЕНИЙ ГИНЗБУРГА-ЛАНДАУ

Разностные приближения к ВУГЛ обычно получают, используя метод конечных элементов. Наиболее физическим методом расчета ВУГЛ является ψU – метод, в рамках которого наряду с параметром порядка ψ используются два вспомогательных поля U^x и U^y , которые связаны с \vec{A} соотношениями:

$$U^x(x, y, t) = \exp\left(-i \int_{x_0}^x A_x(\xi, y, t) d\xi\right) \quad (2.15)$$

$$U^y(x, y, t) = \exp\left(-i \int_{y_0}^y A_y(x, \eta, t) d\eta\right) \quad (2.16)$$

Впервые такие переменные были введены в теориях решеток [114]. Эти переменные были применены к НГЛ в работе [115]. ψU - метод оказался весьма полезным при численном моделировании многих явлений сверхпроводимости [115, 117–119].

Хорошо известно, что любой численный метод определяется как метод решения уравнений, связывающих определенное число неизвестных величин между собой. В ψU – методе этими фундаментальными неизвестными являются три сложных множества, так как рассматривается прямоугольная сетка (Рисунок 2.1).

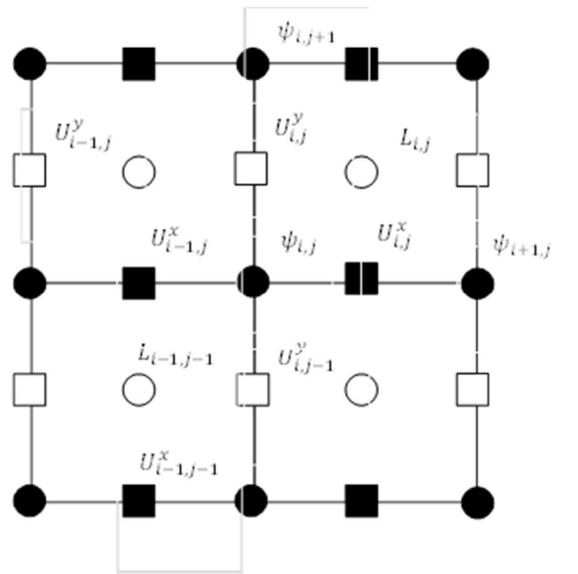


Рисунок 2.1 – Прямоугольная сетка, используемая для расчета

Сетка состоит из N_x на N_y прямоугольных ячеек, с пространственным шагом a_x и a_y :

- $\psi_{i,j}$, где $1 \leq i \leq N_x + 1$, $1 \leq j \leq N_y + 1$, определенные на узлах сетки, значения $\psi_{i,j}$ аппроксимирует величину параметра порядка в точках пространства x_i, y_j ;
- $U_{i,j}^x$ (переменная связи в x -направлении), с $1 \leq i \leq N_x$, $1 \leq j \leq N_y + 1$, привязанная к середине горизонтальных ребер ячеек сетки. Значения $U_{i,j}^x$ аппроксимируют величину $\exp\left(-i \int_{x_i}^{x_{i+1}} A_x(\xi, y_j) d\xi\right)$;
- $U_{i,j}^y$ (переменная связи в y -направлении), с $1 \leq i \leq N_x + 1$, $1 \leq j \leq N_y$, привязанная к середине вертикальных ребер ячеек сетки. Значения $U_{i,j}^y$ аппроксимируют величину $\exp\left(-i \int_{y_j}^{y_{j+1}} A_y(x_i, \eta) d\eta\right)$.

Чтобы получить дискретные уравнения, полезно заметить, что, из определения переменных связи, дискретные аналоги u^x и u^y из (2.15), (2.16) могут быть

определены в узлах как: $u_{i,j}^x = \prod_{k=1}^{i-1} U_{k,j}^x$, $u_{i,j}^y = \prod_{k=1}^{j-1} U_{i,k}^y$, что приводит к соотношению: $U_{i,j}^x = \bar{u}_{i,j}^x u_{i+1,j}^x$, $U_{i,j}^y = \bar{u}_{i,j}^y u_{i,j+1}^y$.

Приведение НГЛ с учетом дискретных приближений второго порядка по пространственному шагу для каждого выражения выглядит следующим образом:

1. В силу равенства

$$(-i\vec{\nabla} - \vec{A})^2 \Delta = -\bar{u}^x \partial_{xx}^2 (u^x \Delta) - \bar{u}^y \partial_{yy}^2 (u^y \Delta), \quad (2.17)$$

Выражение для $(-i\vec{\nabla} - \vec{A})^2 \Delta$ во втором порядке точности по пространственному шагу преобразуется в вид:

$$\begin{aligned} (-i\vec{\nabla} - \vec{A})^2 \Delta|_{(x,y)} &= \frac{U_{i,j}^x \Delta_{i+1,j} - 2\Delta_{i,j} + \bar{U}_{i-1,j}^x \Delta_{i+1,j}}{a_x^2} - \\ &\frac{U_{i,j}^y \Delta_{i,j+1} - 2\Delta_{i,j} + \bar{U}_{i,j-1}^y \Delta_{i,j-1}}{a_y^2} + O(a_x^2 + a_y^2). \end{aligned} \quad (2.18)$$

2. Разностный вид выражения $(|\Delta|^2 - 1)\Delta$: $(\bar{\Delta}_{i,j} \Delta_{i,j} - 1)\Delta_{i,j}$.
3. Разностный вид выражения $Re[\bar{\Delta}(-i\vec{\nabla} - \vec{A})\Delta]$ в силу равенства $(-i\partial_x - A_x)\Delta = -i\bar{u}^x \partial_x (u^x \Delta)$ имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} Re[\bar{\Delta}(-i\partial_x - A_x)\Delta]|_{x_i + \frac{a_x}{2}, y_j} &= Im\left(\frac{\bar{u}_{i,j}^x \bar{\Delta}_{i,j}^x + \bar{u}_{i+1,j}^x \bar{\Delta}_{i+1,j}^x}{2} \frac{u_{i+1,j}^x \Delta_{i,j}^x - u_{i,j}^x \Delta_{i,j}^x}{a_x}\right) + O(a_x^2) = \\ &\frac{1}{a_x} Im\left((\bar{\Delta}_{i,j} \bar{u}_{i,j}^x u_{i+1,j}^x \Delta_{i+1,j}) + O(a_x^2)\right) = \frac{1}{a_x} Im\left((\bar{\Delta}_{i,j} u_{i,j}^x \Delta_{i+1,j}) + O(a_x^2)\right). \end{aligned} \quad (2.19)$$

Аналогично для у компоненты.

4. Рассмотрим $\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{A} = \vec{\nabla} \times \vec{B}$. Сначала введем вспомогательную величину: $L_{i,j} = U_{i,j}^x U_{i+1,j}^y \bar{U}_{i,j+1}^x \bar{U}_{i,j}^y$. Из этого определения и соотношения Стокса следует:

$$L_{i,j} = \exp\left(-ia_x a_y B_z \left(x_i + \frac{a_x}{2}, y_i + \frac{a_y}{2}\right)\right) \left(1 + O(a_x^4 + a_y^4)\right). \quad (2.20)$$

Поскольку в данной постановке для вектора магнитной индукции справедливо соотношение: $\vec{B} = (0, 0, B_z)$ и $\vec{\nabla} \times \vec{B} = (\partial_y B_z - \partial_x B_z, 0)$ возможно использование аппроксимации:

$$\partial_y B_z \left(x_i + \frac{a_x}{2}, y_j \right) = \frac{i}{a_x a_y^2} (\bar{L}_{i,j-1} L_{i,j} - 1) + O(a_x^2 + a_y^2) \quad (2.21)$$

$$-\partial_x B_z \left(x_i, y_j + \frac{a_y}{2} \right) = \frac{i}{a_x^2 a_y} (\bar{L}_{i,j} L_{i-1,j} - 1) + O(a_x^2 + a_y^2) \quad (2.22)$$

Тогда из соотношения:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} [\bar{u}^x(x, y, t) u^x(x + \delta, y, t)] &= -i \bar{u}^x(x, y, t) u^x(x + \delta, y, t) \int_x^{x+\delta} \frac{\partial A_x(\xi, y, t)}{\partial t} d\xi = \\ &= -i \delta \bar{u}^x(x, y, t) u^x(x + \delta, y, t) \frac{\partial A_x(x + \frac{\delta}{2}, y, t)}{\partial t} + O(\delta^2). \end{aligned} \quad (2.23)$$

Для члена $\frac{\partial A_x}{\partial t}$ получаем: $\frac{\partial A_x(x_i + \frac{a_x}{2}, y_j, t)}{\partial t} = \frac{i}{a_x} \bar{U}_{i,j}^x \frac{\partial U_{i,j}^x}{\partial t} + O(a_x^2)$, аналогично для $\frac{\partial A_y}{\partial t}$.

В итоге собирая все результаты выражений (2.15-2.18) получаем для уравнений НГЛ разностную схему второго порядка по пространственным переменным:

$$\frac{\partial \Delta_{i,j}}{\partial t} = \frac{U_{i,j}^x \Delta_{i+1,j} - 2\Delta_{i,j} + \bar{U}_{i-1,j}^x \Delta_{i-1,j}}{\eta a_x^2} + \frac{U_{i,j}^y \Delta_{i,j+1} - 2\Delta_{i,j} + \bar{U}_{i,j-1}^y \Delta_{i,j-1}}{\eta a_y^2} + \frac{1-T}{\eta} (\bar{\Delta}_{i,j} \Delta_{i,j} - 1) \Delta_{i,j} + \tilde{f}_{i,j} \quad (2.24)$$

$$\frac{\partial U_{i,j}^x}{\partial t} = -i(1-T) U_{i,j}^x \text{Im}(\bar{\Delta}_{i,j} U_{i,j}^x \Delta_{i+1,j}) - \frac{k^2}{a_y^2} U_{i,j}^x (\bar{L}_{i,j-1} L_{i,j} - 1) \quad (2.25)$$

$$\frac{\partial U_{i,j}^y}{\partial t} = -i(1-T) U_{i,j}^y \text{Im}(\bar{\Delta}_{i,j} U_{i,j}^y \Delta_{i,j+1}) - \frac{k^2}{a_x^2} U_{i,j}^y (\bar{L}_{i,j-1} L_{i,j} - 1). \quad (2.26)$$

Дискретность по временному шагу Δt описывается простой Эйлеровой аппроксимацией первого порядка:

$$\Delta_{i,j}(t + \Delta t) = \Delta_{i,j}(t) + \frac{\partial \Delta_{i,j}(t)}{\partial t} \Delta t \quad (2.27)$$

Аналогичные выражения используются для $U_{i,j}^x$ и $U_{i,j}^y$.

Теперь рассмотрим граничные условия для уравнений (2.23) - (2.26). Здесь используется обычная методология, ограничивающая граничные значения

неизвестных аппроксимацией первого порядка. Если граница проходит вдоль оси Y , условие равенства нулю тока через границу подразумевает $(-i \partial_x - A_x)\Delta = 0 \Leftrightarrow -i\bar{u}^x \partial_x(u^x\Delta) = 0$. Для параметра порядка при $i = 1$ (на внешней западной границе) и при $i = N_x + 1$ (на внешней восточной границе) эти условия выражаются как:

$$\psi_{1,j} = U_{1,j}^x \psi_{2,j}, \quad \psi_{N_x+1,j} = \bar{U}_{N_x,j}^x \psi_{N_x,j}. \quad (2.28)$$

Подобным образом при $j = 1$ (внешняя южная граница) и $i = N_y + 1$ (внешняя северная граница):

$$\psi_{i,1} = U_{i,1}^y \psi_{i,2}, \quad \psi_{i,N_y+1} = \bar{U}_{i,N_y}^y \psi_{i,N_y}. \quad (2.29)$$

Остается определить, как обновить значения связывающих переменных на этих границах. Заметим, что для ячеек с двумя гранями на границе только произведение двух переменных связи имеет численное значение, соответствующее величине полной циркуляции вектор - потенциала вокруг ячейки, которое наследуется вычислениями, относящимися к основной сетке. Таким образом, для каждой ячейки на границе мы имеем одно неизвестное и три переменные связи, уже вычисленные из уравнений (2.23) или (2.25). Пусть H_e – приложенное поле и пусть ячейка (i, j) принадлежит границе. Из соотношения:

$$L_{i,j} = U_{i,j}^x U_{i+1,j}^x \bar{U}_{i,j+1}^x \bar{U}_{i,j}^y = \exp(-ia_x a_y H_e), \quad (2.30)$$

неизвестная переменная связи быстро вычисляется. Заметим, что не трудно получить аппроксимации второго порядка к граничным условиям, которые сохранили бы точность схемы уравнений (2.22 – 2.24). Используем, как пример, восточную границу ($i = N_x + 1$), аппроксимация второго порядка условия нулевого тока через границу приводит к

$$\frac{\partial \Delta_{i,j}}{\partial t} = \frac{-2\Delta_{i,j} + 2(U^x)_{i-1,j}^* \Delta_{i-1,j}}{\eta a_x^2} + \frac{U_{i,j}^y \Delta_{i,j+1} - 2\Delta_{i,j} + (U^y)_{i,j-1}^* \Delta_{i,j-1}}{\eta a_y^2} +$$

$$\frac{1-T}{\eta} (\Delta_{i,j}^* \Delta_{i,j} - 1) \Delta_{i,j} + \tilde{f}_{i,j}. \quad (2.30)$$

Это совпадает с (5.22) в предположении, что $U_{i,j}^x \Delta_{i+1,j} = \bar{U}_{i-1,j}^x \Delta_{i-1,j}$, или, что эквивалентно, $u_{i+1,j}^x \Delta_{i+1,j} = u_{i-1,j}^x \Delta_{i-1,j}$ (аппроксимация второго порядка выражения $\frac{\partial(u^x \Delta)}{\partial x} = 0$). Отметим, что аналогично можно перейти к связывающим переменным. Этот вариант еще не был реализован.

Рассмотрим дискретизацию свободной энергии Гиббса. Пусть, Ω – это область, занятая сверхпроводником, тогда Ω_H – область отверстия (если рассматривается такая система). Соответствующее выражение для энергии Гиббса выглядит следующим образом:

$$G = \int_{\Omega \cup \Omega_H} \left\{ |\Delta|^2 \left(\frac{1}{2} |\Delta|^2 - 1 \right) + \frac{1}{1-T} |(-i\vec{\nabla} - \vec{A})\Delta|^2 + \frac{k^2}{(1-T)^2} \left[|(\vec{\nabla} \times \vec{A})|^2 - 2\vec{H}_e (\vec{\nabla} \times \vec{A}) \right] \right\} d\Omega. \quad (2.31)$$

Где слагаемые, включающие ψ , должны быть равными нулю в подобласти Ω_H (в дырке). Из предыдущих определений G для произвольной ячейки сетки (i, j) следует аппроксимация этой энергии:

$$G_{i,j} = \frac{a_x a_y}{4} \left(\frac{|\Delta_{i,j}|^4}{2} - |\Delta_{i,j}|^2 + \frac{|\Delta_{i+1,j}|^4}{2} - |\Delta_{i+1,j}|^2 + \frac{|\Delta_{i+1,j+1}|^4}{2} - |\Delta_{i+1,j+1}|^2 + \frac{|\Delta_{i,j+1}|^4}{2} - |\Delta_{i,j+1}|^2 \right) + \frac{a_x a_y}{2(1-T)} \left(\frac{|U_{i,j}^x \Delta_{i+1,j} - \Delta_{i,j}|^2}{a_x^2} + \frac{|U_{i,j+1}^x \Delta_{i+1,j+1} - \Delta_{i,j+1}|^2}{a_x^2} + \frac{|U_{i,j}^y \Delta_{i,j+1} - \Delta_{i,j}|^2}{a_y^2} + \frac{|U_{i+1,j}^y \Delta_{i+1,j+1} - \Delta_{i+1,j}|^2}{a_y^2} \right) + \frac{k^2 a_x a_y}{(1-T)^2} \frac{i \ln L_{i,j}}{a_x a_y} \left(\frac{i \ln L_{i,j}}{a_x a_y} - 2H_e \right) \quad (2.32)$$

Отметим, что, так как $L_{i,j}$ с приближенно равняется $\exp(-i a_x a_y B_z)$ для ячейки (i, j) , и так как величины a_x, a_y, B_z являются малыми (напомним, что расстояние измеряется в единицах $\xi(0)$, а магнитное поле в единицах $H_{c2}(0)$), мнимая {несобственная} часть $\ln L_{i,j}$ должна лежать на ветви, которая близка нулю, то есть, между $-\pi$ и π .

2.3 МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ПРОНИКНОВЕНИЯ ВИХРЕВОЙ СТРУКТУРЫ

На начальном этапе была реализована программа расчета процесса проникновения вихревой структуры в сверхпроводящие образцы I и II родов, находящихся во внешнем магнитном поле. Данный расчет был вызван необходимостью подтверждения работоспособности модели. Для расчета использовалась наиболее простая геометрия образцов квадратной формы размером $64\xi \times 64\xi$, $96\xi \times 96\xi$ для СП I рода и размером $32\xi \times 32\xi$, $64\xi \times 64\xi$, $96\xi \times 96\xi$ для СП II рода [117].

В результате проведенного расчета была получена зависимость намагниченности СП (Рисунок 2.2), а также зависимость собственного поля образца (Рисунок 2.3) от величины внешнего магнитного поля для СП I и II – рода. Вид кривой намагничивания подробно изучался в работах [118], [119]. Как видно из рисунка, переход сверхпроводник – нормальный металл для СП II рода сопровождается входом вихрей. Также отчетливо наблюдается перегрев мейснеровского состояния (барьер Бина – Ливингстона уменьшается за счет поверхностного сверхтока).

На Рисунке 2.4 представлено распределение параметра порядка и сверхтока в СП I рода слева и справа от точки перехода. На рисунках 2.5-2.6 представлены результаты 2D моделирования изменения параметра порядка и распределения сверхтока в СП II рода размером $32\xi \times 32\xi$. Внешнее поле возрастает от $H_e = 0$ до $H_e = 0,5$ за 10^6 число шагов. Полное мейснеровское состояние соответствует начальному условию: $\psi(e = 0) = 1$, $A(t = 0) = 0$. Хорошо видно, что, если приложенное поле меньше, чем $H_e = 0,203$, образец находится в Мейснеровском состоянии, но как только достигается это поле, происходит проникновение четырех вихрей в образец с логичным прыжком кривой намагничивания.

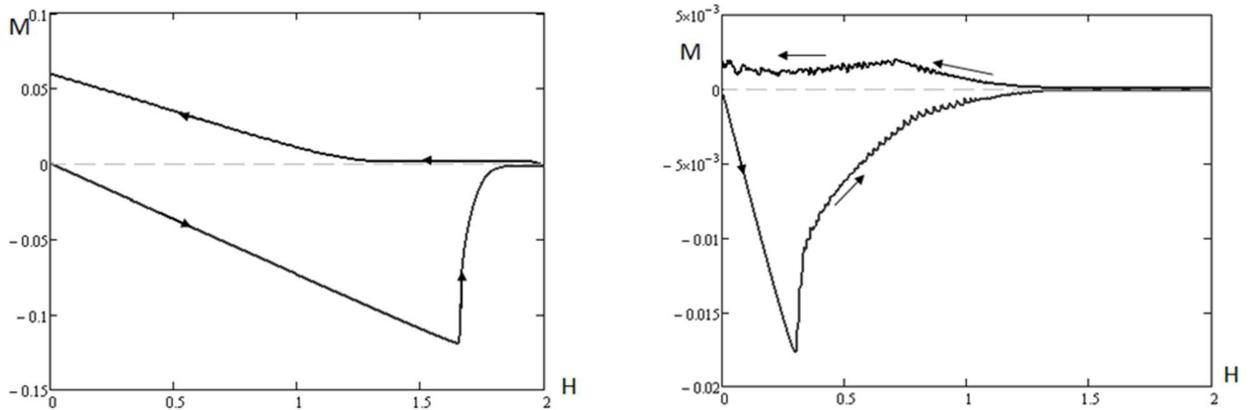


Рисунок 2.2 – Зависимость намагниченности сверхпроводника от внешнего магнитного поля. Слева – сверхпроводник 1-ого рода ($\kappa=0,5$, $T/T_c = 0,25$, сетка (96x96), константа шума $5 \cdot 10^{-5}$). Справа – сверхпроводник 2-ого рода ($\kappa=2$; $T/T_c = 0,25$, сетка (96x96), константа шума $2 \cdot 10^{-5}$)

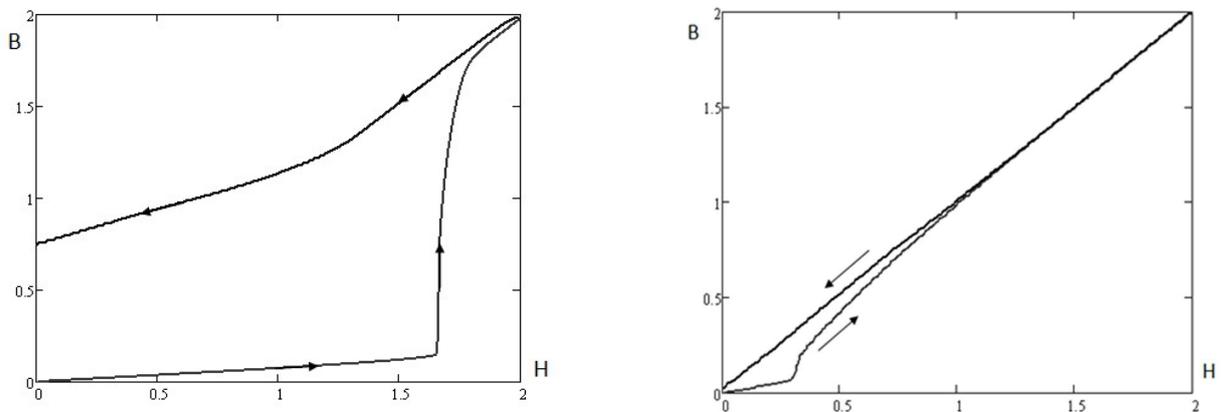


Рисунок 2.3 - Зависимость магнитного поля сверхпроводника от внешнего магнитного поля. Слева – сверхпроводник 1-ого рода ($\kappa=0,5$, $T/T_c = 0,25$, сетка (96x96), константа шума $5 \cdot 10^{-5}$). Справа – сверхпроводник 2-ого рода ($\kappa=2$; $T/T_c = 0,25$, сетка (64x64), константа шума $2 \cdot 10^{-5}$)

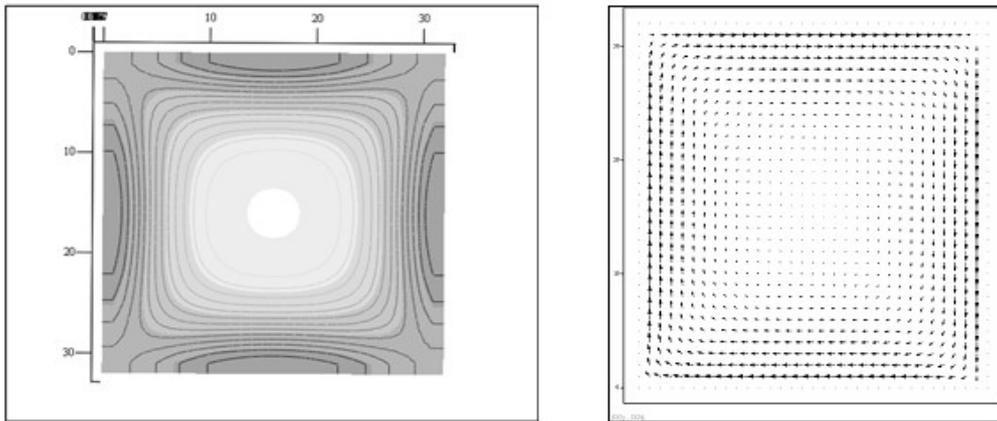


Рисунок 2.4 – Визуализация распределения параметра порядка и сверхтока в образце СП I рода при внешнем поле $H = 1,10$. Слева – пространственные распределения параметра порядка, светлые области в центре образца – максимальное значение параметра порядка ≈ 1 , темные – в середине сторон образца – минимальное значение $\approx 0,75$. Справа – распределение сверхтока, максимальное значение плотности тока – не более $0,197$ в безразмерных единицах

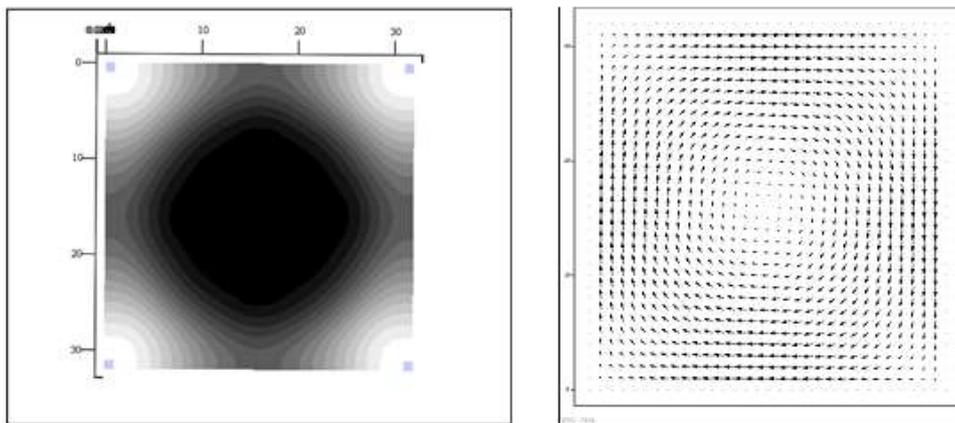


Рисунок 2.5 – Визуализация распределения параметра порядка и сверхтока в образце СП I рода при внешнем поле $H = 1,12$. Слева – пространственные распределения параметра порядка, светлые области в углах образца – максимальное значение параметра порядка $\approx 0,04$, минимальное – в центре образца, порядка 0 . Справа – распределение сверхтока, максимальное значение плотности тока – не более $0,05$ в безразмерных единицах.

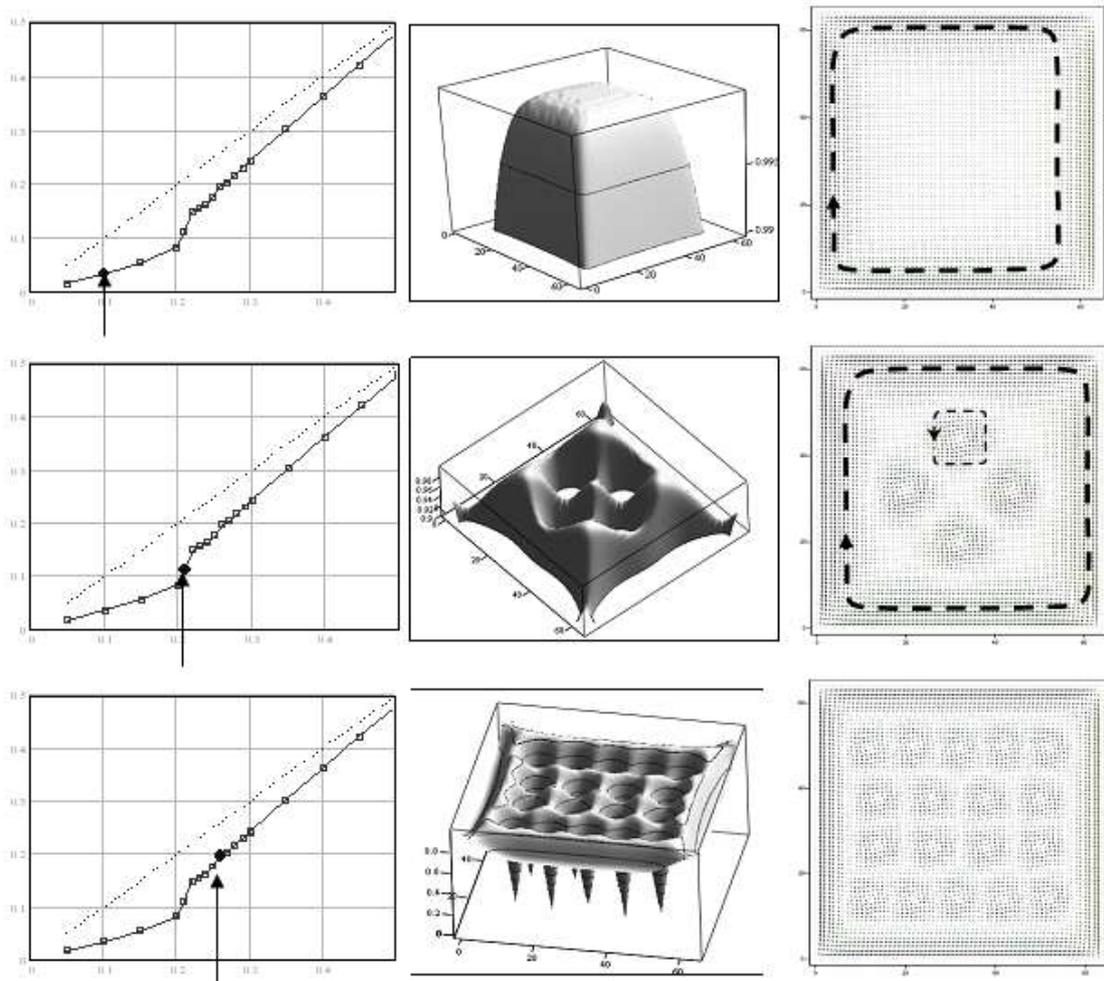


Рисунок 2.6(а) – Зависимость $B(H_c)$, визуализация параметра порядка и векторного поля сверхтока в СП II рода размером $32\xi \times 32\xi$ при возрастании внешнего магнитного поля. Константа Г-Л $\kappa=2,0$. Температура $T=0,5 \cdot T_c$, $H_{c2}(T)=0,5 \cdot H_{c2}(0)$

Подобный вход вихрей наблюдается при дальнейшем увеличении поля. Заметим, что систематизация вихрей сильно зависит от конечных размеров образца и его симметрии. При уменьшении прикладываемого поля в образце может возникнуть больше вихрей, чем при увеличении поля. Низкая величина намагниченности означает более низкий барьер для вихрей, покидающих систему, чем барьер для вихрей, входящих в систему. Результат, однако, не окончательный,

так как моделирование изменения скорости приложенного поля во много раз превышает член временной зависимости, играющий ключевую роль.

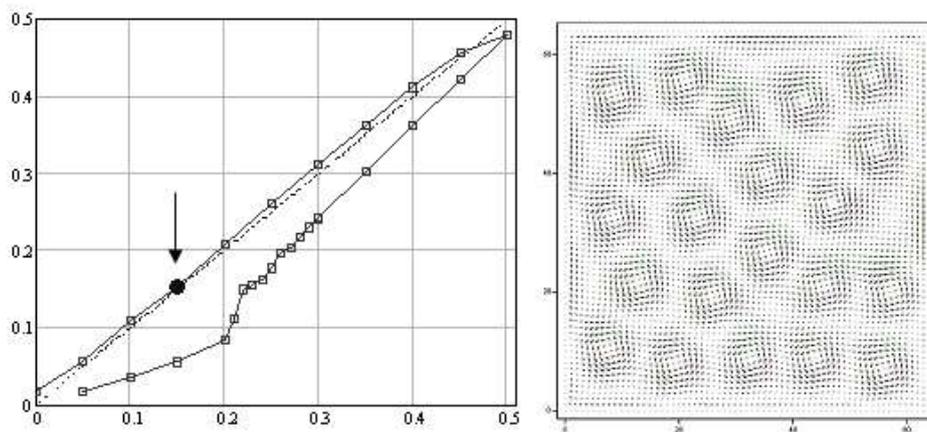


Рисунок 2.6(б) – Зависимость $V(H_c)$ и визуализация векторного поля сверхтока в СП II рода размером $32\xi \times 32\xi$ при обратном ходе внешнего магнитного поля (уменьшении). Константа Г-Л $\kappa=2,0$. Температура $T=0,5 \cdot T_c$, $H_{c2}(T)=0,5 \cdot H_{c2}(0)$

На основании результатов, изложенных выше, также было проведено исследование поведения параметра порядка в зависимости от величины внешнего магнитного поля в сверхпроводнике второго рода для следующих геометрий:

1. Сверхпроводник, размером $30\xi \times 30\xi$, окруженный слоем металла размером 10ξ . В данном случае предполагается, что система находится в вакууме и таким образом исключается воздействие внешних факторов на систему. Результаты расчета и последующего моделирования представлены на Рисунке 2.7. Граница раздела металл – сверхпроводник показана жирной черной линией. Хорошо видно, что на границе металл-сверхпроводник отчетливо наблюдается эффект близости: куперовские пары проникают из S области в N область и это приводит к тому, что небольшой слой нормального металла вблизи границы SN становится сверхпроводящим. При внешнем поле $H=0,37$ мейснеровское состояние

разрушается и в сверхпроводник начинает проникать 8 вихрей, при дальнейшем увеличении поля число вихрей, входящих в образец, увеличивается, в частности при поле $H=0.4$ в образец входит 12 вихрей.

2. Для сравнения также было рассмотрено проникновение вихревой структуры в сверхпроводник размером $30\xi \times 30\xi$, окруженный вакуумом, при увеличении величины внешнего магнитного поля. Результаты моделирования представлены на Рисунке 2.8.

Вход 4 вихрей в образец начинается при поле $H=0,21$. При поле $H=0,25$ в образец входит еще 8 вихрей, таким образом, из результатов, представленных на Рисунках 2.7 и 2.8, следует, кратно числу сторон квадрата (в случае квадрата число входящих вихрей равно 4, 8...).

Из-за малости размеров рассматриваемых образцов свойственное вихрям стремление образовать треугольную решетку конкурирует с действием Мейснеровского тока, текущего вдоль границы образца, поэтому вихревая структура может не образовывать треугольную решетку в рассматриваемых случаях. Заметим также, что влияние на образование треугольной решетки оказывает симметрия задачи.

Сравнивая результаты, представленные на Рисунках 2.8 и 2.9, по проникновению вихревой структуры в сверхпроводник, находящийся в вакууме, и сверхпроводник, находящийся в матрице металла, можно заметить отличие в проникновении вихрей. Металлическая оболочка замедляет процесс входа вихрей в сверхпроводник, т.е. проникновение вихревой структуры в сверхпроводник происходит при большем значении внешнего поля.

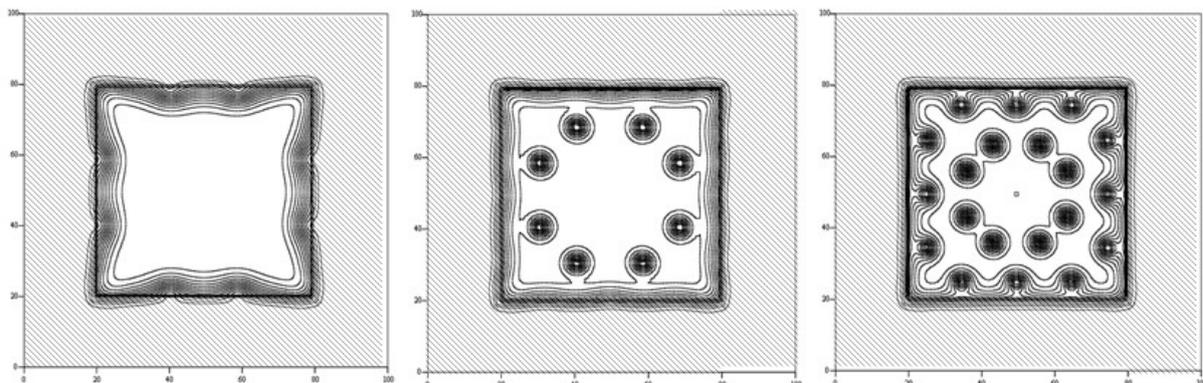


Рисунок 2.7 – Проникновение вихревой структуры в сверхпроводящий образец $\kappa=2$, окруженный слоем металла 10ξ , в магнитном поле: а) $H=0,37$; б) $H=0,38$; в) $H=0,4$

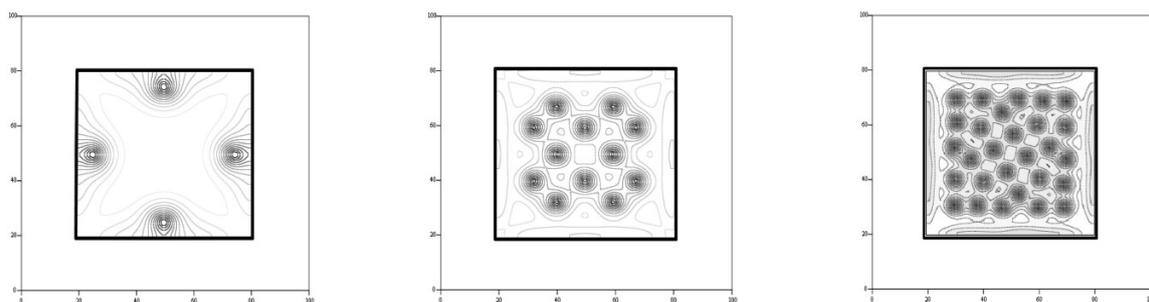


Рисунок 2.8 – Пространственное распределение Ψ для сверхпроводящего образца $\kappa=2$, окруженного вакуумом, в магнитном поле $H=0,11, 0,17, 0,23$

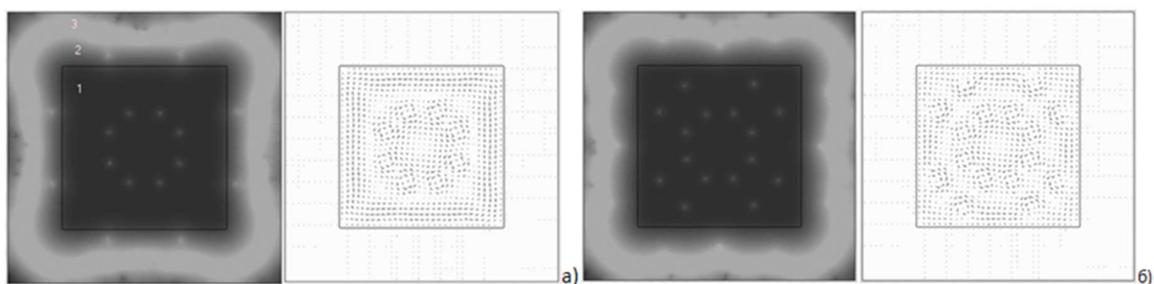


Рисунок 2.9 – Пространственное распределение $\log_{10}(|\Psi|^2)$ и распределение сверхтока для сверхпроводника размером $25\xi \times 25\xi$, окруженного слоем металла 10ξ , рисунок слева и справа соответствуют разным моментам времени, $H=0,4$

Также было установлено, что вихри, проникающие в сверхпроводник, окруженный слоем металла, формируются не на границе раздела двух фаз, а в металле, в области диффузии параметра порядка. В этой области появляются некоторые образования, являющиеся нормальной сердцевиной вихря, и до входа в сверхпроводник вокруг них нет циркуляции векторного потенциала, они не несут квант магнитного потока [119]. Только после пересечения границы раздела металл-сверхпроводник они приобретают круговые сверхпроводящие токи. Это видно из Рисунка 2.7, на котором изображено пространственное распределение $\log_{10}(|\Psi|^2)$ (слева) и распределение сверхтока (справа). Рассматриваемая область разделена на три подобласти: сверхпроводник - 1, область металла, в которую проникают куперовские пары - 2, металл - 3.

Из первого левого рисунка видно, что в области 1 находится 8 вихрей и что еще 8 объектов, подобных вихрям, находится в области 2, а из правого первого рисунка видно, что эти объекты не несут квант магнитного потока. Далее, на Рисунке 2.9 (справа) показан момент, когда эти объекты входят в сверхпроводник, приобретают квант магнитного потока и теперь их можно считать вихрями.

Пространственная диффузия параметра порядка на границе раздела SN, полученная в результате численных расчетов, полностью соответствует аналитической зависимости $\Psi = \Psi_0 \exp(-|x|/\xi_n)$, где ξ_n - длина когерентности, что показано на Рисунках 2.10 и 2.11.

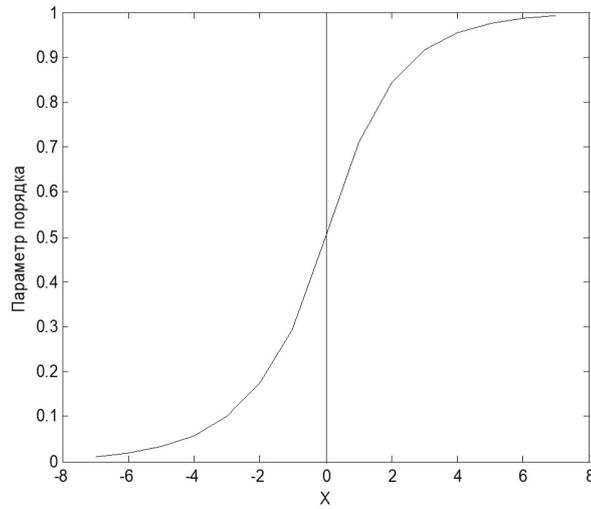


Рисунок 2.10 – Поведение параметра порядка вблизи границы раздела сверхпроводящей ($x > 0$) и нормальной ($x < 0$) областей

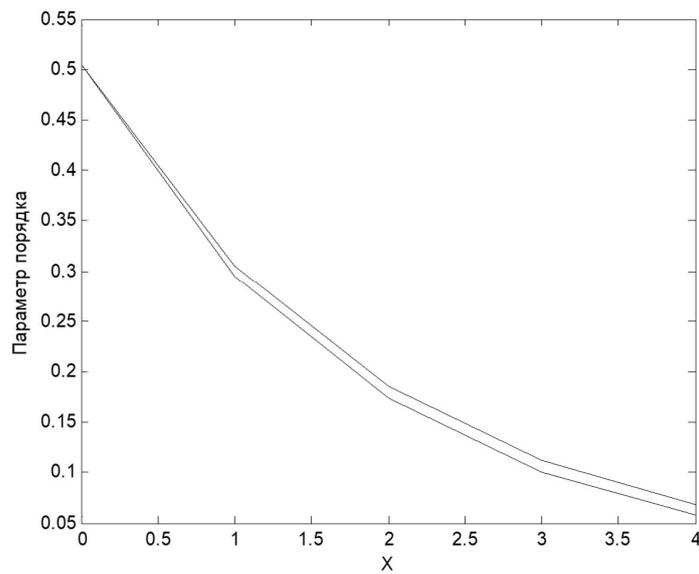


Рисунок 2.11 – Поведение параметра порядка в нормальной области вблизи границы раздела SN. Нижняя кривая – зависимость, полученная в результате расчетов. Верхняя кривая – аналитическая зависимость $\Psi = \Psi_0 \exp(-|x|/\xi_n)$, где ξ_n – характерная глубина проникновения параметра порядка в нормальную область

2.4 ВЛИЯНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ ДЕФЕКТОВ НА ДИНАМИКУ ПРОНИКНОВЕНИЯ ВИХРЕЙ В СВЕРХПРОВОДНИК II – РОДА

В этом разделе рассмотрено проникновение вихрей в сверхпроводник размером $20\xi \times 20\xi$, окруженный слоем металла, через дефект треугольной формы при различных величинах внешнего магнитного поля. На Рисунке 2.12 рассматривается процесс вхождения вихрей при поле $H=0,35$ в различные моменты времени. При $t=50$ через острие дефекта начинается вхождение первого вихря. В дальнейшем все вихри входят в образец именно через острие дефекта, а не через стороны сверхпроводника, в отличие от случая отсутствия дефекта.

Далее рассматривался тот же случай, но при внешнем поле $H=0,37$ (Рисунок 2.13). При $t=50$ так же, как и предыдущем случае, через острие дефекта начинается входить 1 вихрь. Но при $t=90$ в образец входит 1 вихрь через сторону, противоположную дефекту. При дальнейшем увеличении времени вихри входят только через острие дефекта.

Также рассмотрен случай контакта двух сверхпроводников, расположенных на различных расстояниях D друг от друга в металлической матрице. В данном случае видно, что чем ближе расположены сверхпроводники, тем ярче проявляется эффект близости, а для случая, когда размер участка между двумя сверхпроводниками - порядка длины когерентности, возможно наблюдать возникновение стационарного эффекта Джозефсона типа SNS. Значения безразмерного параметра порядка в центральной точке для 3ξ и 2ξ равны соответственно: 0,1468 и 0,2477.

Рассмотрено протекание транспортного тока по сверхпроводникам для случаев:

- а. в отсутствии внешнего магнитного поля. В соответствии с общими представлениями при определенной величине тока в образец начинают входить вихри противоположных знаков с

противоположных сторон образца. На эти две системы вихрей действует сила Лоренца, вызывающая их смещение перпендикулярно направлению тока к центральной оси образца. В этой области наблюдается рекомбинация вихрей противоположного знака. Процесс приобретает периодический характер: образование – смещение – рекомбинация.

- б. Рассмотрен случай протекания внешнего тока для системы сверхпроводников, разделенных металлическим слоем.

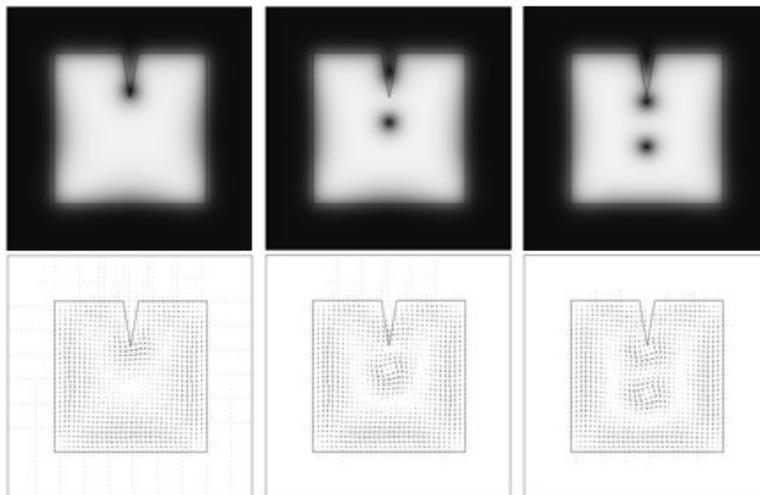


Рисунок 2.12 – Пространственное распределение Ψ (сверху) и распределение тока(снизу), при внешнем поле $H=0,35$ (в моменты времени 50, 100, 250 (слева - направо))

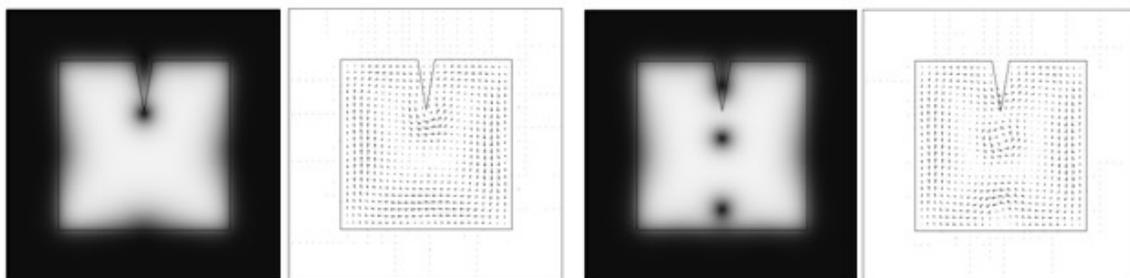


Рисунок 2.13 – Пространственное распределение Ψ (справа) и распределение тока (слева), при внешнем поле $H=0,37$ (в моменты времени 50, 90 (слева - направо))

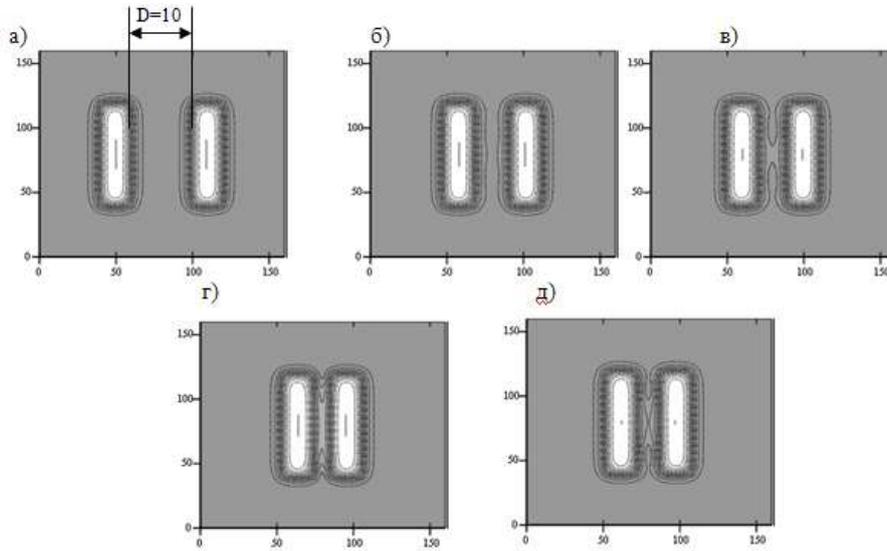


Рисунок 2.14 – Пространственное распределение параметра порядка, расстояние D между сверхпроводниками: а) 10ξ , б) 6ξ , в) 5ξ , г) 3ξ , д) 2ξ

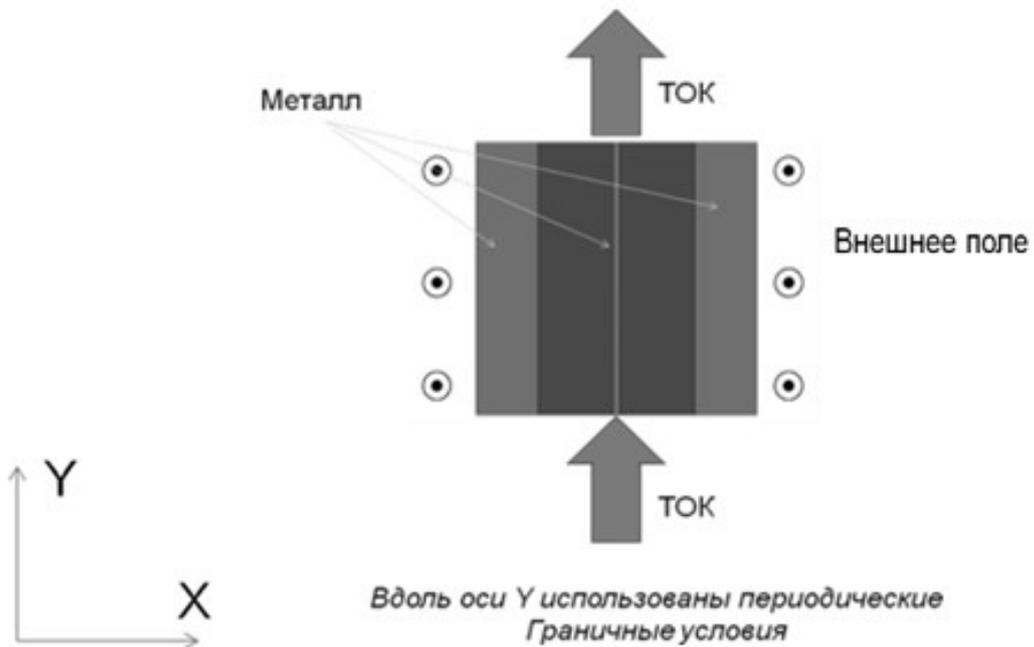


Рисунок 2.15 – Постановка задачи: два сверхпроводника разделены слоем металла, размером 2ξ , находятся во внешнем магнитном поле $H=0,14$. В задаче присутствует внешний транспортный ток $j=0,005$, текущий вдоль оси Y

Под действием внешнего тока на вихри начинает действовать сила Лоренца, вызывающая их смещение перпендикулярно направлению тока. Сначала вихри проникают в первый сверхпроводник и движутся в нем, затем они попадают в область между двумя сверхпроводниками, где теряют циркуляцию векторного потенциала. Вихри не проникают во второй сверхпроводник до тех пор, пока их количество в области между сверхпроводниками не достигнет некоторого критического значения (Рисунок 2.16).

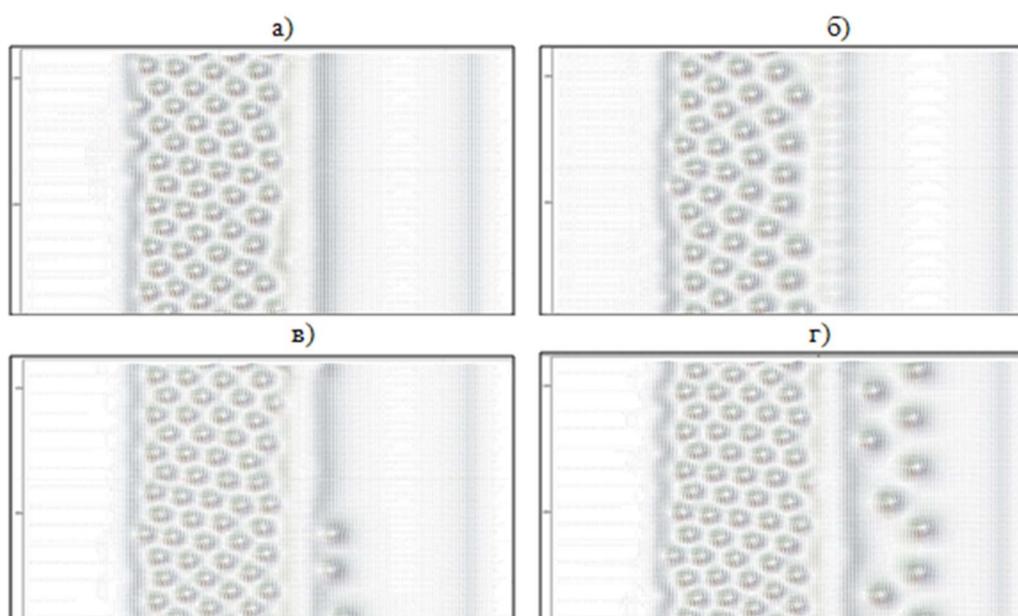


Рисунок 2.16 – Пространственное распределение сверхтока для случая двух сверхпроводников, разделенных слоем металла 2ξ в различные моменты времени: а)100, б)200, в)230, г)300

2.5 Выводы к Главе 2

1. Подтверждено, что предложенный модернизированный метод расчета при помощи уравнений Гинзбурга-Ландау позволяет описать поведение параметра порядка и протекания тока в сверхпроводниках I и II рода, имеющих различные конфигурации.

2. Установлено, что проникновение вихрей в сверхпроводник, покрытый металлом, замедляется по сравнению со сверхпроводником.
3. Показано, что для сверхпроводника, находящегося в контакте с нормальным металлом, вихри образуются в области диффузии параметра порядка в металл, где они представляют собой обычные вихревые ядра. В присутствии дефекта в виде треугольной выемки на поверхности сверхпроводника. Вихри проникают в образец точно через дефект в магнитном поле ниже критического поля в сравнении с сверхпроводником, имеющим те же размеры, но без дефекта. Это связано с более низким поверхностным барьером в этой области, вызванным уменьшением плотности тока. Однако при более высоких магнитных полях не все вихри проникают через дефект; некоторые из них проникают непосредственно через стороны образца (как и без дефекта).
4. Предложенные численные результаты находятся в хорошем согласии с результатами, представленными ранее, что свидетельствует об эффективности модели, используемой для описания поведения параметра порядка и сверхтока, проходящего через сверхпроводники I и II рода.

ГЛАВА 3 МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК СВЕРХПРОВОДЯЩИХ МАТЕРИАЛОВ

ВВЕДЕНИЕ

Среди большого многообразия экспериментальных методов используемых для исследования характеристик сверхпроводящих материалов, существует, по крайней мере, два наиболее широко применяемых метода – метод прямых измерений (четырёх-контактная методика) и метод бесконтактных измерений. Оба метода применяются как для определения критического тока, так и для определения критической температуры сверхпроводящего перехода. Прямой метод в случае ВТСП материалов может быть использован для измерения семейства кривых температурной зависимости сопротивления в магнитных полях различной ориентации, по которым могут быть определены температура и поле необратимости, а также определены значения энергии активации, характеризующей тип пиннинга в сверхпроводниках.

Бесконтактный метод широко применяется не только для определения критического тока для случая постоянного и переменного внешнего магнитного поля и температуры, но также и для определения потерь и магнитной восприимчивости. Стоит отметить, что оба метода являются абсолютно разными с физической точки зрения и не являются однозначными, а дополняют друг друга в определении ключевых характеристик сверхпроводящих материалов. Именно поэтому в этой главе подробно описаны методы, аппаратура и экспериментальные методики, которые применялись для исследования отобранных перспективных сверхпроводящих материалов.

3.1 МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ХАРАКТЕРИСТИК

Для получения вольтамперной характеристики (ВАХ) сверхпроводящих материалов проводится измерение падения напряжения на потенциальных контактах при пропускании через образец постоянного тока. В зависимости от эксперимента можно варьировать скорость развертки тока, чтобы исследовать те или иные параметры. Примеры ВАХ представлены на Рисунке 3.1. Измерения проводятся в режиме стабилизации тока и его квазистатическом изменении от нуля до критического тока, которое определяется по критерию 1 мкВ/см . При этом необходимо контролировать величину падения напряжения на всей ленте для предотвращения превышения допустимых значений выделяемой энергии измеряемого образца. При измерениях образцов следует иметь в виду, что при токовых перегрузках имеет место существенный (несколько градусов) перегрев сверхпроводника, что может снижать величину критического тока и увеличивать величину измеряемого падения напряжения. Поэтому измерения должны проводиться в условиях, максимально приближенных к реальным условиям работы сверхпроводника в конкретном устройстве. Например, если предполагаемая токовая перегрузка не будет превышать длительность 100 мс , то измерения ВАХ не должны проводиться в стационарном режиме.

Стоит отметить, что измерения ВАХ в стационарном режиме могут также давать предварительную информацию о распределении сверхпроводящих свойств вдоль всей длины образца. Такая процедура осуществляется путем присоединения серии потенциальных контактов с расстоянием в несколько миллиметров между ними. При этом необходимо учитывать, что к контактам должны предъявляться достаточно жесткие требования, такие как низкоомность без ухудшения свойств сверхпроводника в области контакта. Это обеспечивается созданием точечных контактов и обеспечивает минимальный сторонний вклад в проведение эксперимента.

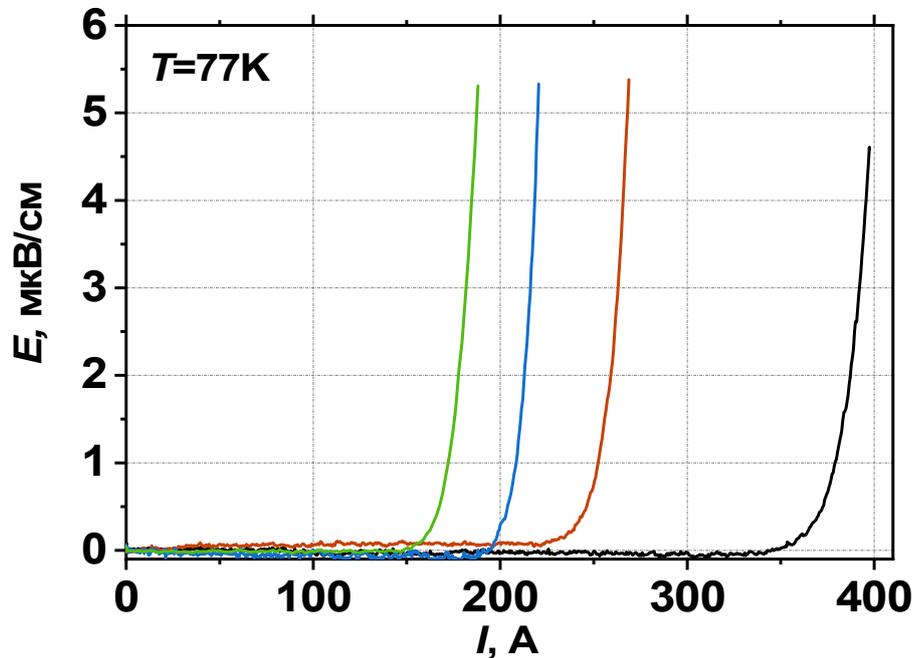


Рисунок 3.1 – Семейство вольтамперных характеристик, полученных с использованием четырех-контактного метода измерения для ВТСП проводников 2-го поколения при температуре кипения жидкого азота (77,3 К)

К одному из преимуществ контактных методов измерения следует отнести то, что определяемая величина, как правило, измеряется непосредственно, однако, в силу необходимости заведения существенных транспортных токов возможности изменять внешние параметры могут быть недостаточными. Также необходимо обеспечивать достаточное (несколько сантиметров) удаление токовых контактов от потенциальных, что накладывает ограничения на минимальный размер всего измерительного устройства.

Помимо этого, присоединение потенциальных контактов меняет режим теплоотвода в точке контакта, и место контакта потенциально может служить зародышем для образования горячей точки. Вследствие этого потенциальные контакты должны, по возможности, иметь «точечную» геометрию, например, это

могут быть игольчатые прижимные контакты. Однако, игольчатые контакты могут служить источником дополнительного шума при измерениях, и в этом смысле паянные контакты выглядят предпочтительнее.

Общим недостатком транспортных методов характеристики является невозможность процесса подготовки контактов, что затрудняет однозначное сравнение результатов, полученных в разных лабораториях. Помимо этого, введение в сверхпроводник тока порядка и больше критического может вызывать необратимые изменения самой ленты (в первую очередь, это относится к нестабилизированным лентам), что потенциально делает процесс измерения не вполне повторяемым. Это вызвано сильной тенденцией к образованию в сверхпроводниках «горячей точки» при локальном превышении критического тока. Для ВТСП это проблема особенно актуальна из-за относительно малой теплопроводности ВТСП. Тепловая волна не успевает распространиться на весь элемент, и все электрическое напряжение оказывается приложенным к небольшому участку ленты, что ведет к немедленному термомеханическому разрушению устройства (локальному либо полному, см. Рисунок 3.4). Как правило, разрушение достаточно хорошо локализовано в виде точки (Рисунок 3.4-а) или сквозного отверстия (Рисунок 3.4 – в, г), однако, может иметь форму непрерывного дефекта поперек ленты (Рисунок 3.4 – б). Заметим, что зачастую разрушение происходит в непосредственной близости от потенциальных контактов, которые могут являться центрами зарождения для образования «горячей точки». Измерение при помощи четырехконтактной методики также широко используется при измерениях температурной зависимости сопротивления.

Альтернативным методом измерений являются бесконтактные методы измерений, которые можно подразделить на «электромагнитные» и «визуализирующие». С помощью «электромагнитных» методов изучается отклик образца на воздействие внешнего переменного электромагнитного поля, как

правило, с помощью приемных катушек различной конфигурации или датчиков Холла для случая постоянного поля. «Визуализирующие» методы показывают распределение магнитной индукции на поверхности образца (как правило, ее компоненты, направленной ортогонально поверхности).

К наиболее распространенным электромагнитным методам относятся:

- измерение квазистатической намагниченности (с помощью вибрационного магнитометра или SQUID-магнитометра);
- измерение динамической магнитной восприимчивости с помощью приемной катушки или системы приемных катушек в переменном магнитном поле низкой частоты;
- измерение магнитной индукции на поверхности образца датчиком Холла в постоянном или переменном внешнем магнитном поле.

Визуализирующие методы позволяют определять пространственное распределение характеристик лент, как правило, за счет измерения локальных значений магнитной индукции на поверхности образца. Существуют различные методы для изучения пространственного распределения магнитной индукции. К ним относятся:

- визуализация распределения магнитного потока с использованием феррит-гранатовых пленок, обладающих способностью вращать плоскость поляризации света в зависимости от локальной величины магнитной индукции;
- облучение образца поляризованными нейтронами или мюонами;
- сканирование распределения магнитного поля с помощью датчика Холла или линейки из таких датчиков.

Все эти методы характеризуются определенными достоинствами и недостатками. К недостаткам использования гранатовых пленок относятся

сравнительно небольшой диапазон рабочих полей (обычно $< 0,3$ Т) и небольшая площадь этих пленок. Второй метод является крайне дорогостоящим и требует больших затрат времени, хотя и позволяет исследовать распределение индукции не только на поверхности, но и в объеме образца. Третий метод характеризуется сравнительно низким пространственным разрешением, хотя и достаточным в большинстве случаев. Так что для исследования пространственного распределения магнитной индукции в ВТСП материалах с размером порядка десятков миллиметров оптимальным оказывается использование именно этого метода.

В целом, к преимуществам контактных методов измерения следует отнести полную воспроизводимость процесса измерения и, соответственно, возможность однозначного сравнения результатов, полученных в разных лабораториях. Помимо этого, отсутствуют какие-либо ограничения на величину определяемого критического тока. Экспериментальная установка (в части монтажа образца) обычно весьма компактна, что позволяет варьировать внешние условия в максимально широких пределах. Процесс измерения не имеет каких-либо деструктивных влияний на характеристики образцов ВТСП-2 лент.

Главным недостатком всех бесконтактных методов является то, что определяемая характеристика не измеряется непосредственно и требуется привлечение модельных подходов той или иной степени сложности. Вместе с тем, в силу упрощающих предположений, лежащих в основе большинства моделей, требуемая характеристика образца определяется с меньшей точностью, чем при прямых измерениях.

Большая группа экспериментальных методов основывается на измерении отклика образца, помещенного в переменное электромагнитное поле. Ряд характеристик ВТСП проводников (критическая плотность тока, параметры вольтамперной характеристики) могут быть получены путем измерения

динамической магнитной восприимчивости $\chi = \chi' + \chi''$, которая может быть однозначно связана с критической плотностью тока J_c . В случае плоскопараллельной пластины в параллельном магнитном поле амплитуды $h_0 < h_p$ (h_p – поле проникновения) легко показать, что

$$J_c = c h_0 / (3\pi^2 \chi'). \quad (3.1)$$

Выражения, связывающие χ'' с J_c (или с h_p), могут быть получены аналитически и для некоторых других геометрий. Для бесконечного цилиндра в параллельном магнитном поле (при $h_0 < h_p$):

$$\chi'' = (1/3\pi)(4x - 2x^2), \quad x = h_0/h_p, \quad (3.2)$$

и в перпендикулярном поле:

$$\chi'' = (1/3\pi)(8x - 4x^2), \quad x = h_0/h_p. \quad (3.3)$$

Для экспериментального определения величины χ используется приемная катушка, намотанная вокруг центральной части образца аксиально с направлением переменного магнитного поля. Тогда в приемной катушке индуцируется переменное напряжение

$$V = - N / c (d\Phi/dt), \quad (3.4)$$

где N – число витков в приемной катушке. Проведя интегрирование по сечению образца, можно показать, что компоненты напряжения в приемной катушке V' и V'' на частоте ω прямо пропорциональны компонентам динамической магнитной восприимчивости:

$$V' = N S h_0 \omega \chi' / c, \quad V'' = N S h_0 \omega \chi'' / c, \quad (3.5)$$

где S – площадь сечения образца.

Подчеркнем условия применимости описанного метода для корректного определения J_c , рассмотрим некоторые вытекающие из них технические детали. Во-первых, необходимо выполнение модели критического состояния, то есть ступенчато-образная (или близкая к ней) вольтамперная характеристика. В случае,

если по каким-либо причинам влияние ВАХ оказывается важным, следует указывать, какому именно порогу по напряжению E соответствует определяемая величина J_c . Величина E может быть оценена по формуле:

$$E \sim (1/c) h_0 \omega / p, \quad (3.6)$$

где p – периметр образца. Во-вторых, для исключения влияния амплитуды переменного магнитного поля на результаты определения J_c следует требовать по возможности более строгого выполнения неравенства $h_0 \ll H$, поскольку функция $J_c(B)$ может заметно влиять на связь J_c с χ'' [120]. В-третьих, реальные образцы – даже в форме достаточно тонких пластин – обладают ненулевым размагничивающим фактором, и для уменьшения его влияния на результат приемная катушка должна располагаться как можно дальше от перпендикулярных магнитному полю поверхностей образца.

Исходя из вышеописанных преимуществ и недостатков существующих методов измерений в представленной работе был выбран наиболее простой способ измерения сверхпроводящих свойств ВТСП лент 2-го поколения. Этим методом является измерение с использованием установки измерения электрических и магнитных величин – Physical Properties Measurement System (PPMS) с приставкой вибрационный магнитометр и полями до 9 Тл. Установка позволяет проводить измерения петель намагниченности при помощи вибрационного магнитометра в полях до 9 Тл и при температурах от 4,2 до 77К бесконтактным методом. Полученные значения магнитного момента пересчитываются в плотность критического тока, используя модель Бина [121]. При этом на этой же установке можно проводить измерения температурной зависимости удельного сопротивления, используя четырёхконтактную методику. Измерительный ток в этом случае составляет 100 мА с дополнительной возможностью измерений в магнитном поле до 9 Тл с разным шагом и его вращением на 360° относительно оси образца. Детальное исследование сверхпроводящего перехода можно также

проводить путем измерения магнитной восприимчивости в магнитном поле до 9 Тл.

3.2 МИКРОСТРУКТУРНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ И РЕНТГЕНОСТРУКТУРНЫЙ АНАЛИЗ

Понимание природы изменения за счет введения различного типа дефектов таких параметров, как критический ток, а также его плотность, критическая температура сверхпроводящего перехода, пиннинг вихревой решетки проводится путем исследования кристаллической структуры и морфологии НТСП и ВТСП материалов. На сегодняшний день существует большое число методик, позволяющих проводить данный тип анализов. Это рентгеноструктурный анализ [122], анализ микроструктуры на сканирующем [123], просвечивающим или атомно-силовом микроскопе [124], а также различные оптические методы исследования (см., например, [125]). В настоящей работе исследования проводились на просвечивающем растровом электронном микроскопе (П(Р)ЭМ) scanning / transmission electron microscope (S/TEM) Titan 80-300 (FEI, USA), снабжённом корректором сферической абберации пробы (Cs-корректор), рентгеновским спектрометром (EDAX, USA) и анализатором характеристических потерь энергий электронов (Gatan, USA) в режимах светлого и темного полей в режимах просвечивающей и просвечивающей растровой электронной микроскопии (TEM и STEM, соответственно). При работе в режиме STEM для регистрации электронов, рассеянных на большие углы, использовался детектор высокоуглового рассеяния в темном поле (HAADF), (Fischione, USA) регистрирующий электроны, интенсивность которых пропорциональна $\sim Z^2$. В проводимых исследованиях ускоряющее напряжение составляло 300 кВ. Для расчета полученных электронограмм и изображений использовалось программное обеспечение JEMS, разработанное П. Стадельманом (Швейцария) [126]. Поперечные срезы образцов для исследований были приготовлены с помощью

сфокусированного пучка ионов (FIB) Ga^+ в сканирующем электронно-ионном микроскопе DualBeam Focused Ion Beam-Scanning Electron Microscope system (FIB-SEMs) Helios Nanolab 600i (FEI, USA), снабжённом газовыми инжекционными системами (ГИС) Pt, W, C и микроманипулятором Omniprobe 200 (Omniprobe, USA). Для получения планарных срезов образцов использовался сканирующий электронно-ионный микроскоп Versa 3D DualBeam (Thermo Fisher Scientific, USA) в режиме высокого вакуума, снабженный Pt и W ГИС, а также микроманипулятором EasyLift (FEI, USA). Рентгеноструктурный анализ образцов проводился на дифрактометре Rigaku SmartLab с вращающимся медным анодом.

3.3 Выводы к Главе 3

- На основе обзора методов измерений был выбран оригинальный способ измерений при помощи установки измерения физических свойств материалов – PPMS (Quantum Design). Эта установка позволяет проводить физические исследования характеристик материалов в широком температурном диапазоне от 4,2 до 400 К, а также в широком диапазоне внешних магнитных полей от -9 до +9 Тл. Данная установка является модульной и позволяет производить измерения магнитной восприимчивости, петель намагниченности, температурной зависимости сопротивления в полях различной ориентации.
- Обоснован выбор метода измерений с использованием вибромагнитометра, обладающего следующими преимуществами: вибромагнитометр является наиболее производительным средством измерения для данного типа сверхпроводящих образцов; вибромагнитометр обладает достаточно высокой чувствительностью,

сравнимой с чувствительностью SQUID-магнитометров; позволяет работать в режиме непрерывного изменения внешнего магнитного поля, в отличие от SQUID-магнитометра, работающего в режиме «замороженного поля»; делает прозрачной предысторию намагничивания образца, в отличие от SQUID-магнитометров, для которых алгоритм замораживания поля неизвестен.

ГЛАВА 4 ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ СВОЙСТВ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ

ВВЕДЕНИЕ

В данной главе изложены результаты экспериментального исследования магнитных характеристик до и после облучения быстрыми протонами промышленных образцов сверхпроводящих интерметаллидов Nb_3Sn , произведенных по различным технологиям, представленных в составе композиционного провода и в виде тонких пластин.

Проведены экспериментальные измерения кривой намагничивания при температурах 7 и 12 К в полях до 6 Тл, а также релаксации магнитного момента с целью определения критического тока и критической температуры сверхпроводника. Выбор такого диапазона полей и температур объясняется тем фактом, что именно при этих условиях данные проводники будут работать в составе сверхпроводящих магнитных систем будущих ускорителей.

Облучение образцов Nb_3Sn проводилось на изохронном циклотроне НИЦ «Курчатовский институт».

Для экспериментальных исследований намагниченности сверхпроводящего интерметаллида Nb_3Sn были отобраны 4 типа образцов провода различных производителей, а также фольги 3 мм на 3 мм различной толщины (от 0,12 до 0,2 мм). Подробные характеристики образцов проводов представлены в Таблицах 3.1 – 3.3. Каждый набор образцов проволоки (4 типа провода) получал свою дозу облучения (4 дозы облучения – это $3 \cdot 10^{16}$, 10^{17} , $3 \cdot 10^{17}$, 10^{18} см⁻²). Энергия протонов при облучении проволок составляла около 32 МэВ. Температура образцов при облучении не превышала 100⁰С. Всего измерены 16 облученных образцов провода. Все образцы до и после процесса облучения взвешивались (таблица 3.2 и 3.3).

Таблица 4.1 - Характеристики исследуемых проводов Nb₃Sn

Технология, производитель и порядковый номер образца	Диаметр / длина, мм	Число жил
Порошок в трубе, Bruker, №0802 (7,5 вес.% Ta)	0,70/3	114
Внутренний источник олова с Ta барьером, Alstom, №7419	0,80/3	54
Внутренний источник олова, Alstom, №63468	1,08/3	245
Бронзовая технология, «Oxford instruments», №11976	0,80/3	108

Таблица 4.2 – Масса необлученных образцов

Образец №	Масса, грамм
№0802	0,0110
№7419	0,0162
№63468	0,0310
№11976	0,0132
Пластинка (180 мкм)	0,0081

Плоские образцы облучались в стопках по 2 штуки, более толстый образец располагался лицом к пучку протонов. Для первой пары пластинок (180+120 мкм) облучение проводилось протонами с энергией протонов 12,0 МэВ и флюенсом $3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$. Для второй пары пластинок (190+160 мкм) облучение проводилось с энергией протонов 12,4 МэВ и флюенсом $3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$.

Таблица 3.3 - Масса облученных образцов

Образец	Флюенс, 1/см ²	Масса, грамм
№0802	$3 \cdot 10^{16}$	0,0097
	$1 \cdot 10^{17}$	0,0085
	$3 \cdot 10^{17}$	0,0106
	$1 \cdot 10^{18}$	0,0093
№7419	$3 \cdot 10^{16}$	0,0119
	$1 \cdot 10^{17}$	0,0140
	$3 \cdot 10^{17}$	0,0129
	$1 \cdot 10^{18}$	0,0168
№63468	$3 \cdot 10^{16}$	0,0352
	$1 \cdot 10^{17}$	0,0336
	$1 \cdot 10^{17}$	0,0328
	$1 \cdot 10^{18}$	0,0337
№11976	$3 \cdot 10^{16}$	0,0093
	$1 \cdot 10^{17}$	0,0102
	$3 \cdot 10^{17}$	0,0107
	$1 \cdot 10^{18}$	0,0101
Пластинка 140 мкм	$5 \cdot 10^{17}$	0,0054
Пластинка 180 мкм	$5 \cdot 10^{17}$	0,0062
	$1 \cdot 10^{18}$	0,0025
Пластинка 160 мкм	$1 \cdot 10^{18}$	0,0125
Пластинка 200 мкм	$1 \cdot 10^{18}$	0,0148

Известно, что принцип работы вибрационного магнитометра заключается в измерении переменной ЭДС, наводимой колеблющимся образцом в приемных катушках магнитометра. Величина ЭДС измеряется путем регистрации синфазной с колебаниями образца составляющей напряжения на приемных катушках. Напряжение измеряется селективным фазочувствительным вольтметром. Величина напряжения зависит от большого числа параметров измерительной системы, в частности: от геометрии, числа витков и удаленности приемных катушек от колеблющегося образца, частоты и амплитуды колебаний образца и, наконец, от геометрии и размеров самого образца. При фиксированных геометрических и механических параметрах измерительной системы напряжение на приемных катушках прямо пропорционально величине магнитного момента образца. Учет указанных геометрических факторов при расчете напряжения является довольно сложной математической задачей и поэтому для измерений абсолютной величины намагниченности используются калибровочные образцы, имеющие форму и размеры, аналогичные форме и размерам исследуемого образца. Как правило, калибровочные образцы изготавливают из ферромагнитного никеля с известной величиной намагниченности насыщения и известной величиной парамагнитной восприимчивости. По этим причинам при проведении экспериментальных исследований намагниченности сверхпроводящего интерметаллида Nb_3Sn проводилась калибровка вибрационного магнитометра после каждой серии измерений, состоящей из 4 образцов.

Учитывая активность образцов проволоки после облучения, были изготовлены индивидуальные держатели образцов из полиамида-6 (выбор этого материала обусловлен его высокой стойкостью к низким температурам, а также легкостью обработки на токарном станке), схематическое изображение которого представлено на Рисунке 4.1. Всего было изготовлено 20 держателей для всех типов проволок.

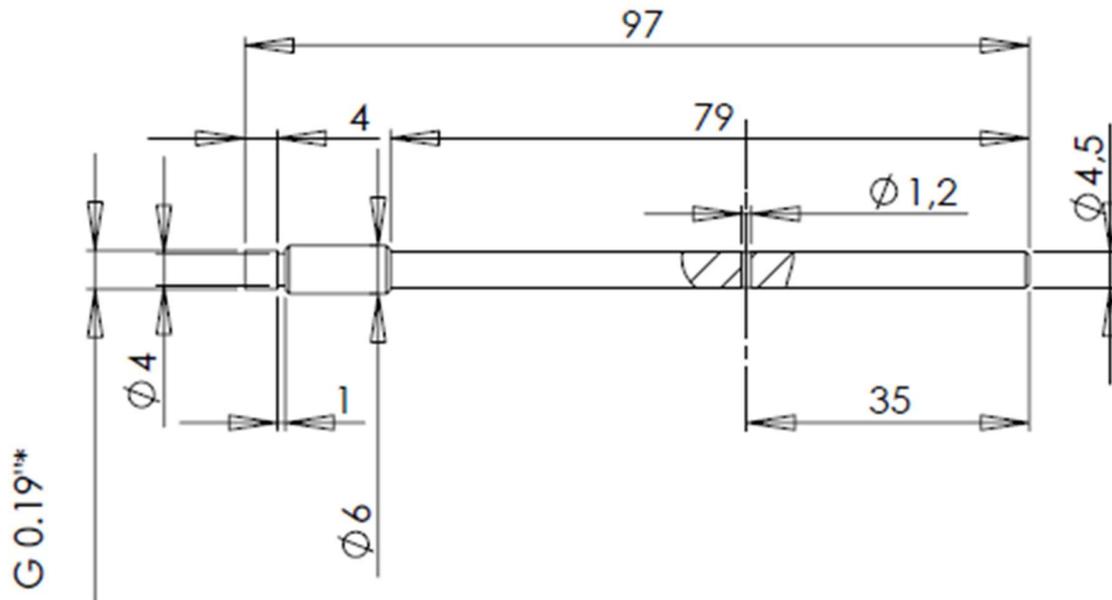


Рисунок 4.1 - Схематическое изображение держателя образца для проводов сверхпроводящего интерметаллида Nb_3Sn (все размеры даны в миллиметрах, а обозначение резьбы - в дюймах)

Образцы проволоки монтировались на держатель в поперечное отверстие и фиксировались клеем. Пластины фиксировались на стандартном держателе (Рисунок 4.2).

Держатель навинчивается на шток и загружается в камеру криостата. Затем происходит установка начальной точки колебаний образца. Отверстие для закладки образца проволоки располагается строго на расстоянии 35 мм от нижней точки держателя.



Рисунок 4.2 - Фотографии держателей (а) и оснастки (б) для точного позиционирования образцов

Прецизионная установка образца необходима, прежде всего, для точного измерения абсолютной величины намагниченности. После загрузки образца в

камеру на управляющем компьютере устанавливалась температура, при которой будут проводиться измерения. При достижении этой температуры, в автоматическом режиме, проводилось измерение кривой намагничивания образцов сверхпроводящего интерметаллида Nb_3Sn в поле до 9 Тл. После окончания измерений устанавливается очередная температура и также проводится измерение кривой намагничивания в поле до 9 Тл. Скорость ввода внешнего поля может варьироваться. В первом случае проводились измерения при температуре 4,2 К и полях до 9 Тл. Во втором случае измерения проводились при температуре 7 и 12 К в полях до 6 Тл. Измерения при повышенных температурах проводились для снижения влияния скачков магнитного потока, отчетливо наблюдаемых на образцах при температуре 4,2 К. Мы уменьшили диапазон изменения магнитного поля до 6 Тл для сокращения времени эксперимента. По окончании регистрации петли намагниченности (внешнее поле равно нулю) температура в камере криостата повышалась со скоростью 1 К/мин, и записывалась кривая зависимости релаксации захваченного магнитного момента от температуры. По этой схеме проводилось измерение как образцов до облучения, так и образцов после облучения. Оценка критического тока композиционного провода проводилась для случая, когда поле перпендикулярно оси провода. Использовалась простая модель для оценки плотности критического тока, которая представлена в работе [33]. Эта модель должна работать при малом числе сверхпроводящих жил в проводе, если отдельные жилы рассматривать как независимые. Согласно этой модели, плотность критического тока провода оценивается по следующей формуле:

$$J_c = \frac{3}{4} \frac{m_{irr}}{NL(\rho_0^3 - \rho_i^3)}, \quad (4.1)$$

где m_{irr} – магнитный момент образца ($m_{irr} = \Delta m(B)/2$), ρ_0 и ρ_i – внутренний и внешний радиус сверхпроводящего полого цилиндра, а N – количество жил (Рисунок 4.3).

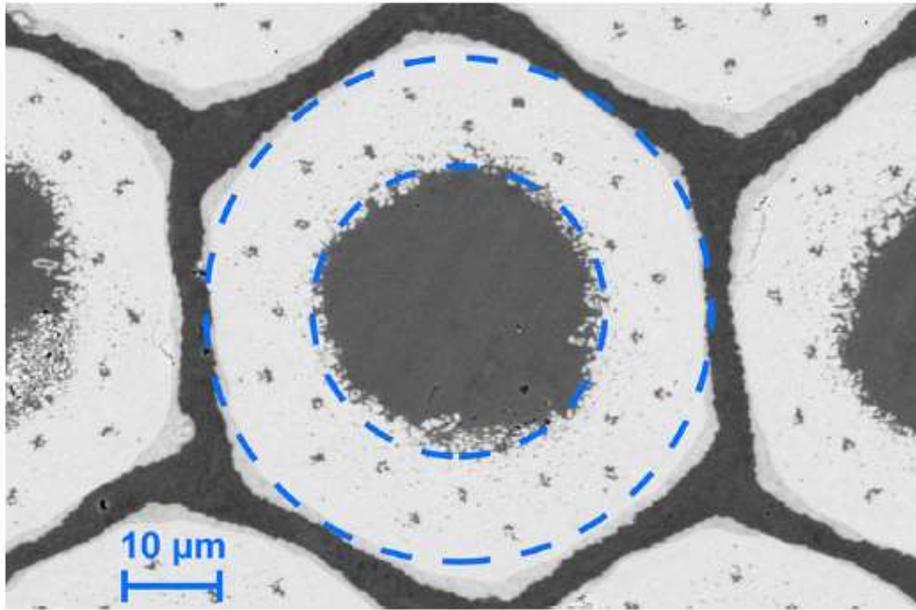


Рисунок 4.3 – Сечение жилы образца. Отмечены внутренний и внешний диаметр сверхпроводящего цилиндра, которые используются в оценке критической плотности тока по формуле (4.1)

Оценка плотности критического тока плоского образца проводилась с использованием модели Бина. Плотность критического тока фольги оценивалась по следующей формуле:

$$J_c = \frac{3\Delta M(B)}{aV}, \quad (4.2)$$

где $\Delta M(B)$ – ширина петли, a – размер образца, V – объем образца.

4.1 СИЛОВАЯ И БЕССИЛОВАЯ КОНФИГУРАЦИИ ТОКА-ПОЛЯ. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОПТИМАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ ЭКСПЕРИМЕНТА

Для получения адекватных результатов измерения от образца к образцу предварительно проводилось определение параметров эксперимента с учетом работы с облученными образцами. Поэтому на начальном этапе были проведены

исследования намагниченности и релаксации магнитного момента двух типов проводов (№0802 и №11976) в параллельной и перпендикулярной геометрии внешнего магнитного поля относительно оси образца, а также влияние скорости изменения внешнего магнитного поля для образца №63468. Температура измерений в этом случае составляла значение 4,2 К, а диапазон магнитных полей от -9 до +9 Тл. Вблизи нуля магнитного поля отчетливо наблюдаются скачки магнитного потока, которые не позволят адекватно проводить оценку критической плотности тока образца вблизи нуля. При больших значениях внешнего магнитного поля (более 1 Тл) особенностей на кривых намагничивания не наблюдается.

На Рисунках 4.4(а, б) и 4.5(а, б) для образцов №0802 и №11976 видно, что максимальное значение сигнала от образца соответствует геометрии перпендикулярного внешнего магнитного поля относительно оси образца. Это свидетельствует о том, что дальнейшие исследования необходимо проводить в перпендикулярной геометрии поля по отношению к оси образца. На Рисунках 4.6(а, б) видно, что скорость ввода/вывода внешнего магнитного поля также не влияет на кривую намагничивания. Наблюдаемые скачки магнитного потока в образце также не уменьшаются. По этим причинам дальнейшие экспериментальные измерения проводились только при одном значении ввода/вывода внешнего магнитного поля – 100 Э/с.

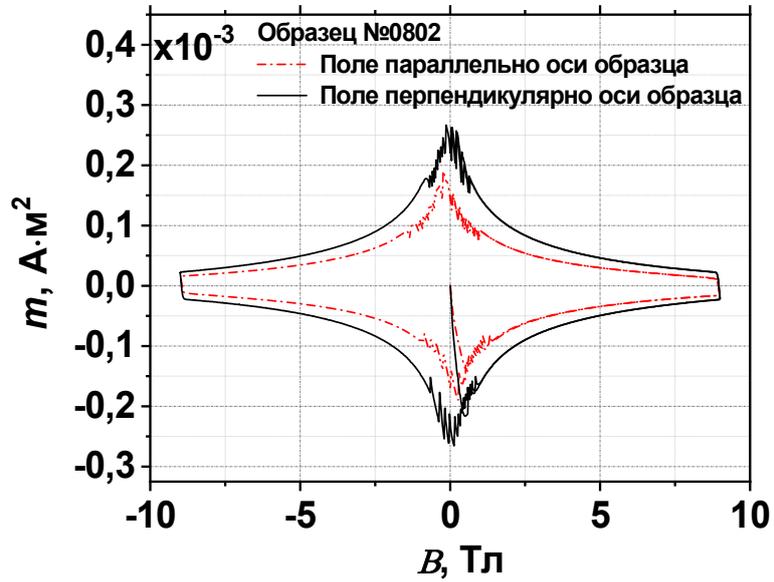


Рисунок 4.4 – (а) – Измеренная намагниченность образца №0802 для различного направления внешнего магнитного поля относительно оси образца

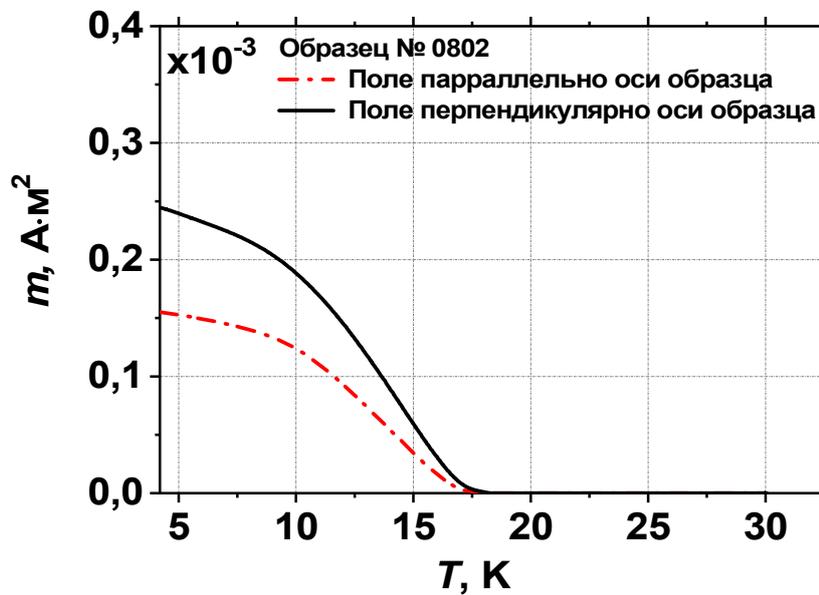


Рисунок 4.4 – (б) – Временная зависимость магнитного момента для образца №0802

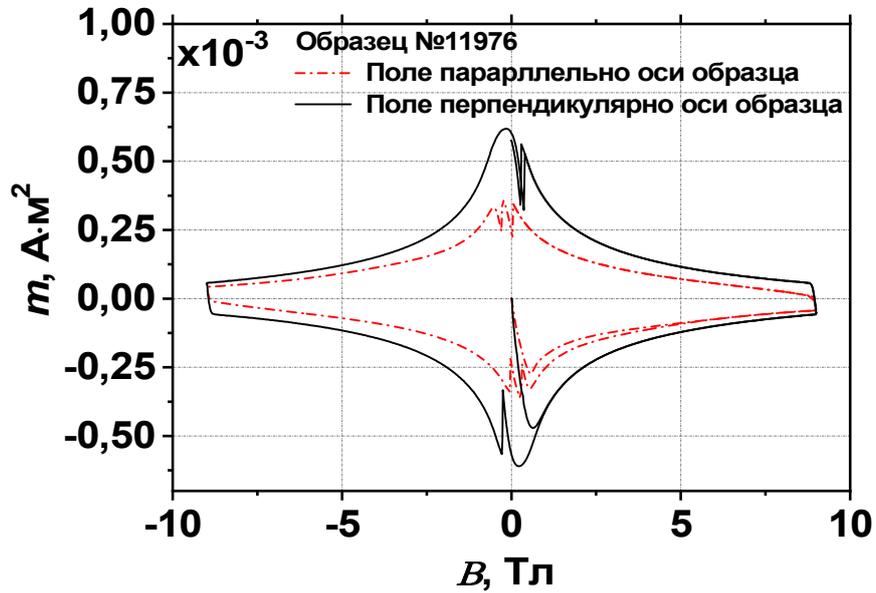


Рисунок 4.5 – (а) – Измеренная намагниченность образца 11976 при различных направлениях внешнего магнитного поля

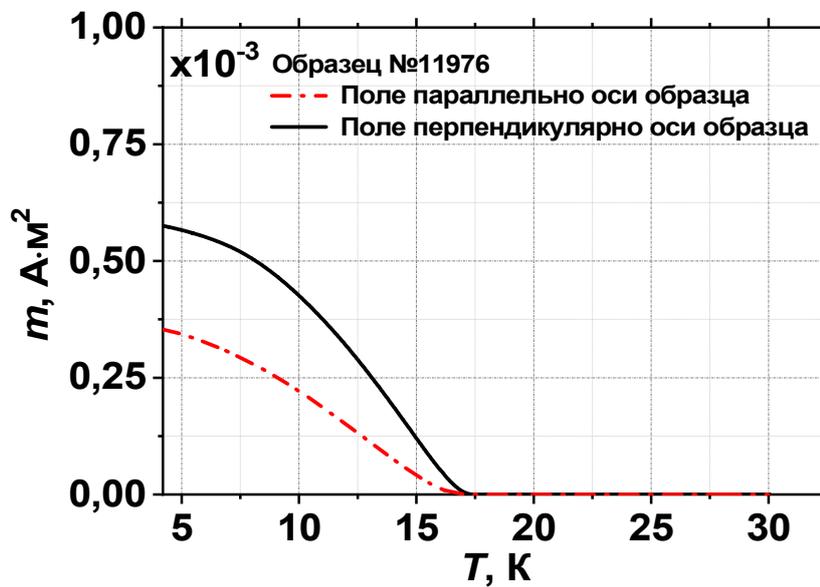


Рисунок 4.5 – (б) – Релаксация магнитного момента образца №11976 при различных направлениях внешнего магнитного поля

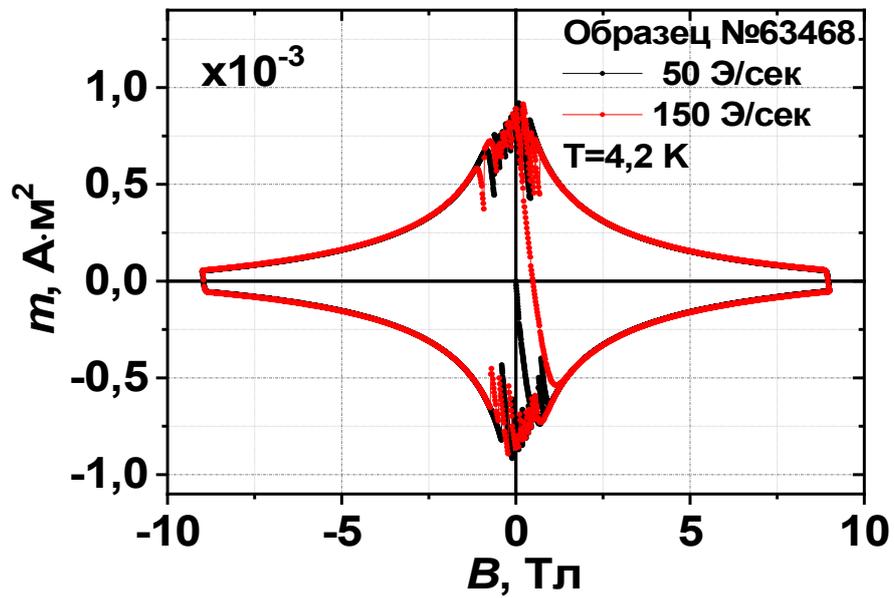
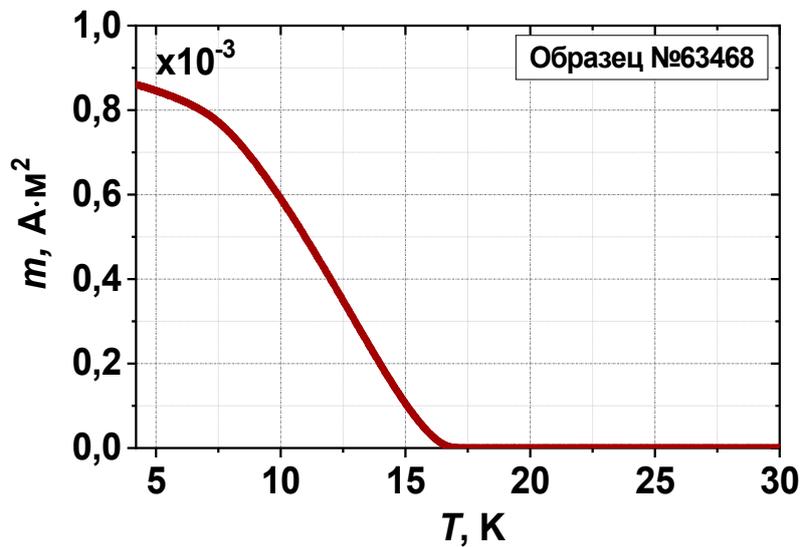


Рисунок 4.6 – (а) – Измеренная намагниченность образца №63468 при различных скоростях ввода внешнего магнитного поля



б)

Рисунок 4.6 – (б) – Релаксация магнитного момента образца №63468 при различных скоростях ввода внешнего магнитного поля

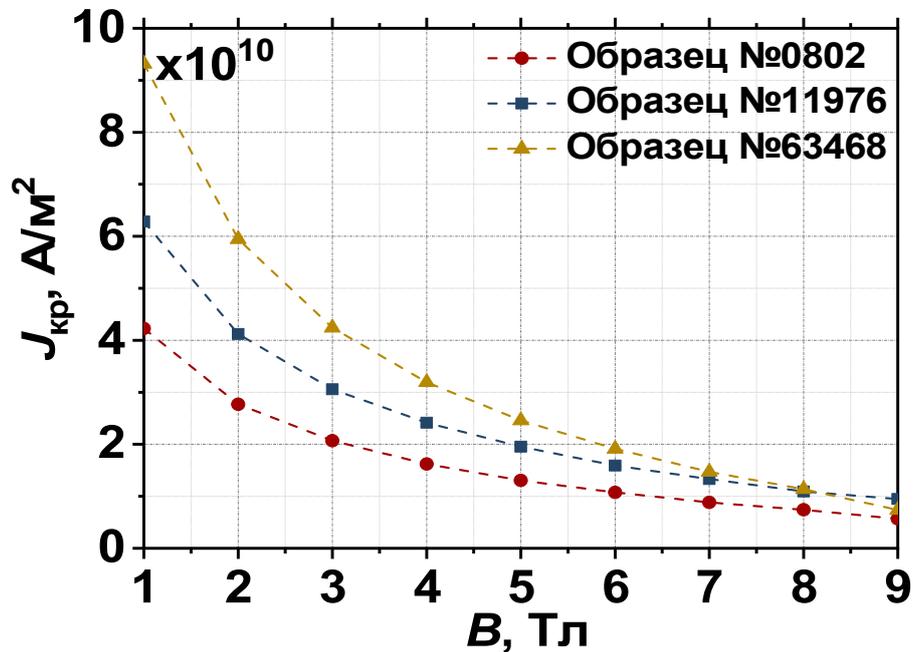


Рисунок 4.7 – Оценка критической плотности тока для трех типов проводов Nb_3Sn

4.2 ИЗМЕРЕНИЕ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ХАРАКТЕРИСТИК НЕОБЛУЧЕННЫХ И ОБЛУЧЕННЫХ ОБРАЗЦОВ ИНТЕРМЕТАЛЛИДА Nb_3Sn . ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ

На Рисунках 4.8-4.15 представлены экспериментальные результаты измерения петель гистерезиса и релаксации захваченного магнитного момента, исходных образцов провода Nb_3Sn , произведенных по различной технологии. Отчетливо наблюдается значительное увеличение ширины петли для образца №7419, произведенного по технологии порошок в трубе с искусственным источником олова и Ta добавками. Это увеличение наблюдается для обеих температур измерения – 7 и 12 К. Для всех четырех образцов петли выглядят симметричными относительно оси абсцисс, без видимых скачков магнитного потока по оси ординат. При этом температура сверхпроводящего перехода,

определенная по зависимости остаточного магнитного момента от температуры, составляет наименьшее значение среди всех образцов – 17,5 К.

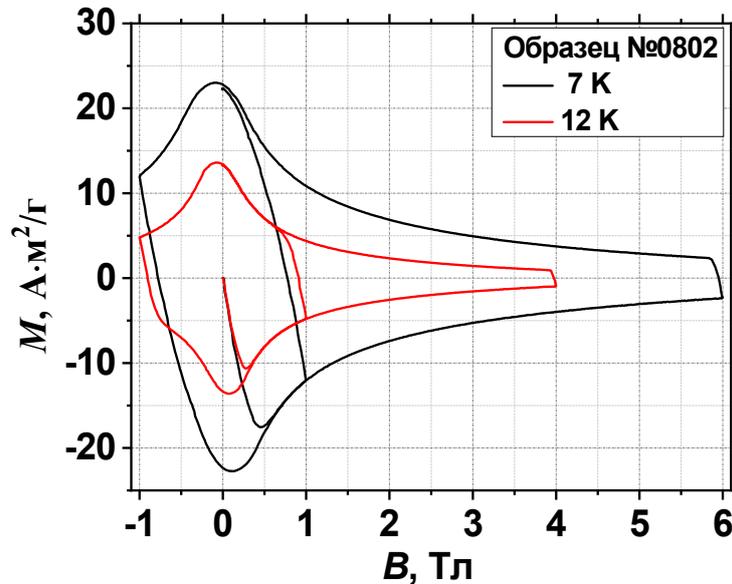


Рисунок 4.8 – Петли гистерезиса, полученные на установке PPMS для образца интерметаллида Nb_3Sn №0802, полученного по технологии порошок в трубе при температурах измерения 7 и 12 К

На Рисунках 4.16-4.19 представлены экспериментальные результаты измерения петель гистерезиса и релаксации захваченного магнитного момента проводов после облучения протонами с энергией 32 МэВ с флюенсом $3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$, $1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$, $3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ и $1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$. Отчетливо наблюдается увеличение ширины петель при начальном флюенсе облучения для всех четырех типов образцов и при обеих температурах облучения. При этом температура сверхпроводящего перехода снижается с флюенсом.

На Рисунках 4.20-4.24 представлена оценка критической плотности тока на основании кривых намагничивания для необлученных и облученных образцов. Кривые намагничивания были формально преобразованы по формулам (4.1) и (4.2). Дополнительная обработка исходных данных не проводилась.

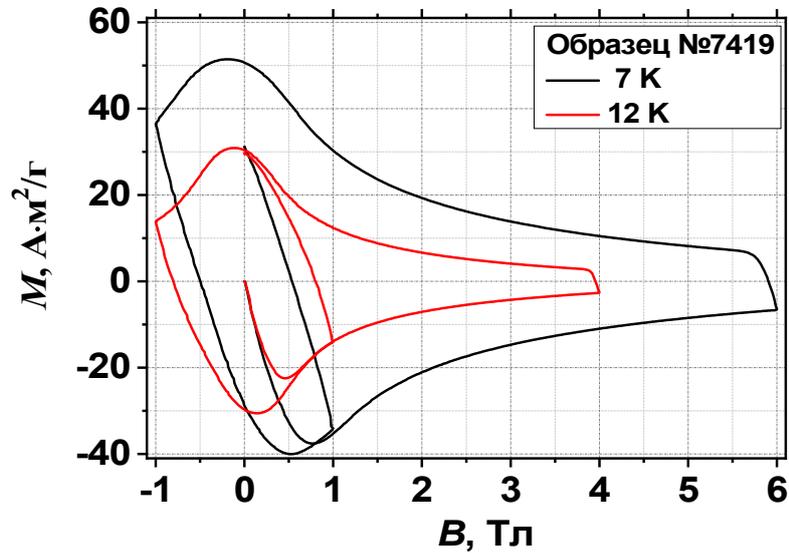


Рисунок 4.9 – Петли гистерезиса, полученные на установке PPMS для образца интерметаллида Nb_3Sn №7419, полученного по технологии внутреннего источника олова при температурах измерения 7 и 12 К

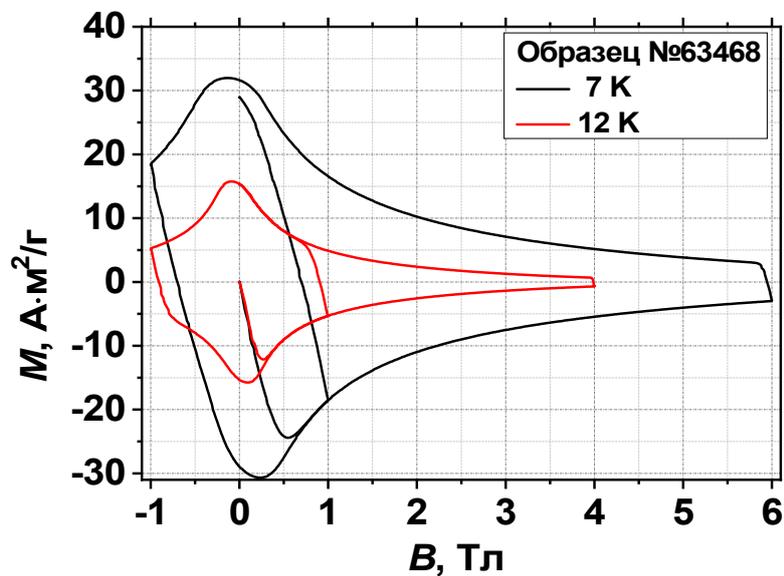


Рисунок 4.10 – Петли гистерезиса, полученные на установке PPMS для образца интерметаллида Nb_3Sn №63468, полученного по технологии внутреннего источника олова при температурах измерения 7 и 12 К

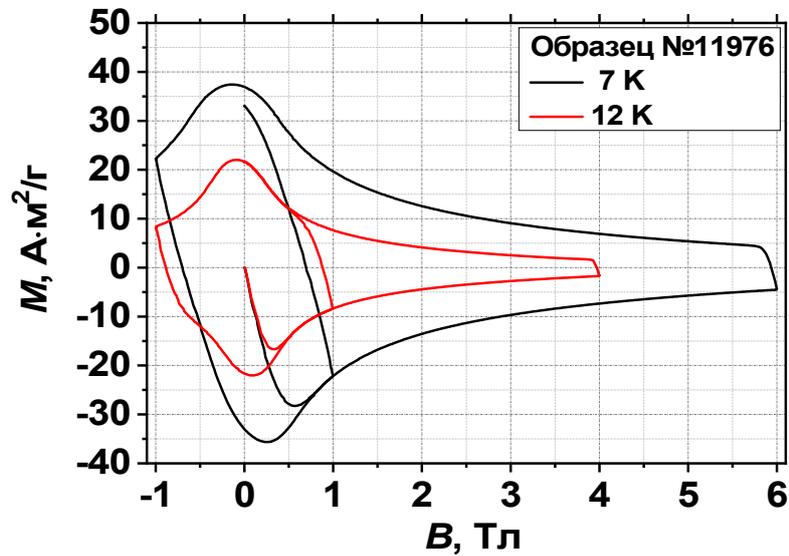


Рисунок 4.11 – Петли гистерезиса, полученные на установке PPMS для образца интерметаллида Nb_3Sn №11976, полученного по бронзовой технологии при температурах измерения 7 и 12 К

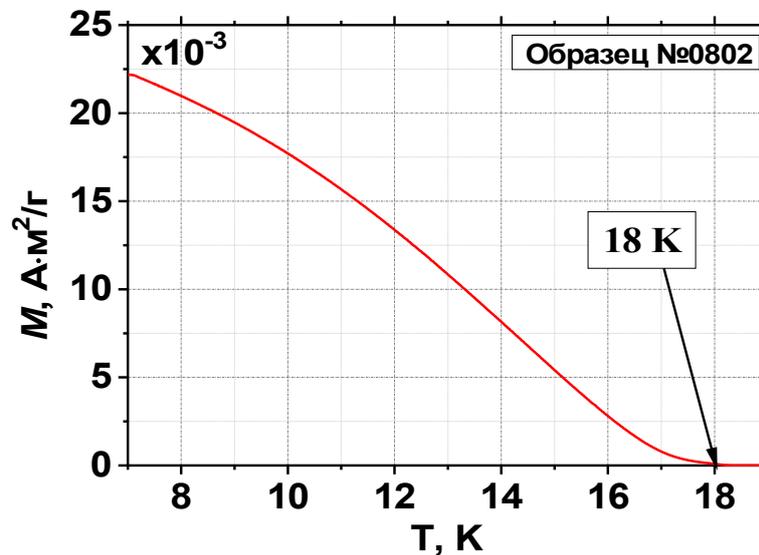


Рисунок 4.12 – Релаксация магнитного момента, полученная на установке PPMS для образца интерметаллида Nb_3Sn №0802, полученного по технологии порошок в трубе

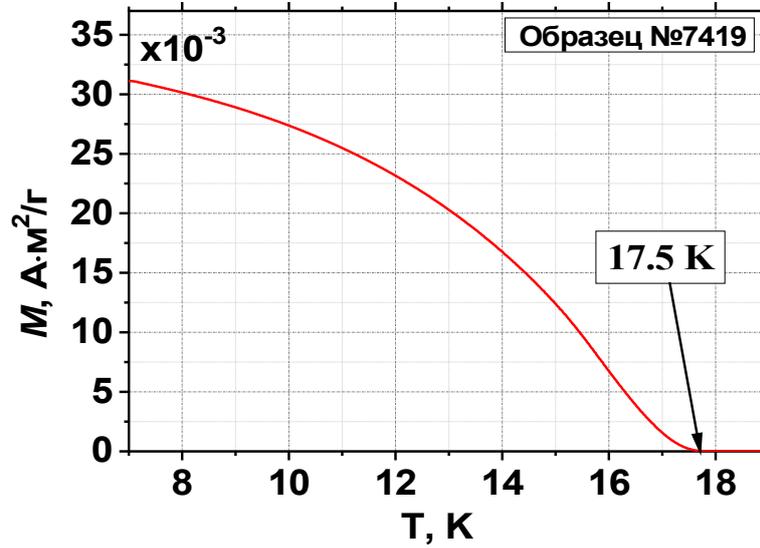


Рисунок 4.13 – Релаксация магнитного момента, полученная на установке PPMS для образца интерметаллида Nb_3Sn №7419, полученного по технологии внутреннего источника олова

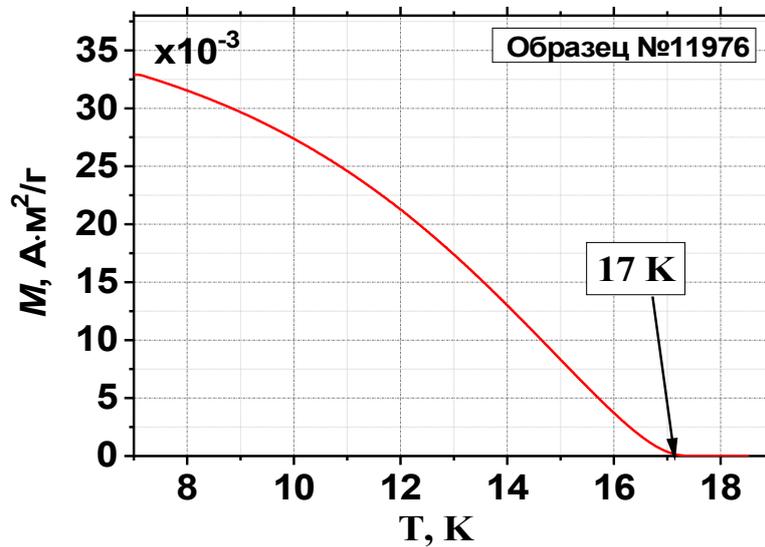


Рисунок 4.14 – Релаксация магнитного момента, полученная на установке PPMS для образца интерметаллида Nb_3Sn №11976, полученного по технологии внутреннего источника олова

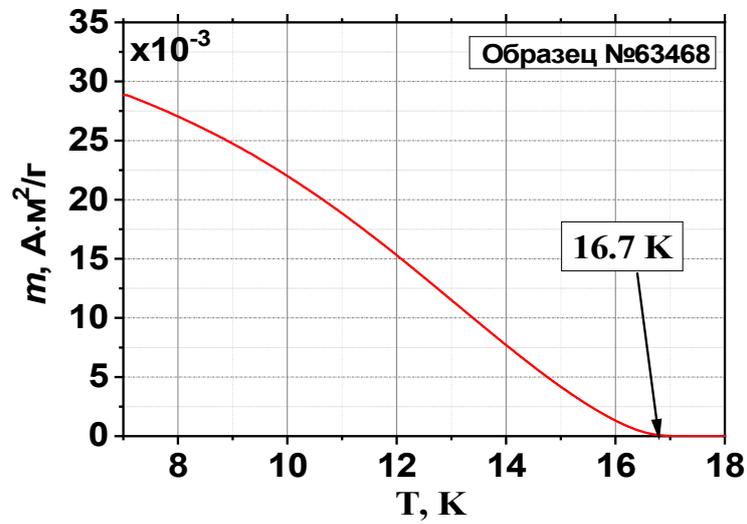


Рисунок 4.15 – Релаксация магнитного момента, полученная на установке PPMS для образца интерметаллида Nb_3Sn №11976, полученного технологии внутреннего источника олова

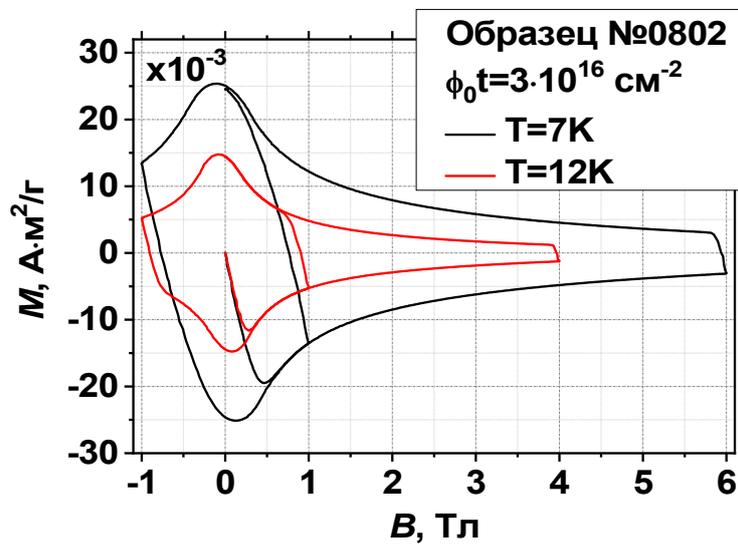


Рисунок 4.16 – (а) – Намагниченность образца №0802 после облучения протонами с энергий 32 МэВ и флюенсом $\phi_0 t = 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$

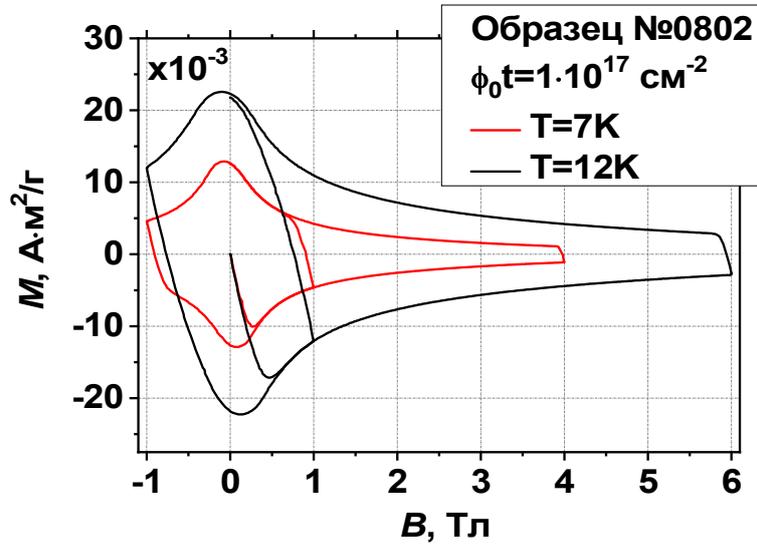


Рисунок 4.16 – (б) – Намагниченность образца №0802 после облучения протонами с энергий 32 МэВ и флюенсом $\phi_0 t = 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$

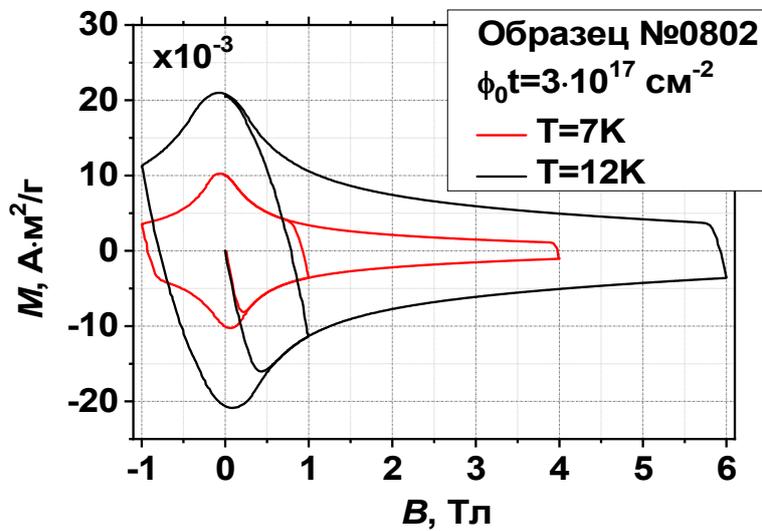


Рисунок 4.16 – (в) – Намагниченность образца №0802 после облучения протонами с энергий 32 МэВ и флюенсом $\phi_0 t = 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$

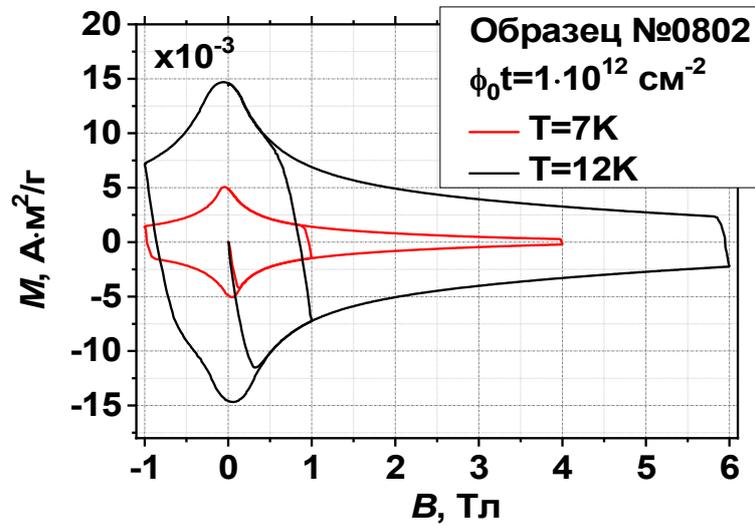


Рисунок 4.16 – (г) – Намагниченность образца №0802 после облучения протонами с энергией 32 МэВ и флюенсом $\phi_0 t = 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$

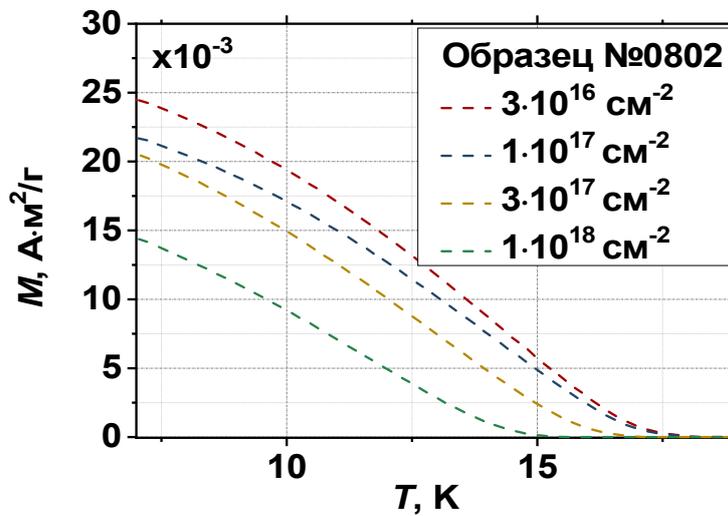


Рисунок 4.16 – (д) – Релаксация магнитного момента образца №0802 после облучения протонами с энергией 32 МэВ с различным флюенсами

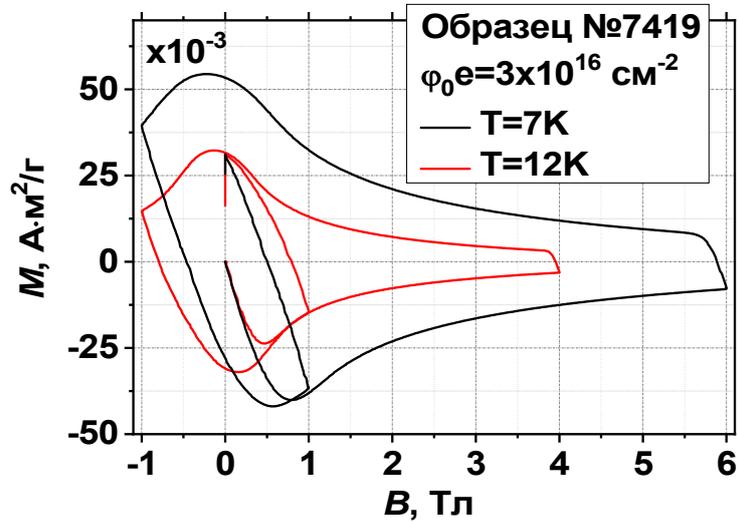


Рисунок 4.17 – (а) – Намагниченность образца №7419 после облучения протонами с энергий 32 МэВ и флюенсом $\varphi_0 t = 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$

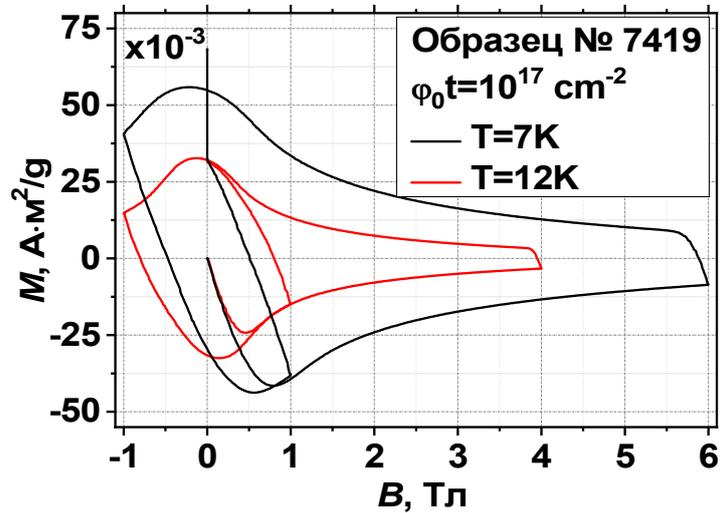


Рисунок 4.17 – (б) – Намагниченность образца №7419 после облучения протонами с энергий 32 МэВ и флюенсом $\varphi_0 t = 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$

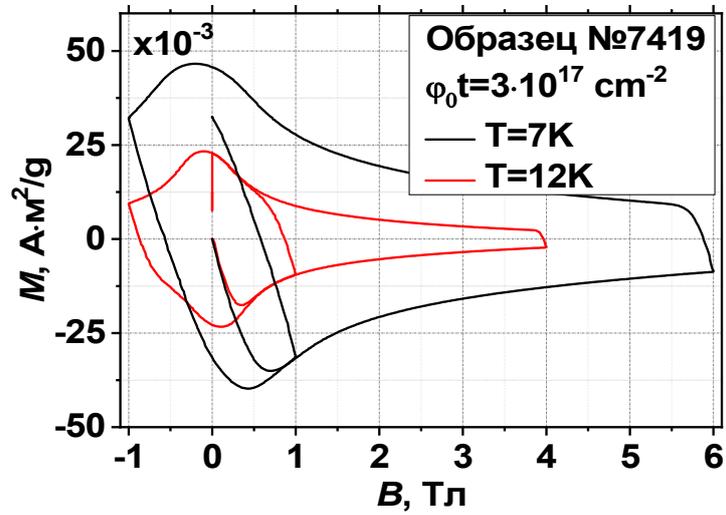


Рисунок 4.17 – (в) – Намагниченность образца №7419 после облучения протонами с энергий 32 МэВ и флюенсом $\varphi_0 t = 3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$

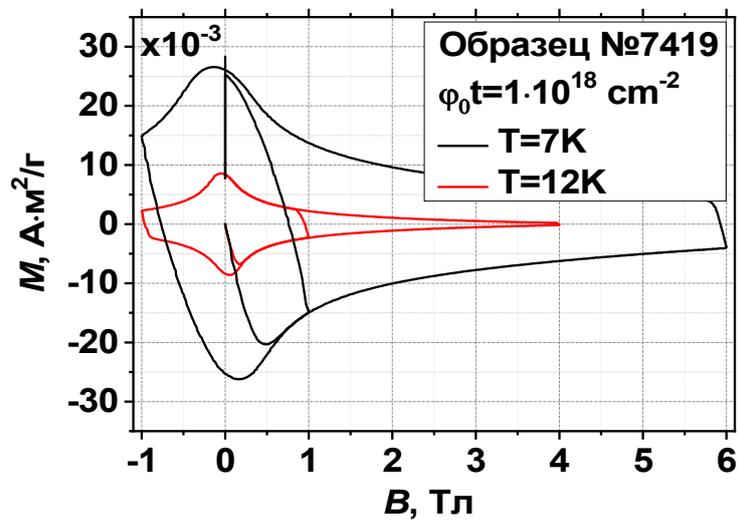


Рисунок 4.17 – (г) – Намагниченность образца №7419 после облучения протонами с энергий 32 МэВ и флюенсом $\varphi_0 t = 1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$

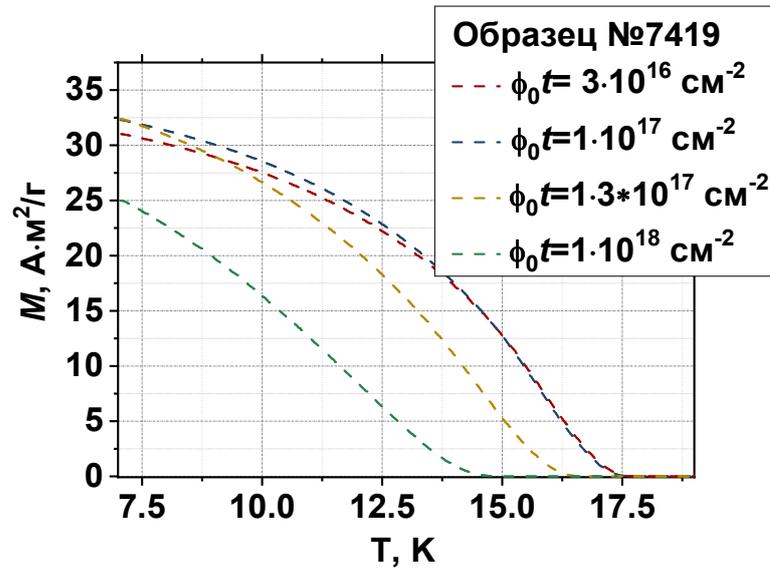


Рисунок 4.17 – (д) – Релаксация магнитного момента образца №7419 после облучения протонами с энергий 32 МэВ с различным флюенсами

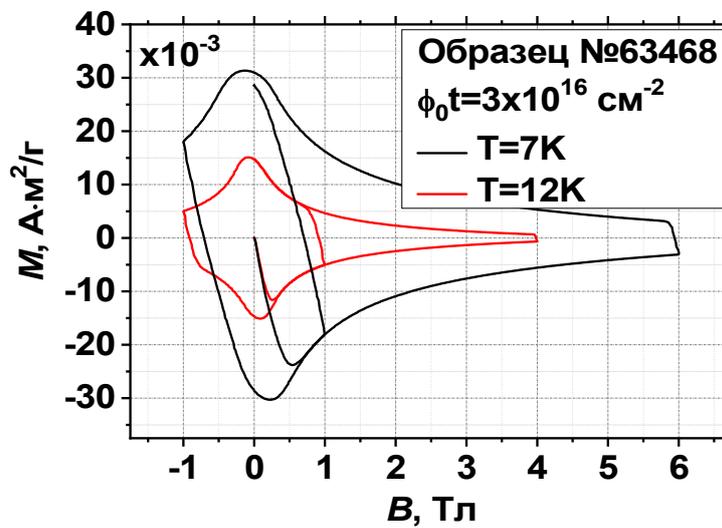


Рисунок 4.18 – (а) – Намагниченность №63468 после облучения протонами с энергий 32 МэВ и флюенсом $\phi_0 t = 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$

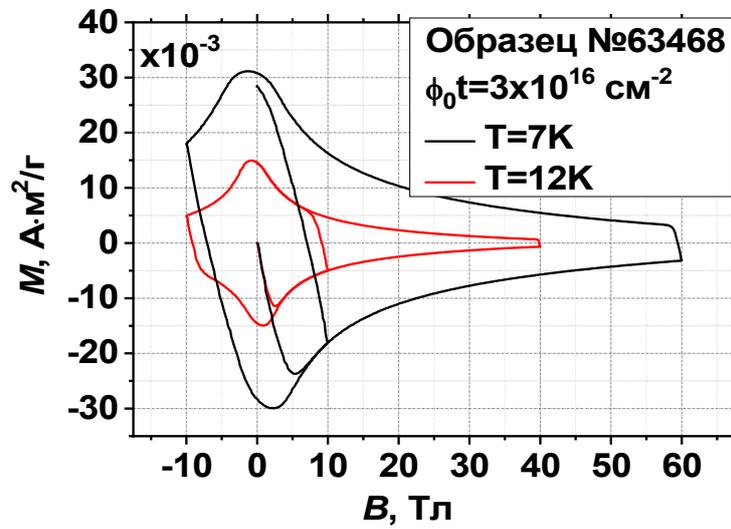


Рисунок 4.18 – (б) – Намагниченность №63468 после облучения протонами с энергий 32 МэВ и флюенсом $\phi_0 t = 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$

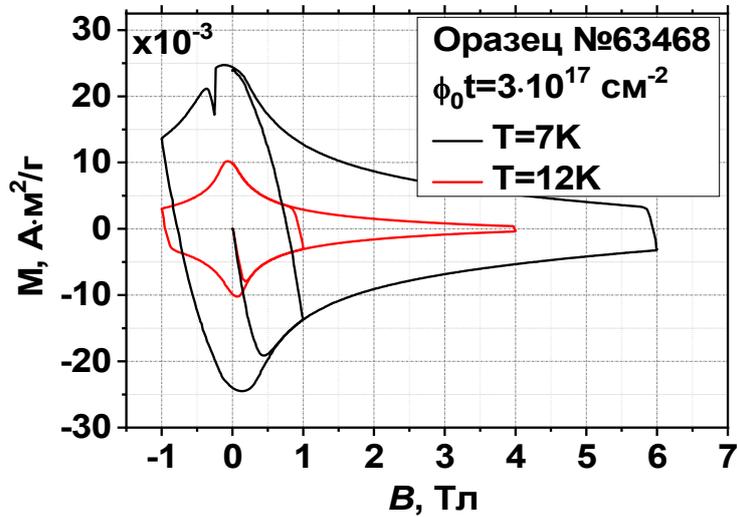


Рисунок 4.18 – (в) – Намагниченность №63468 после облучения протонами с энергий 32 МэВ и флюенсом $\phi_0 t = 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$

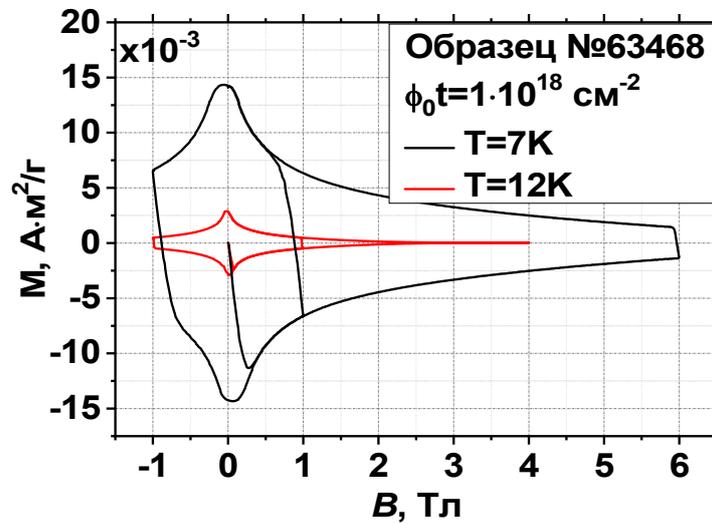


Рисунок 4.18 – (г) – Намагниченность №63468 после облучения протонами с энергий 32 МэВ и флюенсом $\phi_0 t = 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$

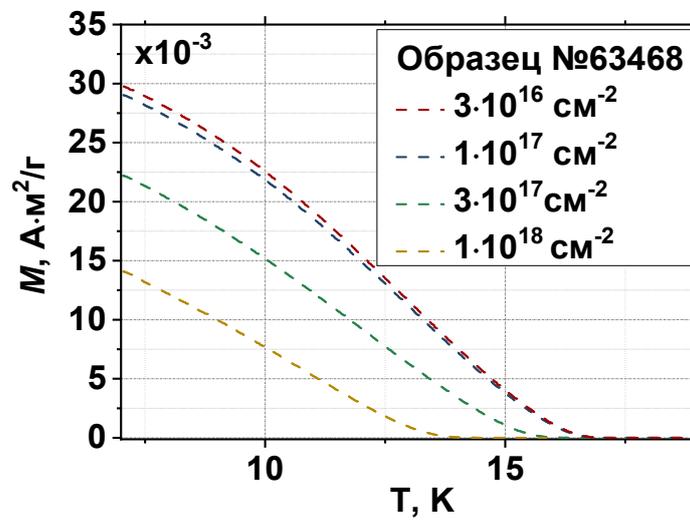


Рисунок 4.18 – (д) – Релаксация магнитного момента образца №7419 после облучения протонами с энергий 32 МэВ с различным флюенсами

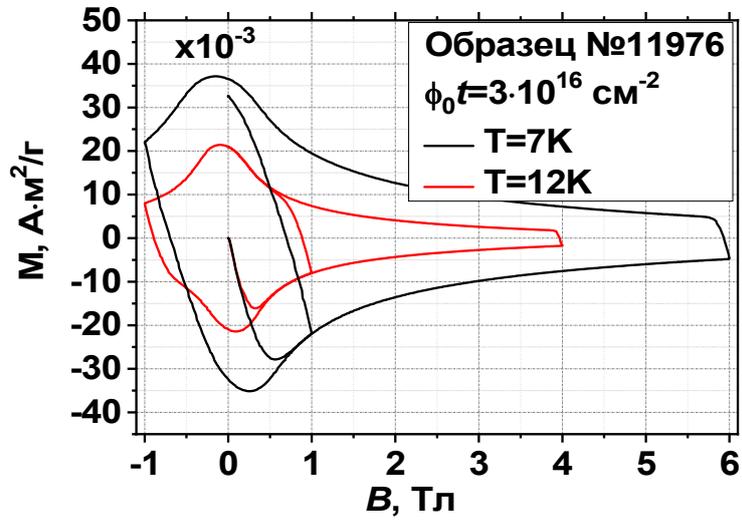


Рисунок 4.19 – (а) – Намагниченность образца №11976 после облучения протонами с энергий 32 МэВ и флюенсом $\phi_0 t = 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$

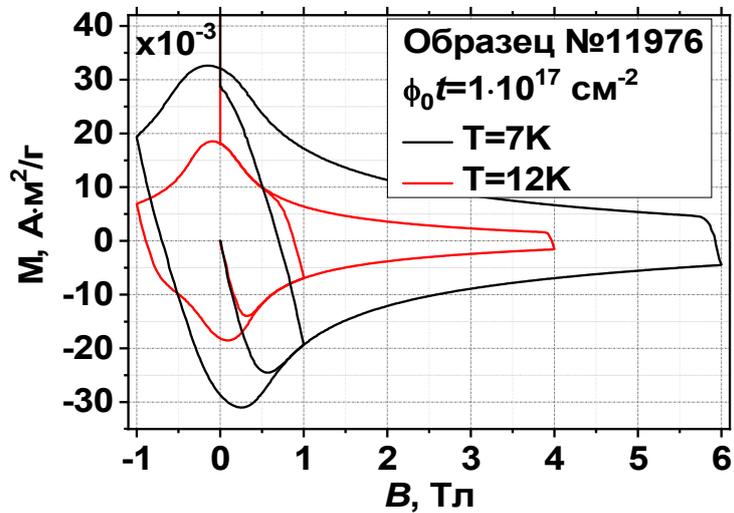


Рисунок 4.19 – (б) – Намагниченность образца №11976 после облучения протонами с энергий 32 МэВ и флюенсом $\phi_0 t = 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$

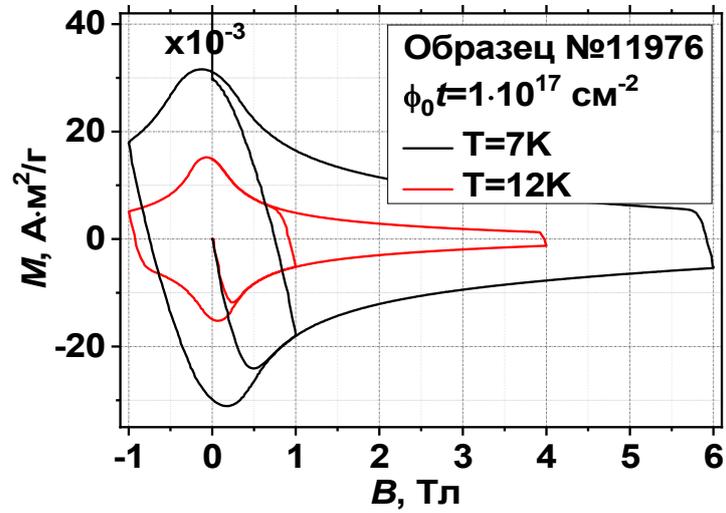


Рисунок 4.19 – (в) – Намагниченность образца №11976 после облучения протонами с энергий 32 МэВ и флюенсом $\phi_0 t = 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$

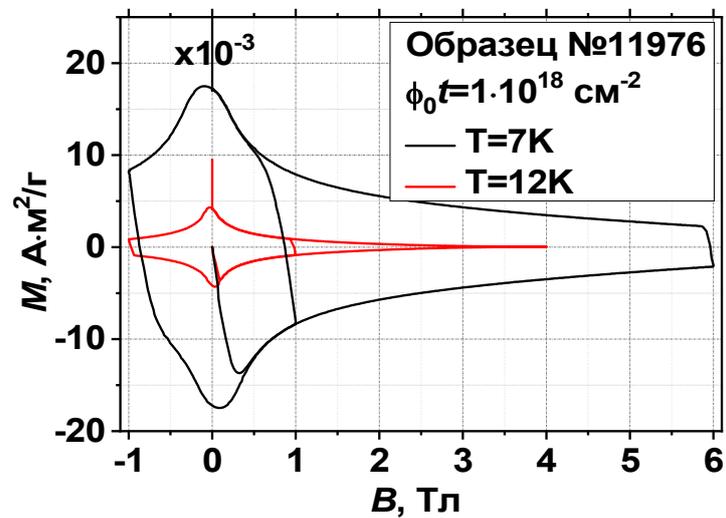


Рисунок 4.19 – (г) – Намагниченность образца №11976 после облучения протонами с энергий 32 МэВ и флюенсом $\phi_0 t = 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$

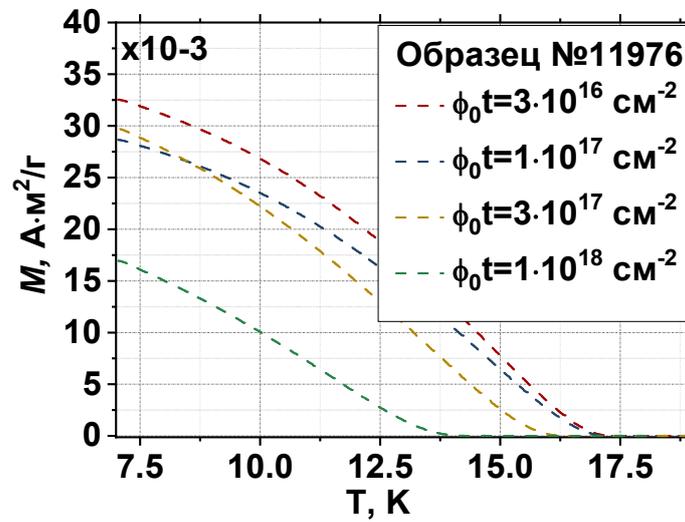


Рисунок 4.19 – (д) – Температурная зависимость релаксации магнитного момента образца №11976 после облучения протонами с энергий 32 МэВ с различным флюенсом

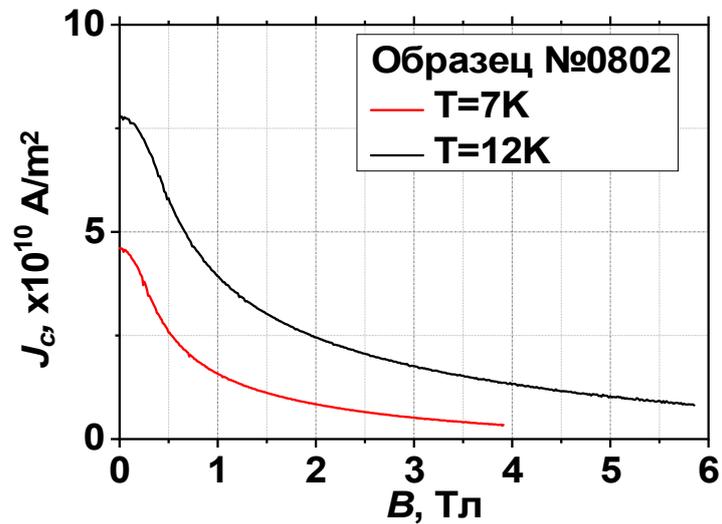


Рисунок 4.20 – (а) – Оценка критической плотности тока по измеренной кривой намагничивания для необлученного образца №0802

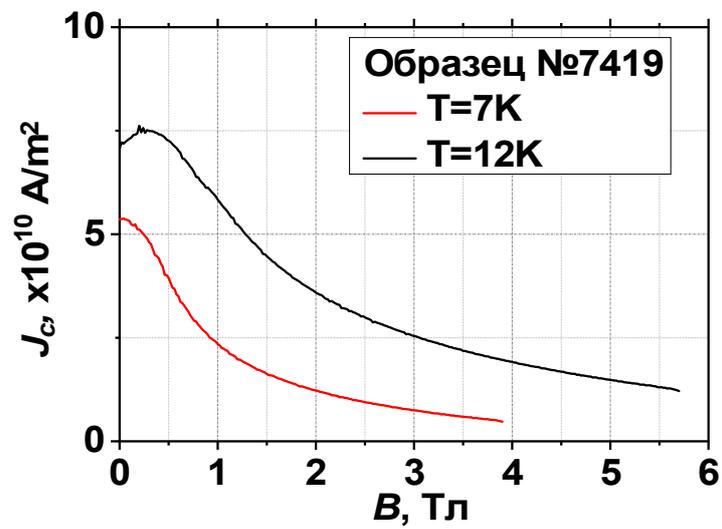


Рисунок 4.20 – (б) – Оценка критической плотности тока по измеренной кривой намагничивания для необлученного образца №7419

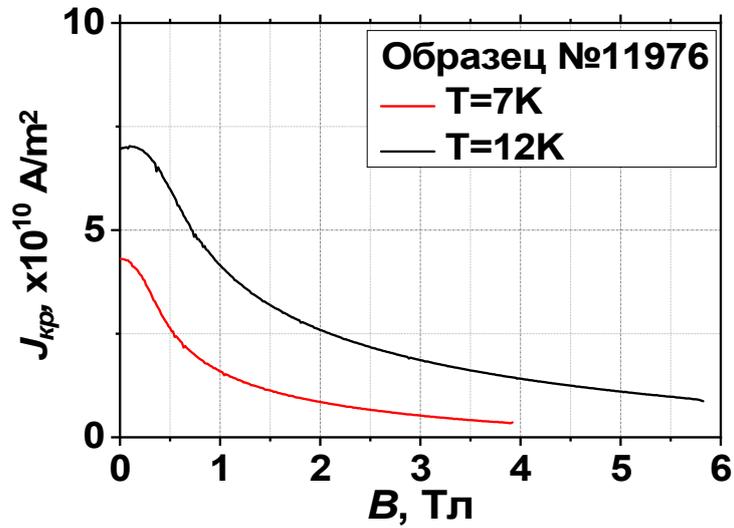


Рисунок 4.20 – (в) – Оценка критической плотности тока по измеренной кривой намагничивания для необлученного образца №11976

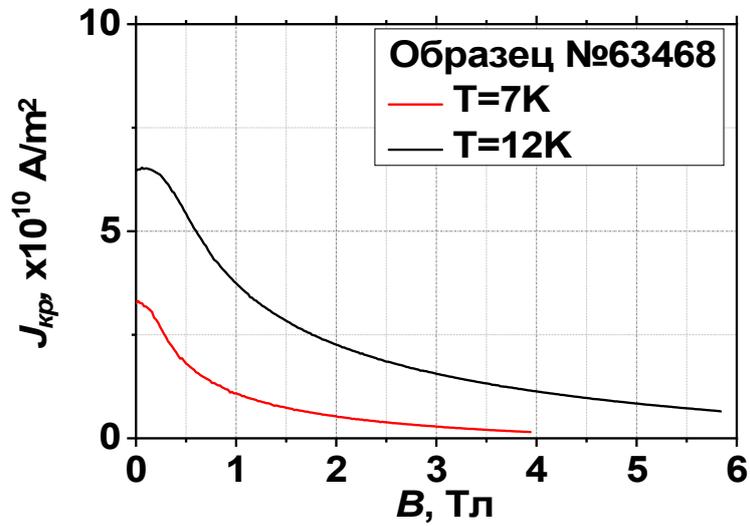


Рисунок 4.20 – (г) – Оценка критической плотности тока по измеренной кривой намагничивания для необлученного образца №63468

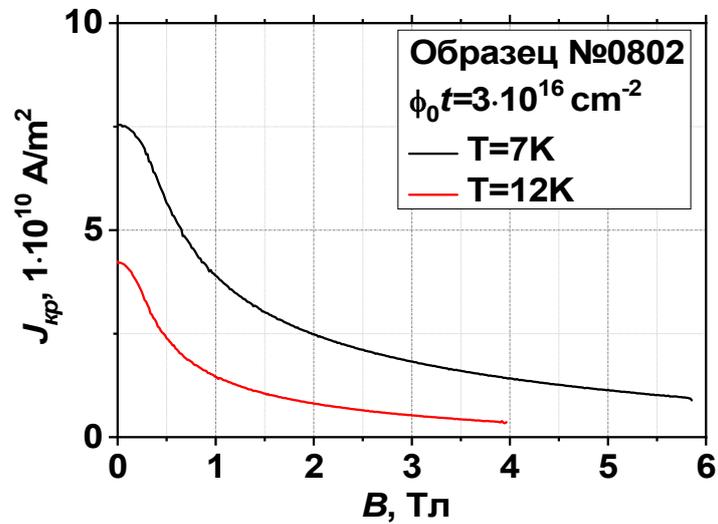


Рисунок 4.21 – (а) – Оценка критической плотности тока по измеренной кривой намагничивания для образца №0802 после облучения флюенсом $\phi_0 t = 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$

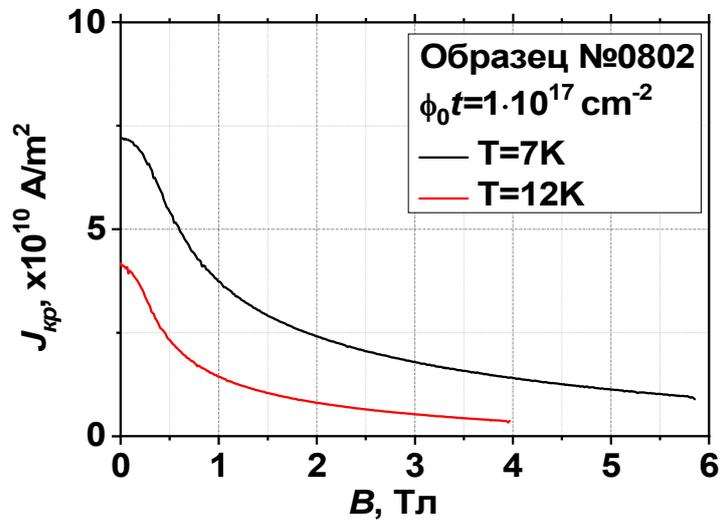


Рисунок 4.21 – (б) – Оценка критической плотности тока по измеренной кривой намагничивания для образца №0802 после облучения флюенсом $\phi_0 t = 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$

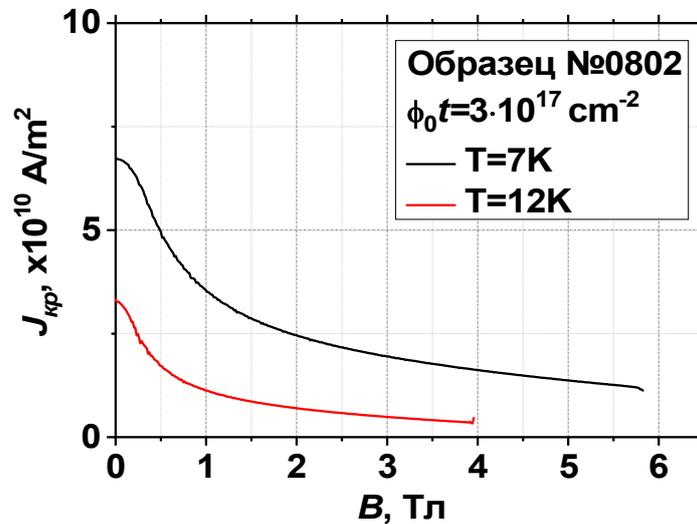


Рисунок 4.21 – (в) – Оценка критической плотности тока по измеренной кривой намагничивания для образца №0802 после облучения флюенсом $\phi_0 t = 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$

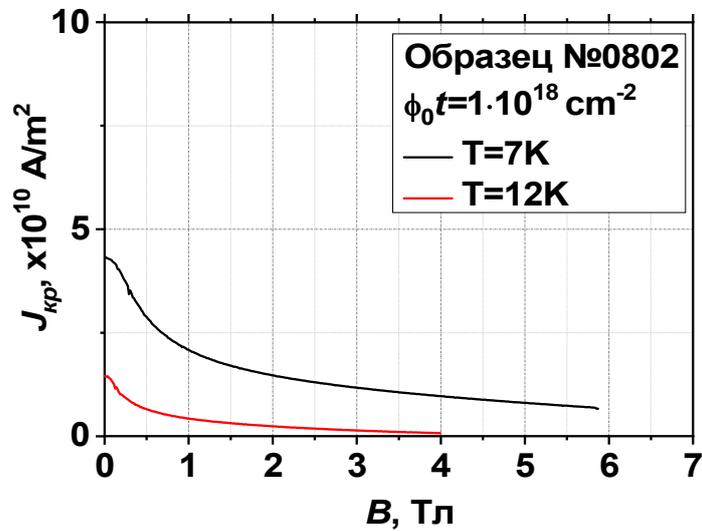


Рисунок 4.21 – (г) – Оценка критической плотности тока по измеренной кривой намагничивания для образца №0802 после облучения флюенсом $\phi_0 t = 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$

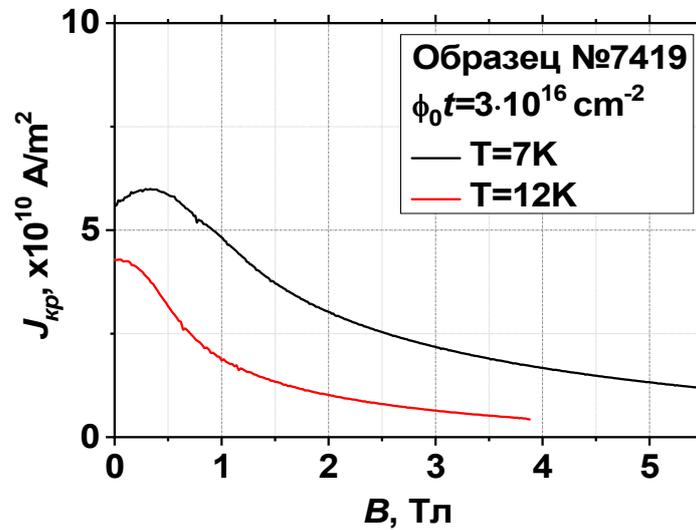


Рисунок 4.22 – (а) – Оценка критической плотности тока по измеренной кривой намагничивания для образца №7419 после облучения флюенсом $\phi_0 t = 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$

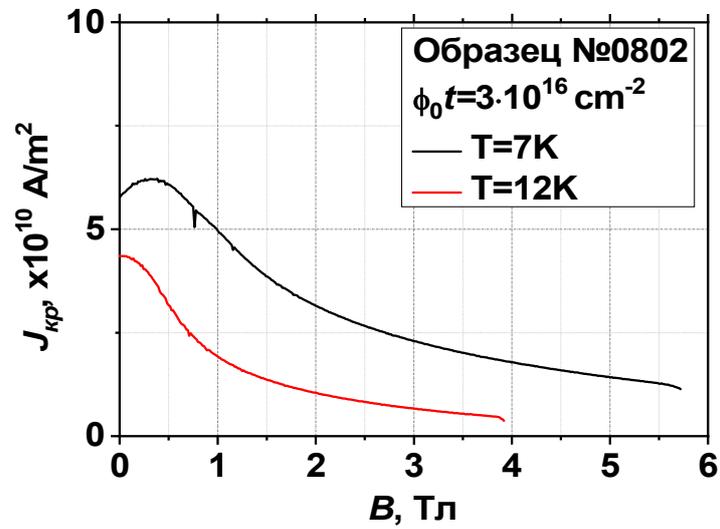


Рисунок 4.22 – (б) – Оценка критической плотности тока по измеренной кривой намагничивания для образца №7419 после облучения флюенсом $\phi_0 t = 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$

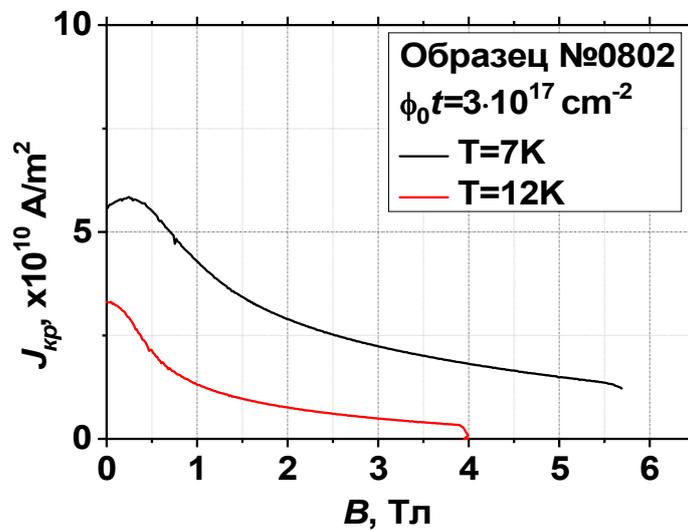


Рисунок 4.22 – (в) – Оценка критической плотности тока по измеренной кривой намагничивания для образца №7419 после облучения флюенсом $\phi_0 t = 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$

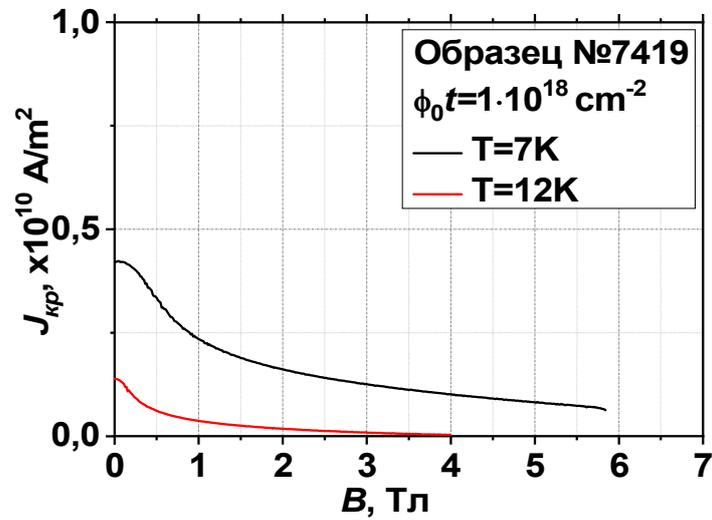


Рисунок 4.22 – (г) – Оценка критической плотности тока по измеренной кривой намагничивания для образца №7419 после облучения флюенсом $\phi_0 t = 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$

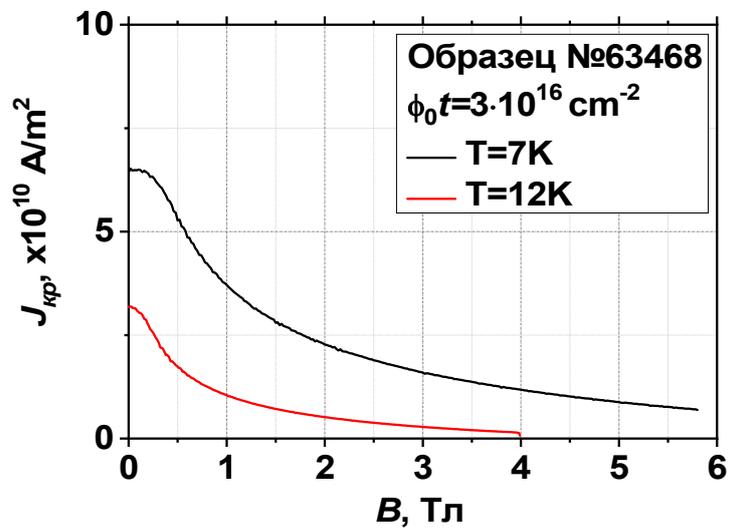


Рисунок 4.23 – (а) – Оценка критической плотности тока по измеренной кривой намагничивания для образца №63468 после облучения флюенсом $\phi_0 t = 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$

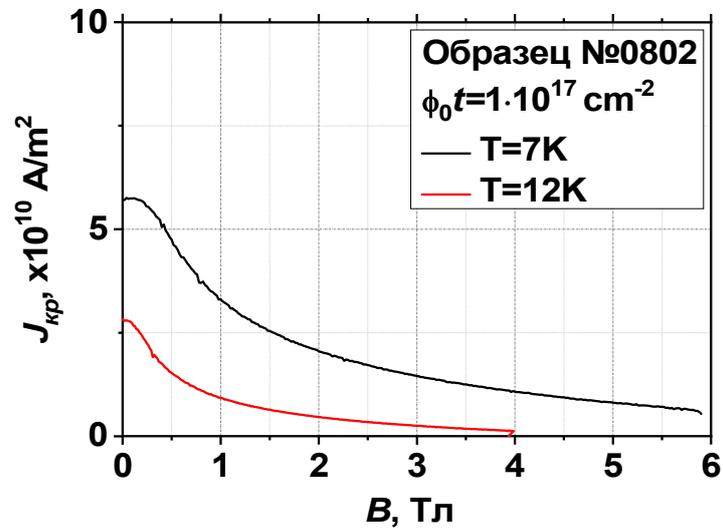


Рисунок 4.23 – (б) – Оценка критической плотности тока по измеренной кривой намагничивания для образца №63468 после облучения флюенсом $\phi_0 t = 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$

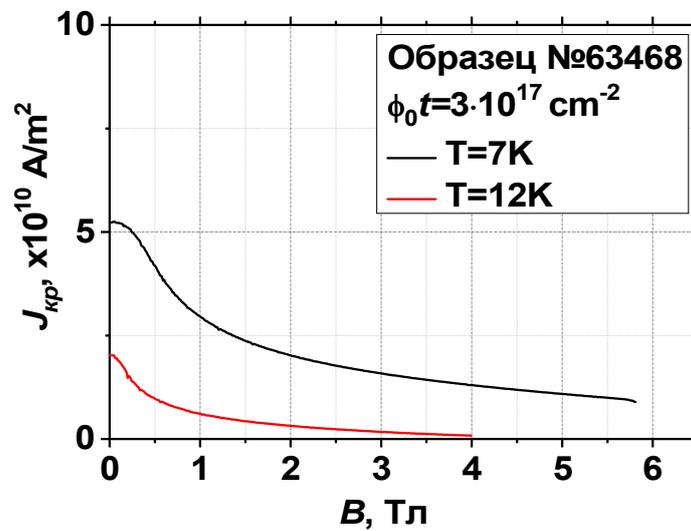


Рисунок 4.23 – (в) – Оценка критической плотности тока по измеренной кривой намагничивания для образца №63468 после облучения флюенсом $\phi_0 t = 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$

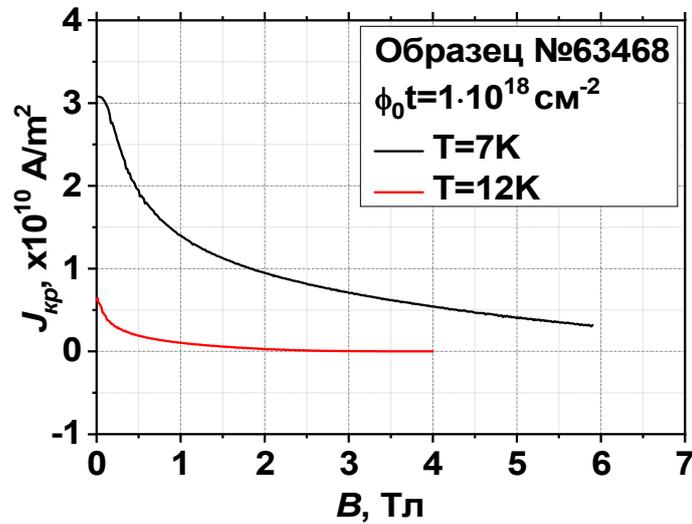


Рисунок 4.23 – (г) – Оценка критической плотности тока по измеренной кривой намагничивания для образца №63468 после облучения флюенсом $\varphi_0 t = 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$

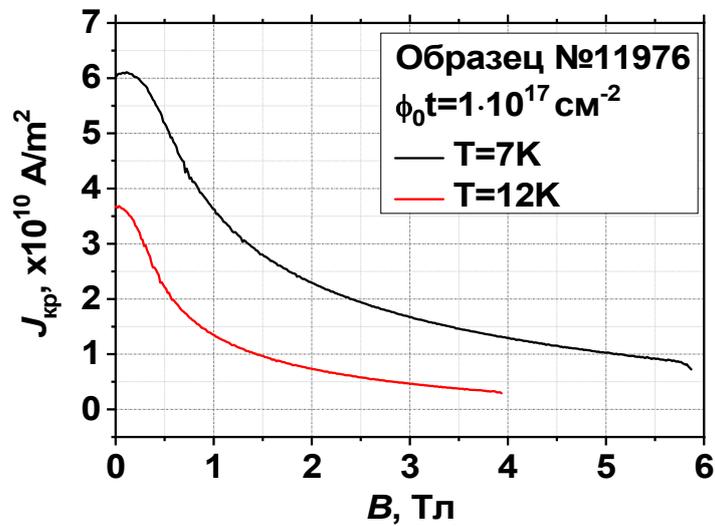


Рисунок 4.24 – (а) – Оценка критической плотности тока по измеренной кривой намагничивания для образца №11976 после облучения флюенсом $\varphi_0 t = 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$

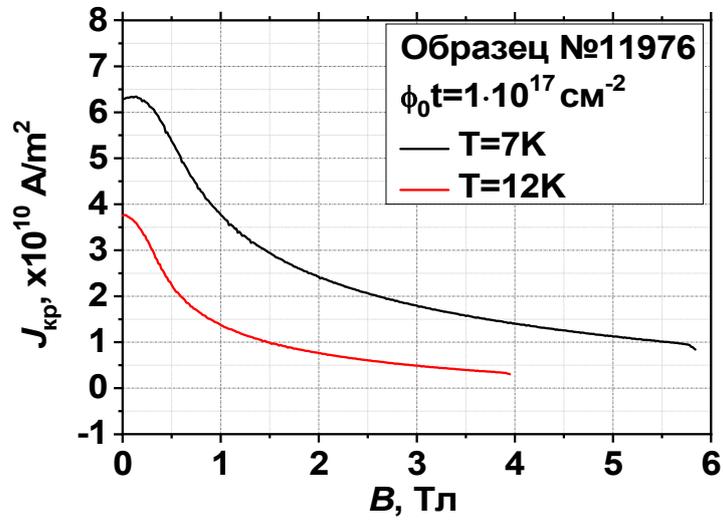


Рисунок 4.24 – (б) – Оценка критической плотности тока по измеренной кривой намагничивания для образца №11976 после облучения флюенсом $\phi_0 t = 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$

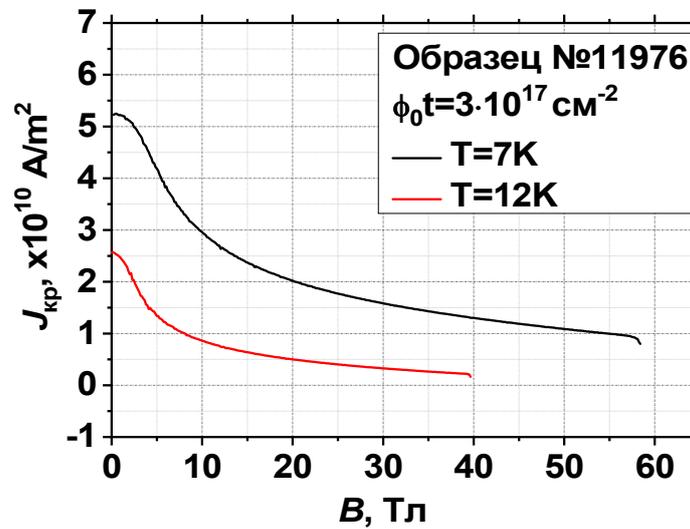


Рисунок 4.24 – (в) – Оценка критической плотности тока по измеренной кривой намагничивания для образца №11976 после облучения флюенсом $\phi_0 t = 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$

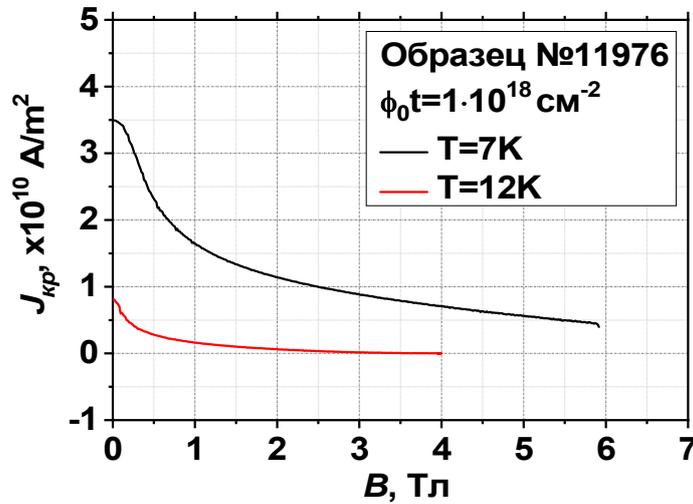


Рисунок 4.24 – (г) – Оценка критической плотности тока по измеренной кривой намагничивания для образца №11976 после облучения флюенсом $\phi_0 t = 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$

Рассмотрим детально поведение сверхпроводящих характеристик интерметаллида Nb_3Sn после облучения протонами. Наиболее характерное отличие в поведении образцов наблюдается для образцов №11976 и №7419 (Рисунки 4.25-4.26) и, так как именно эти образцы произведены по существенно разным технологиям, демонстрируют наилучшие сверхпроводящие свойства. Зависимость критической плотности тока образцов провода сверхпроводящего интерметаллида Nb_3Sn №7419 от флюенса протонов энергией 32 МэВ демонстрирует ярко выраженный рост с ростом флюенса вплоть до $\phi_0 t = 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$. Как видно из Рисунка 4.19 – (а), значение критической плотности тока при температуре 4,2К в поле 1 Тл для образца #7419 возрастает в 1,12 раза при флюенсе $\phi_0 t = 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$, а в поле 8 Тл возрастает уже в 1,5 раза при флюенсе $\phi_0 t = 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$, соответственно, по сравнению с необлученными образцами. При температуре 7 К рост плотности критического тока меньше. В поле 1 Тл рост составляет 1,1, а в поле 8 Тл - 1,35. При температуре 12К рост плотности

критического тока еще больше снижается, даже по сравнению со значениями при температуре 7К, и составляет 1,07 в поле 1 Тл и 1,15 в поле 5 Тл.

При всех температурах и значениях внешнего магнитного поля после достижения максимального значения происходит сильная деградация критической плотности тока. Однако, с увеличением поля максимум плотности критического тока смещается в сторону больших флюенсов. В качестве причин такого характера изменения плотности критического тока можно предположить возрастание эффективности созданных радиационных дефектов, играющих роль центров пиннинга. Как следствие, происходит увеличение плотности вихрей из-за приближения их взаимного расположения к оптимальному. Происходит изменение механизма пиннинга в структуре материала, что достаточно хорошо подтверждается проведенными нами оценками нормированной силы пиннинга. Аналогичное поведение характерно для образцов №0802, №11976 и №63468, однако, это выражается в менее ярко выраженном росте плотности критического тока в зависимости от флюенса и в полях выше 3 Тл (для образца #0802 $J_c(\phi t)/J_{c0}=1,52$, для образца №63468 $J_c(\phi_0 t)/J_{c0}=1,09$ при $B_0=6$ Тл и $T=7$ К, для образца №11976 $J_c(\phi t)/J_{c0}=1,16$ при $B_0=8$ Тл и $T=7$ К). Зависимость критической температуры сверхпроводящего перехода, представленная на Рисунке 4.19(д), указывает на ее деградацию при увеличении флюенса протонов для обоих типов образцов. Отчетливо видно, что используемая аппроксимация данных, выполненная при помощи соотношения:

$$T_c = T_{c0} - k_t \phi t, \quad (4.3)$$

где T_{c0} – критическая температура необлученного образца, а $k_t = d\phi t/dT_c$, удовлетворительно описывает полученную зависимость и согласуется с данными работы [33]. На сегодняшний день вопрос о механизме, ответственном за падение критической температуры сверхпроводящего перехода, является достаточно сложным. Существует, по крайней мере, одно из наиболее вероятных объяснений,

в котором утверждается, что этот эффект связан с размытием пика плотности электронных состояний под действием дефектов замещения [127].

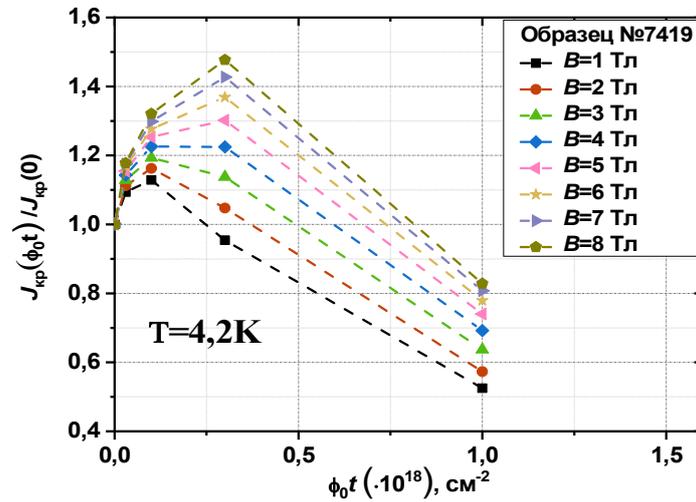


Рисунок 4.25 (а) – Зависимость плотности критического тока образцов сверхпроводящего провода на основе интерметаллида Nb₃Sn №7419 от флюенса протонов энергией 32 МэВ в поле от 1 до 8 Тл при температуре 4,2К

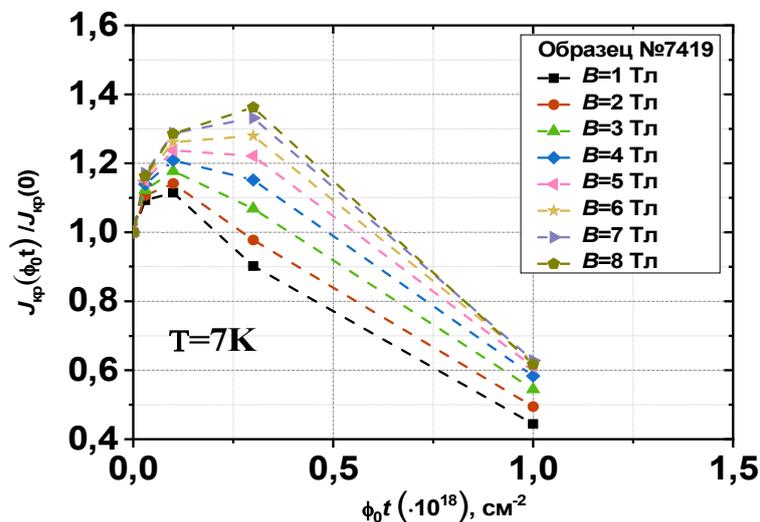


Рисунок 4.25 (б) – Зависимость плотности критического тока образцов сверхпроводящего провода интерметаллида на основе Nb₃Sn №7419 от флюенса протонов энергией 32 МэВ в поле от 1 до 8 Тл при температуре 7К

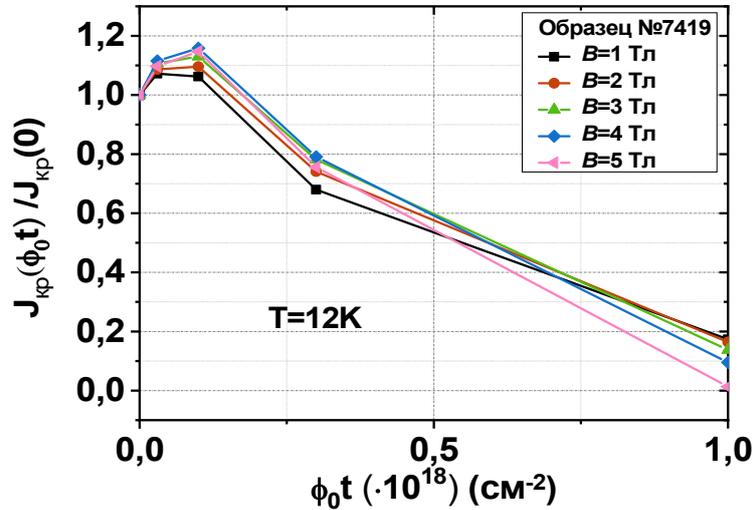


Рисунок 4.25 – (в) – Зависимость плотности критического тока образцов сверхпроводящего провода на основе интерметаллида Nb_3Sn №7419 от флюенса протонов энергией 32 МэВ в поле от 1 до 8 Тл при температуре 12 К

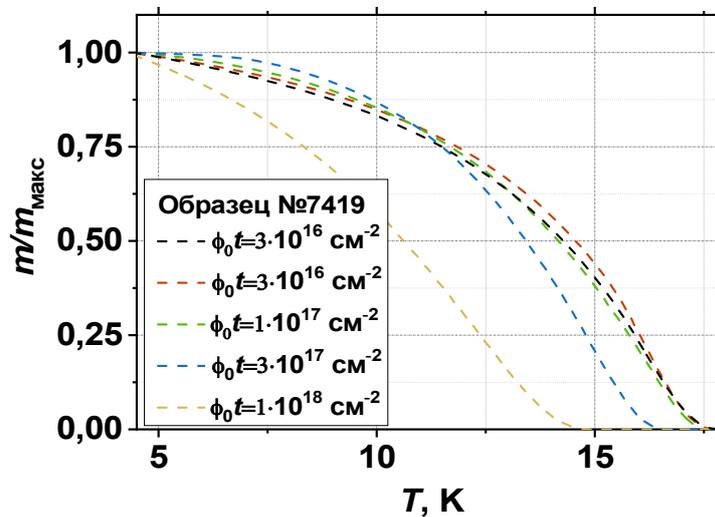


Рисунок 4.26 – Температурная зависимость нормированного значения остаточного магнитного момента образца интерметаллида Nb_3Sn №7419

Аппроксимация данных нормированной силы пиннинга образцов проводилась на основании результатов работы [37]. Для необлученных образцов пиннинг происходит на границах зерен. Для облученных образцов, помимо пиннинга на границах зерен, добавляется точечный пиннинг. Отчетливо наблюдается сдвиг пика нормированной силы пиннинга в сторону высоких магнитных полей $b_{max} = 0,29$, что соответствует 33% изменению по сравнению с максимумом пика нормированной силы пиннинга для необлученного образца (Рисунок 4.27). Этот результат хорошо подтверждается данными работы [33] и соответствует значению $(B/B_{c2})_{max} = 1/3$ (преобладание точечного пиннинга над объемным).

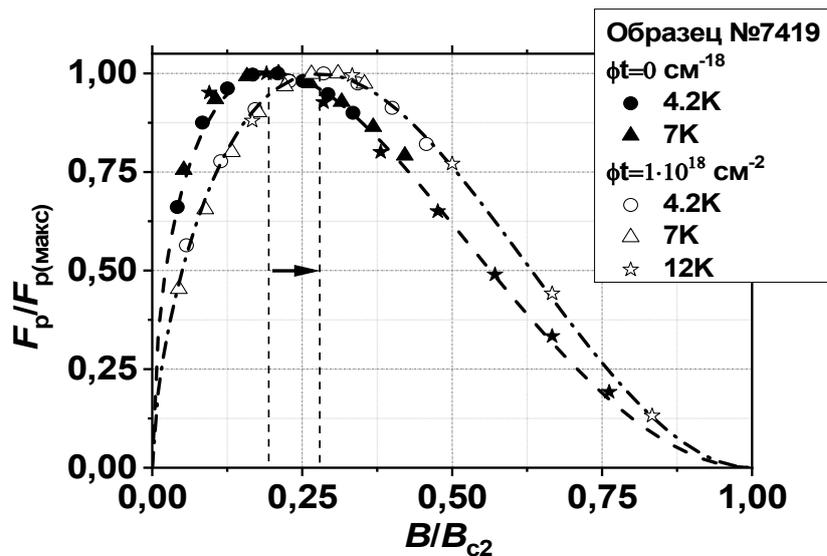


Рисунок 4.27 – Сопоставление результатов оценки нормированной силы пиннинга образца сверхпроводящего провода на основе интерметаллида Nb_3Sn №7419 при температурах 4,2, 7К и 12 К до и после облучения быстрыми протонами энергией 32 МэВ и флюенсом $1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$

4.3 ВЛИЯНИЕ ОБЛУЧЕНИЯ ПРОТОНАМИ НА МОРФОЛОГИЮ ИНТЕРМЕТАЛЛИДА Nb_3Sn

В этой главе представлены результаты исследований и сопоставление измерений намагниченности и магнитной восприимчивости при изменении

микроструктуры образцов пластин сверхпроводящего интерметаллида Nb_3Sn различной толщины в процессе облучения быстрыми протонами с энергией 12,4 и 12,8 МэВ до флюенсов $5 \cdot 10^{17}$ и $1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$ соответственно. Для экспериментов были отобраны образцы пластин сверхпроводящего интерметаллида Nb_3Sn с размерами приблизительно 3 мм на 3 мм, с толщинами 0,19 мм (контрольный необлученный образец); 0,17 мм и 0,14 мм (пара образцов, которая затем была облучена до флюенса $5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$); 0,22 мм и 0,16 мм (пара образцов, которая затем была облучена флюенсом $1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$). Пластины были вырезаны из объемного цилиндрического слитка Nb_3Sn [33]. Массы образцов приведены в таблице 3.1.

Как уже упоминалось выше облучение проводилось при комнатной температуре с использованием мишени с водяным охлаждением на изохронном циклотроне протонами с энергиями 12,4 и 12,8 МэВ и флюенсами $5 \cdot 10^{17}$ и $1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$ соответственно. Схема облучения представлена на Рисунке 4.28. Согласно проведенным расчетам длина пробега в Nb_3Sn для протонов с энергией 12,8 МэВ после прохождения входной фольги мишенного устройства превышает 300 мкм, поэтому предполагается, что в пакете из двух образцов протоны полностью пробивают первую пластину (образцы «№1а», «№1б» в каждой облученной паре, ближний по отношению к пучку протонов), и могут полностью остановиться во второй пластине (образцы «№2а», «№2б» в каждой облученной паре), образуя в ней пик радиационных повреждений.

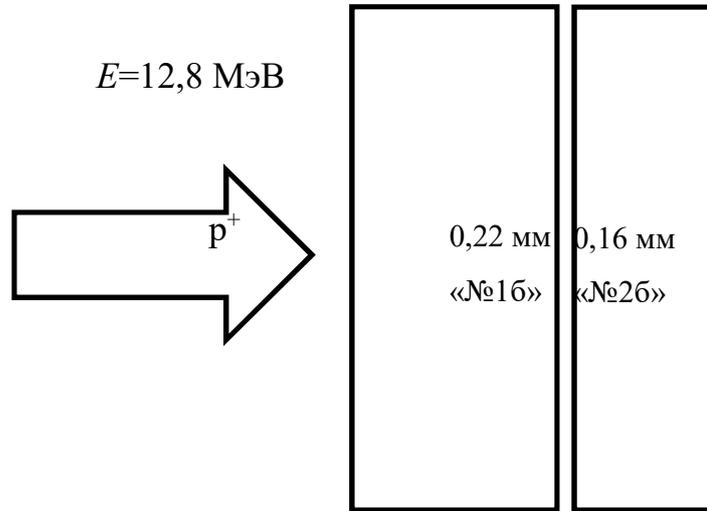


Рисунок 4.28 – Схема облучения протонами с флюенсом $1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$ пары пластин Nb_3Sn

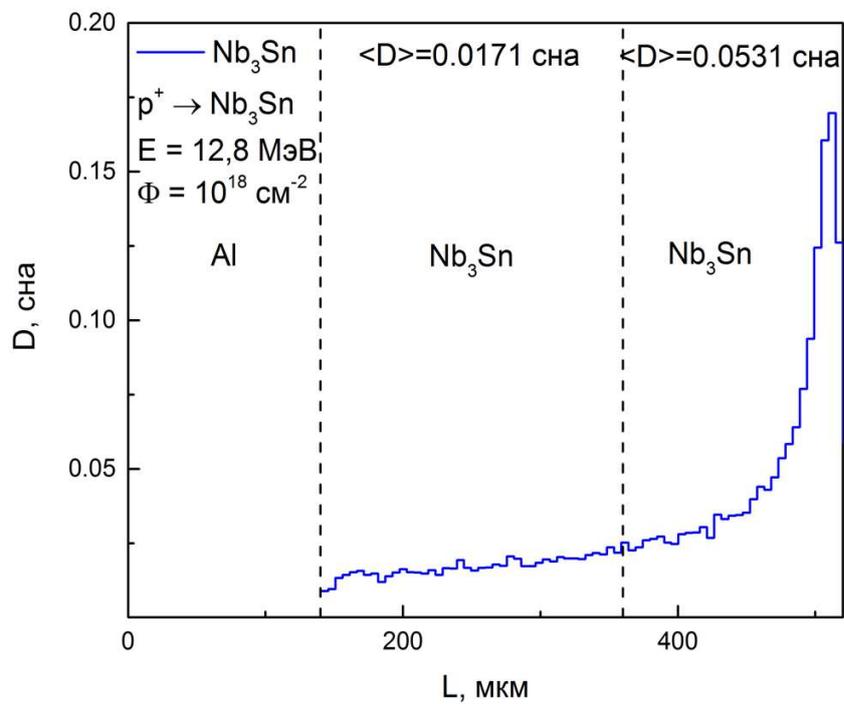


Рисунок 4.29 – Схема облучения протонами с флюенсом $\varphi_0 t = 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$ пары пластин Nb_3Sn

На Рисунке 4.30 представлены результаты измерения остаточного магнитного момента образцов Nb_3Sn . Видно, что характер поведения нормированных на максимальное значение (приведенных) кривых для необлученного образца и образцов после облученного существенно отличается. Для необлученного образца температурная кривая резко спадает и магнитный момент обращается в ноль при температуре 17,9 К, что соответствует температуре сверхпроводящего перехода массивного Nb_3Sn [26].

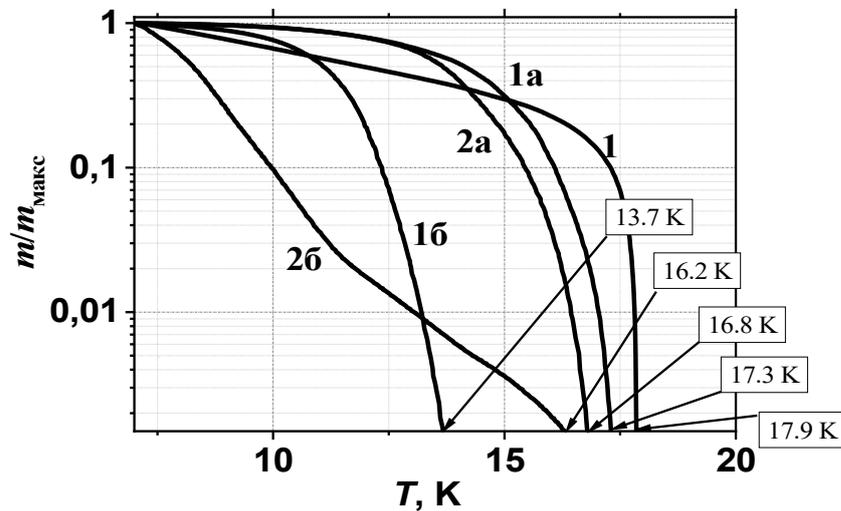


Рисунок 4.30 – Температурная зависимость приведенной релаксации остаточного магнитного момента образцов (1 – пластина толщиной 0,19 мм до облучения; 1a и 2a – пластины толщиной 0,17 и 0,14 мм соответственно, облученные энергией 12,4 МэВ с флюенсом $\varphi_{0t}=5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$; 1б и 2б – пластины толщиной 0,22 и 0,16 мм соответственно, облученные энергией 12,8 МэВ с флюенсом $\varphi_{0t}=1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$)

Температурные зависимости остаточного магнитного момента образцов после облучения ведут себя по-другому. Для трех из четырех облученных образцов (кроме образца «№2б» толщиной 0,16 мм, флюенс $1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$) на начальном температурном участке кривые проходят выше кривой необлученного образца и только затем резко снижаются вплоть до критической температуры. Для

образца «№2б» толщиной 0,16 мм (доза облучения $1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$) кривая проходит ниже кривой необлученного образца и имеет перегиб при температуре около 12К. На основании этих фактов было выдвинуто предположение, что в результате облучения в образце «№2б» образуется неоднородная структура с различной концентрацией радиационных дефектов по толщине. Для подтверждения этого предположения были проведены измерения кривых температурной зависимости динамической магнитной восприимчивости. Обнаружено, что переход для необлученного образца резкий и соответствует температуре сверхпроводящего перехода чистого Nb_3Sn (Рисунок 4.31).

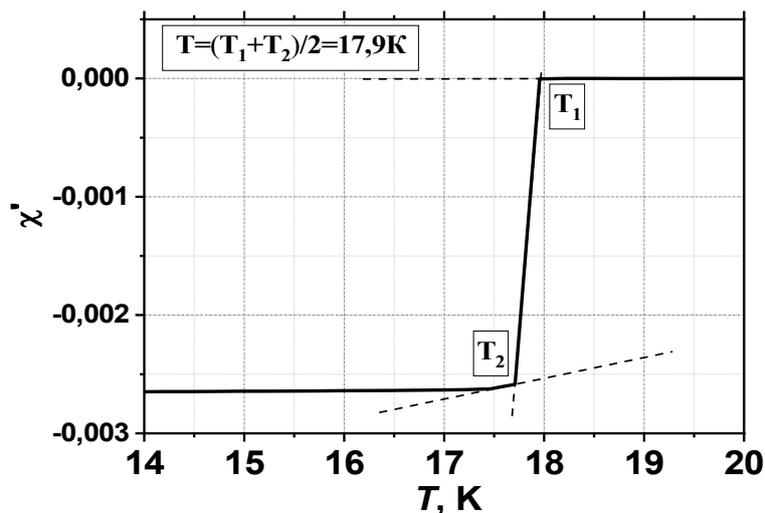


Рисунок 4.31 – Температурная зависимость динамической магнитной восприимчивости образца пластины толщиной 0,19 мм до облучения

В результате облучения критическая температура сверхпроводящего перехода образцов «№1а» и «№2а» (флюенс $5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$) снизилась до 15,3К (рисунок 4.32), а образца «№1б» (флюенс $1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$) – до 12,4К (Рисунок 4.33).

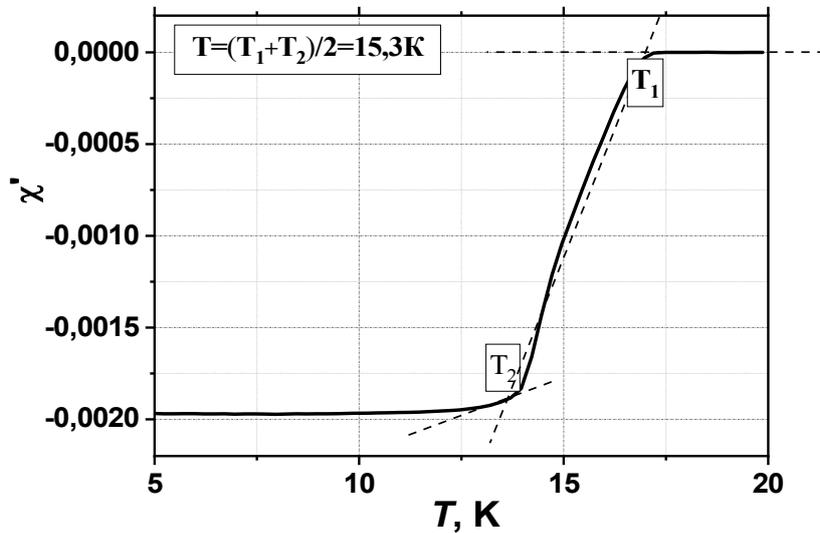


Рисунок 4.32 – Температурная зависимость динамической магнитной восприимчивости образца пластины толщиной 0,17 после облучения быстрыми протонами энергией 12,4 МэВ с флюенсом $\varphi_0 t = 5 \cdot 10^{17} \text{см}^{-2}$

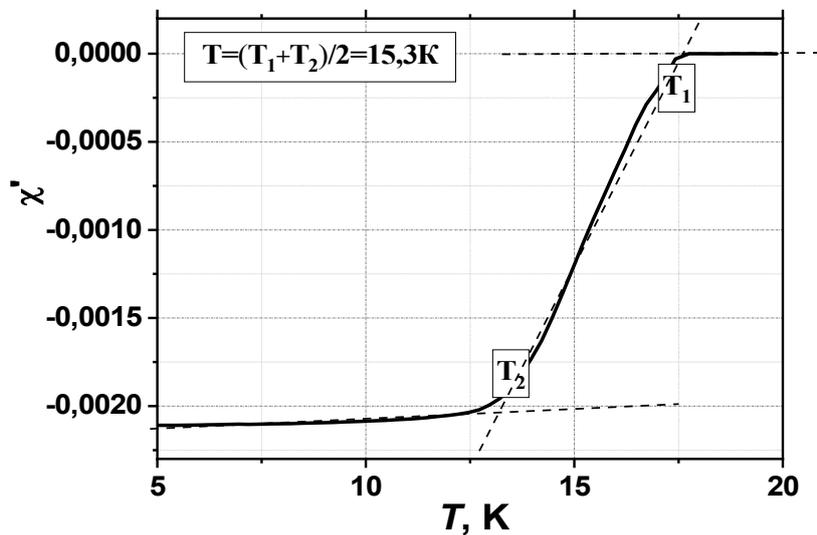


Рисунок 4.33 – Температурная зависимость динамической магнитной восприимчивости образца пластины толщиной 0,14 мм после облучения быстрыми протонами энергией 12,4 МэВ с флюенсом $\varphi_0 t = 5 \cdot 10^{17} \text{см}^{-2}$

В то же время, на кривой для образца «№2б» толщиной 0,16 мм (Рисунок 4.34) отчетливо видны несколько переходов по температуре: переход при температуре 16,2К; переход вблизи температуры 13,7К; два перехода в области 9К (что близко к температуре сверхпроводящего перехода чистого Nb 9,25К) и переход при температуре 2,7К (что близко к температуре сверхпроводящего перехода чистого Sn).

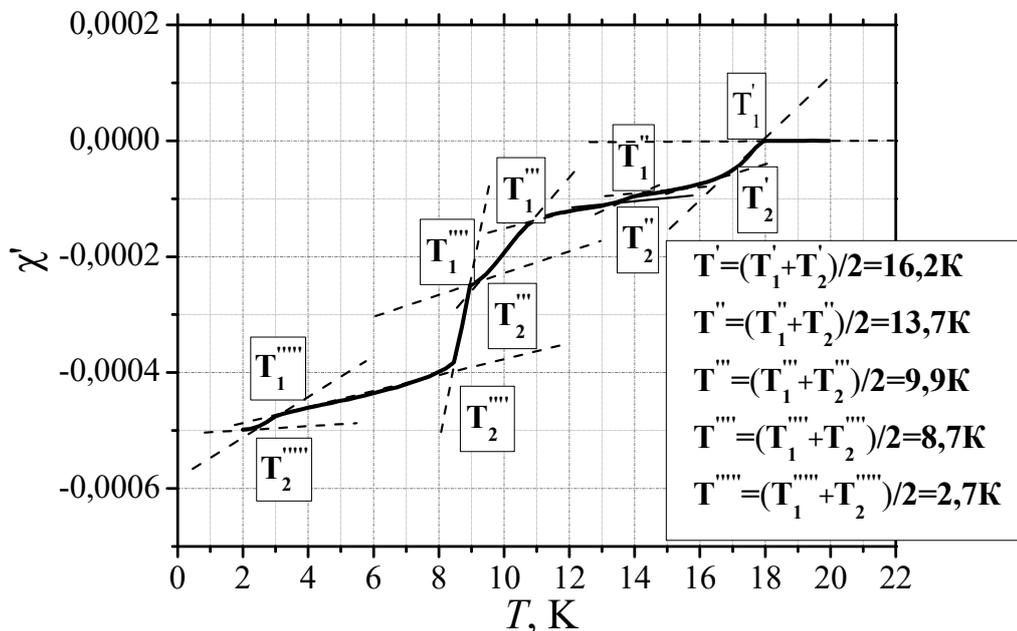


Рисунок 4.34 – Температурная зависимость динамической магнитной восприимчивости образца пластины толщиной 0,16 мм после облучения быстрыми протонами энергией 12,4 МэВ с флюенсом $\varphi_{0t}=1 \cdot 10^{18} \text{см}^{-2}$.

Таким образом, на основании этих экспериментальных результатов можно выдвинуть предположение об образовании в образце «№2б» областей, обогащённых Nb, и, вероятно, областей, обогащённых Sn.

На микрофотографиях, приведенных на Рисунках 4.35 и 3.36, показаны темнопольные изображения микроструктуры, полученные при помощи

просвечивающего растрового электронного микроскопа высокого разрешения ТИТАН 80-300. На Рисунке 4.35 в образце «№2б» отчетливо наблюдается появление беспорядочно ориентированных частиц, обогащенных Nb, размером от 0,1 до 0,5 мкм. На рисунке 4.36 представлена микроструктура включений ниобия в образце, облученном быстрыми протонами при флюенсе $\varphi_0 t = 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$: в режиме ПЭМ (а) и дифракционная картина от области с дефектами (б). Основная сетка рефлексов соответствует Nb_3Sn (ось зоны [120]). Также хорошо видны дополнительные рефлексы, образующие concentric rings с межплоскостными расстояниями, характерными для металлического ниобия (в скобках показаны табличные значения для соответствующих рефлексов раствора на основе Nb) 2,355 Å (2,336 Å), 1,654 Å (1,646 Å), 1,358 Å (1,347 Å), 1,185 Å (1,167 Å).

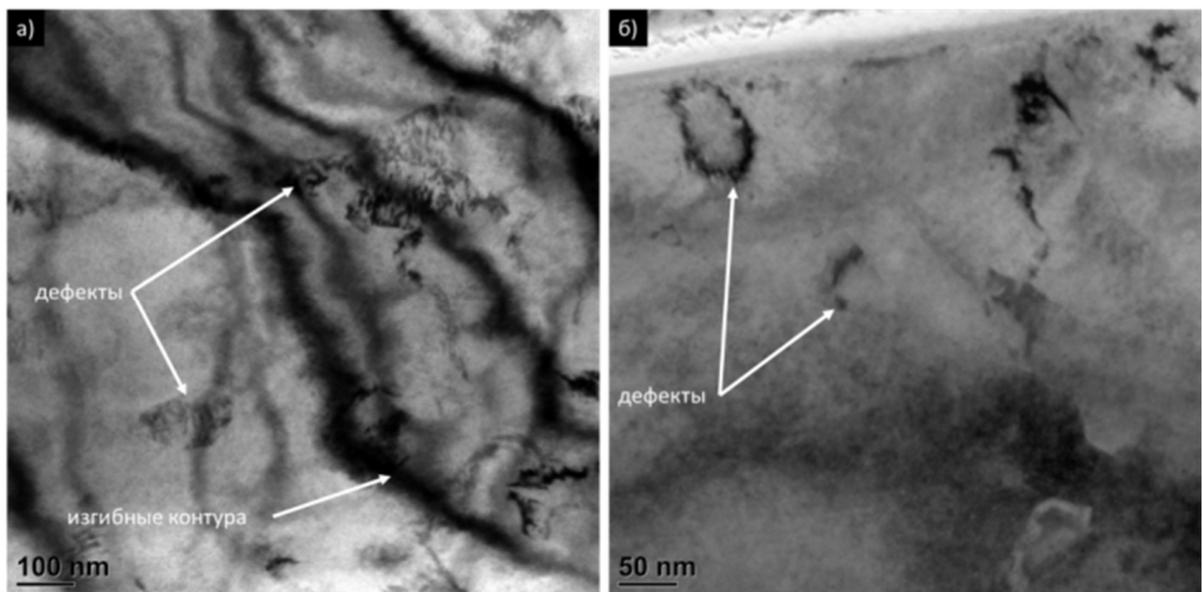


Рисунок 4.35 – Темнопольные изображения микроструктуры облученного образца пластины Nb_3Sn толщиной 0,16 см (флюенс $\varphi_0 t = 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$), полученные при помощи просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения при увеличениях (а) 100 нм; б) 50 нм

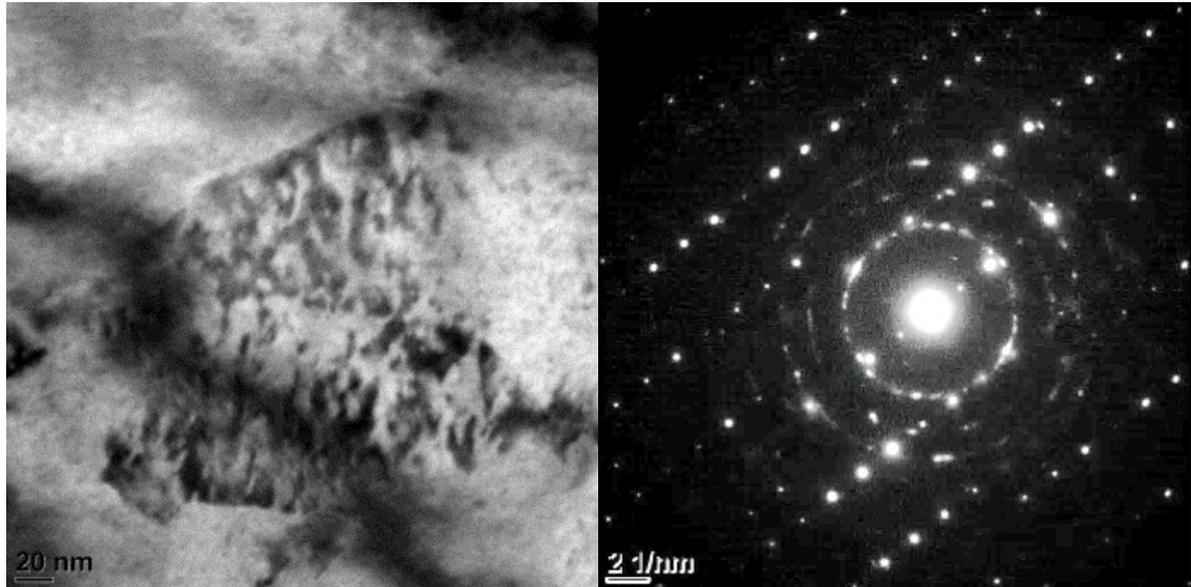


Рисунок 4.36 – Микроструктура включений ниобия и дифракционная картина от области с дефектами в образце пластины сверхпроводящего интерметаллида Sn толщиной 0,16 мм

Полученные результаты свидетельствуют о том, что первая пара образцов, суммарной толщиной 0,31 мм (0,17 мм+0,14 мм), облученная до флюенса $\varphi_{0t}=5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$, содержит однородную плотность дефектов по глубине в обоих образцах. Вторая пара образцов имела суммарную толщину 0,38 мм (0,17 мм+0,14 мм), превышающую расчетную длину пробега протонов с энергией 12,8 МэВ в Nb_3Sn с учетом входной алюминиевой фольги мишени. Это привело к торможению протонов в образце «№2б» и образованию неоднородной по глубине зоны повреждений.

4.4 ЗАВИСИМОСТЬ ТЕМПЕРАТУРЫ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО ПЕРЕХОДА ОТ ПАРАМЕТРОВ ОБЛУЧЕНИЯ. ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Проведенные исследования по влиянию облучения на морфологию интерметаллида Nb_3Sn в предыдущей главе позволили установить, что с увеличением флюенса протонов наблюдается уширение дифракционных пиков,

что в основном связано с повышением микронапряжений в процессе облучения [40]. Увеличение микродеформаций с плотностью потока как для пластинки № 1а, так и для и пластинки № 1б, – область пика Брэгга - представлена на Рисунке 4.37. Наблюдается значительно большая микродеформация для пластинки № 1б (область пика Брэгга) по сравнению с пластинкой № 1а, что является фактом больших повреждений микроструктуры. Снижение температуры сверхпроводящего перехода (T_c) пластинок Nb_3Sn , подвергнутых облучению протонами, представлено на Рисунке 4.30 в зависимости от числа смещений для флюенса $\phi_0 t = 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$, т. е. $dpa = 0,03$ является прямым следствием наблюдаемого эффекта. Уменьшение температуры наблюдается как для пластинки 1б, так и пластинки 2б. Этот результат хорошо согласуется с поведением фазы А-15 в

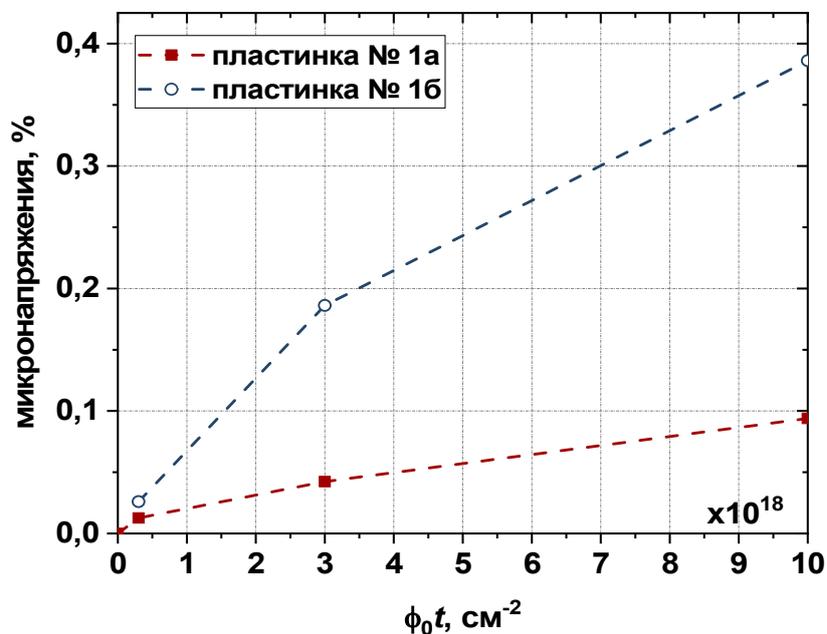


Рисунок 4.37 – Увеличение микронапряжений с увеличением флюенсом протонов для образцов пластинки 1а и 1б

образцах перспективного интерметаллида Nb_3Sn , представленной в Главе 4.3. и в [128]. Отметим, что в отличие от значений для стационарной области потерь энергии значения T_c для брэгговского пика области, представленной на Рисунке 4.37, являются начальными значениями, отражающими изначально неоднородное распределение повреждений в этой области. Таким образом, распределение T_c для образцов № 1б простирается до значительно более низких значений.

Изменение параметра решетки пластинок Nb_3Sn после облучения протонами с энергией 12,8 МэВ и с флюенсов до $\varphi_0 t = 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$ показано на Рисунке 4.38. Значение параметра решётки a увеличилось до 5,314 Å по сравнению с начальным значением для необлученного образца – 5,29 Å (образец № 1а) и до 5,304 Å (образец № 2). По аналогии с обнаруженной корреляцией между T_c и числом смещения на атом dpa [129] в Nb_3Sn мы проанализировали зависимость a от dpa . Как показано на Рисунке 4.38, изменение Δa параметра решетки в зависимости от dpa после облучения протонами очень похоже как на устойчивые потери энергии, так и область пика Брэгга. Из-за неравномерного распределения радиационных дефектов в области брэгговского пика статистическая погрешность параметра решетки для брэгговского пика, в частности, для более высоких значений dpa ($\pm 0,004 \text{ Å}$), несколько больше, чем для области устойчивых потерь ($\pm 0,003 \text{ Å}$), но это не влияет на результат.

Для сопоставления соответствующие значения Δa из [130] по дифракции нейтронов также представлены на Рисунках 4.39-4.40 (для этого сравнения их немного отличающееся значение a для Nb_3Sn до облучения было приведено к нашему значению): оказывается, что наклон $\Delta a/dpa$ почти одинаков как для протонного, так и для нейтронного облучения. На Рисунках 4.39-4.40 параметр Δa выбран вместо абсолютных значений, данные о параметрах решетки в [130] систематически ниже на $0,005 \text{ Å}$ по отношению ко всем известным зарегистрированным значениям, включая нынешние, которые находятся в

диапазоне $5,290 \pm 0,002 \text{ \AA}$ [130, 131]. Как следует из Рисунка 4.39, параметры решетки Nb_3Sn , полученные после данного протонного облучения, а также от нейтронного облучения [132] ложатся почти на одну кривую при построении зависимости от $d\phi$. Эта аналогия между изменением Δa по сравнению с $d\phi$ и

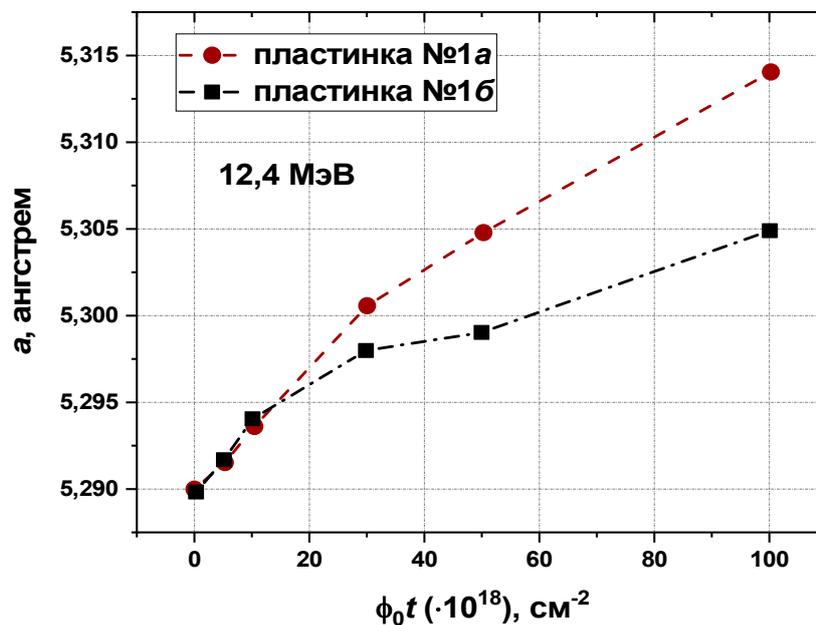


Рисунок 4.38 – Параметр решетки a в Nb_3Sn после облучения протонами энергией 12,4 МэВ для образцов пластинок №1а и №1б

ранее описанным поведением T_c по сравнению с $d\phi$ отражает тот факт, что расширение решетки и уменьшение T_c (через параметр атомного порядка), происходящие при облучении обеими частицами, осуществляется по одному и тому же механизму: образование индуцированного излучением дефектов Френкеля.

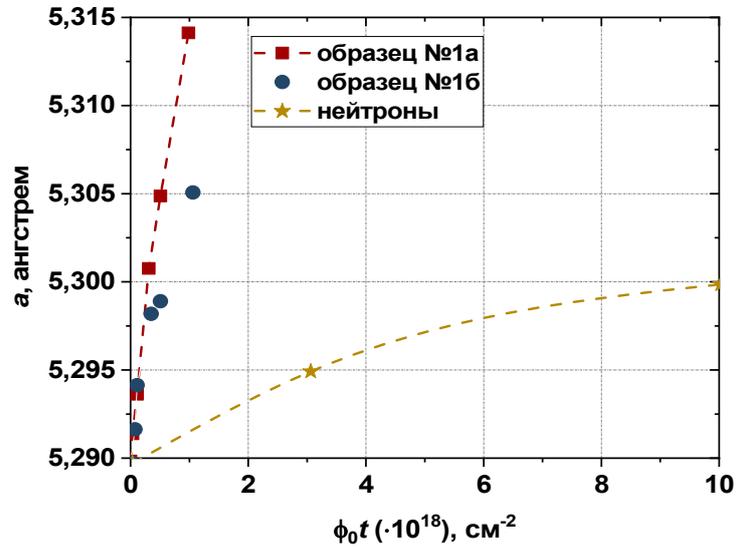


Рисунок 4.39 – Зависимость увеличения параметра решетки a в Nb_3Sn от флюенса после облучения протонами энергией 12,4 МэВ для образцов пластинок №1а и № 1б и облучения нейтронами из [132]

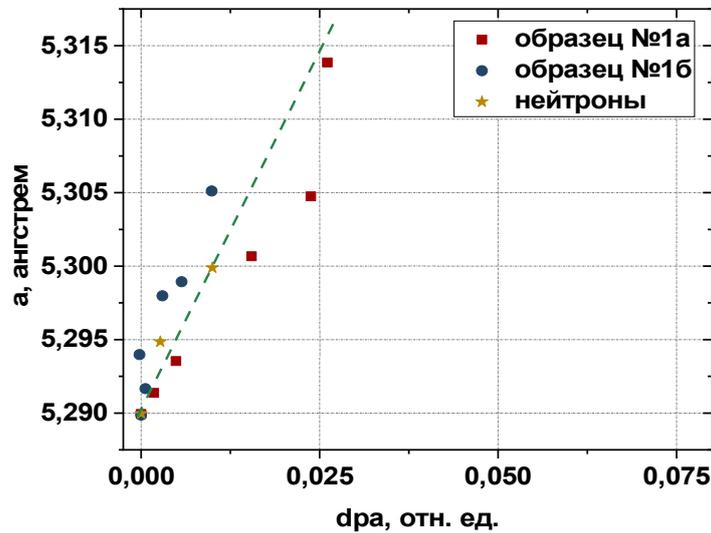


Рисунок 4.40 – Зависимость увеличения параметра решетки a в Nb_3Sn от числа смещений на атом (dpa) после облучения протонами энергией 12,4 МэВ для образцов пластинок № 1а и № 1б и облучения нейтронами [132]

4.5 ВЫВОДЫ К ГЛАВЕ 4

1. Проведенные новые исследования сверхпроводящих свойств и морфологии перспективных проводов интерметаллида Nb_3Sn , а также образцов пластинок до и после облучения высокоэнергетичными протонами с энергией до 32 МэВ в широком диапазоне флюенсов позволили развить существующие подходы в экспериментальных исследованиях НТСП материалов различного формфактора.
2. Обнаружен рост критической плотности тока при небольших флюенсах облучения. Критическая плотность тока достигает максимума при флюенсе облучения $\varphi_0 t = 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ в области низких магнитных полей (до 3 Тл включительно), а при флюенсе облучения $\varphi_0 t = 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ – в области сильных магнитных полей (более 3 Тл). После достижения максимума происходит уменьшение плотности критического тока, которая снижается для всех образцов ниже исходной при флюенсе облучения $\varphi_0 t = 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$. По всей видимости, одним из объяснений такого поведения плотности критического тока может быть изменение механизма пиннинга за счет образования радиационных дефектов.
3. Впервые показано, что плотность критического тока возрастает примерно в полтора раза и происходит в области флюенсов, при которых критическая температура практически не меняется, что указывает на различный тип радиационных дефектов, влияющих на эти величины. Критическая температура сверхпроводящего перехода деградирует с ростом флюенса быстрых протонов. Эти результаты хорошо согласуются и дополняют результаты работ по облучению протонами с энергиями 65 МэВ и 24 МэВ [33], могут применяться для расчета радиационного ресурса сверхпроводящих магнитных систем ускорительной техники и будущих термоядерных реакторов.

4. Проведены уникальные экспериментальные исследования магнитных характеристик и анализ микроструктуры тонких пластинок Nb_3Sn различной толщины после облучения быстрыми протонами с плотностью потока $\varphi_0 t = 5 \cdot 10^{17}$ (энергия 12,4 МэВ) и $\varphi_0 t = 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$ (энергия 12,8 МэВ), показавшие, что данное облучение приводит к образованию неоднородной структуры и микронапряжений. При помощи ПЭМ были обнаружены тонкие случайно ориентированные области, обогащенные Nb, размером 0,1-0,5 мкм. Наблюдаемые структурные превращения образца приводят к снижению плотности критического тока и температуры сверхпроводящего перехода.

ГЛАВА 5 ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ПРОВОДОВ 2-ГО ПОКОЛЕНИЯ

В настоящей главе представлены результаты систематических исследований образцов провода перспективных ВТСП лент 2-го поколения производства компаний SuperPower и С-Инновации. Выбор образцов этих производителей проводов обусловлен тем фактом, что они отличаются технологией производства сверхпроводящей пленки, наличием или отсутствием искусственных центров пиннинга, полученных на этапе роста СП пленки (ИЦП), а также образцов, облученных высокоэнергетичными ионами. Подробно о технологии производства каждого отдельно взятого провода описано в работах [133]. Характеристики проводов представлены в Таблице 5.1. Образцы компании SuperPower произведены по технологии IBAD-MOCVD с и без ИЦП на основе $BaZrO_3$, а образцы компании С-Инновации произведены по технологии IBAD-PLD с и без ИЦП, а также с изменением по составу как редкоземельного элемента, так и стехиометрии. Схематические изображения ВТСП лент 2-го поколения, произведённых по разным технологиям представлены на Рисунке 1.4.

Таблица 5.1 – Характеристики проводов перспективных ВТСП лент 2-го поколения производства компании SuperPower и С-Инновации

№ п/п	Производитель	Технология	Состав	Наличие ИЦП (мол %)	Критический ток, А	Критическая температура, К
1	SuperPower	MOCVD	0% Gd	-	116	92,1
2	SuperPower	MOCVD	0% Gd	BaZrO ₃ (-)	107	92,2
3	С-Инновации	PLD	0% Gd	BaSnO ₃ (6)	150	91,5
				BaSnO ₃ (12)	83	90,5
				BaSnO ₃ (18)	50	89,6
4	С-Инновации	PLD	0% Gd	BaZrO ₃		91,3
5	С-Инновации	PLD	0% Gd	-	625	93,3
6	С-Инновации	PLD	+15% Gd	-	681	93,3
7	С-Инновации	PLD	+30% Gd	-	458	91,1
8	С-Инновации	PLD	+45% Gd	-	235	92,2

5.1 АПРОБАЦИЯ РАЗРАБОТАННОЙ МЕТОДИКИ ИЗМЕРЕНИЯ УГЛОВОЙ ЗАВИСИМОСТИ КРИТИЧЕСКОГО ТОКА В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ ЛЕНТАХ 2-ГО ПОКОЛЕНИЯ БЕЗ ИСКУССТВЕННЫХ ЦЕНТРОВ ПИННИНГА

Измерения ВАХ исходных образцов провода ВТСП лент 2-го поколения в зависимости от угла и величины приложенного внешнего магнитного поля проводилось на установке, представленной на Рисунке 5.1. Образец жестко монтировался на специально разработанной и сконструированной вставке, фотография которой представлена на Рисунке 5.2.

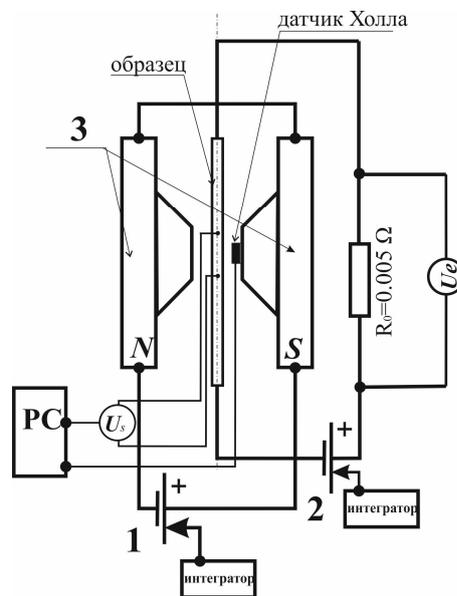


Рисунок 5.1 – Принципиальная схема установки для измерения критического тока в зависимости от угла и величины внешнего магнитного поля

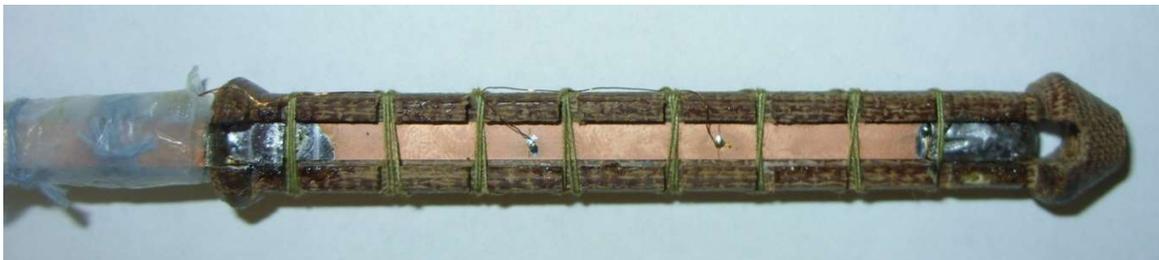


Рисунок 5.2 – Фотография вставки со смонтированным образцом для измерений критического тока в зависимости от угла и величины внешнего магнитного поля

Потенциальные контакты на образце распаивались таким образом, чтобы они находились строго симметрично от оси магнита и не выходили за внешний диаметр полюсов. Затем вставка вместе с образцом помещалась в криостат, хвостовик которого, в свою очередь, размещался между полюсами магнита. Криостат устанавливался таким образом, чтобы соблюсти жесткую параллельность между осью образца и плоскостью полюсов магнита.

Внешнее магнитное поле, создаваемое магнитом, контролировалось при помощи датчика Холла, размещенного на одном из полюсов (Рисунок 5.1). Управление магнитом осуществлялось при помощи интегратора – 1. После того как устанавливалось внешнее магнитное поле необходимой величины, от постоянного источника тока вводился транспортный ток. Управление источником тока, как и в случае с магнитом, осуществлялось при помощи интегратора – 2. Сигнал с потенциальных контактов образца и эталона поступал на АЦП компьютера.

На Рисунке 5.3 представлены результаты измеренных вольтамперных характеристик ВТСП лент второго поколения в отсутствии внешнего магнитного поля. Критический ток этих лент, определенный по критерию 1 мкВ/см , составляет значение 107 и 116 А в собственном магнитном поле и при температуре 77К. Аналогичные ВАХ были измерены ВАХ во внешнем магнитном поле была построена зависимость критического тока от величины и направления внешнего магнитного поля для двух образцов провода (Рисунок 5.4 и Рисунок 5.5), вырезанных из одного отрезка ленты. В первом случае образец SCS4050-i-AP с критическим током 116 А (образец 1) и во втором случае SCS4050-i-AP с

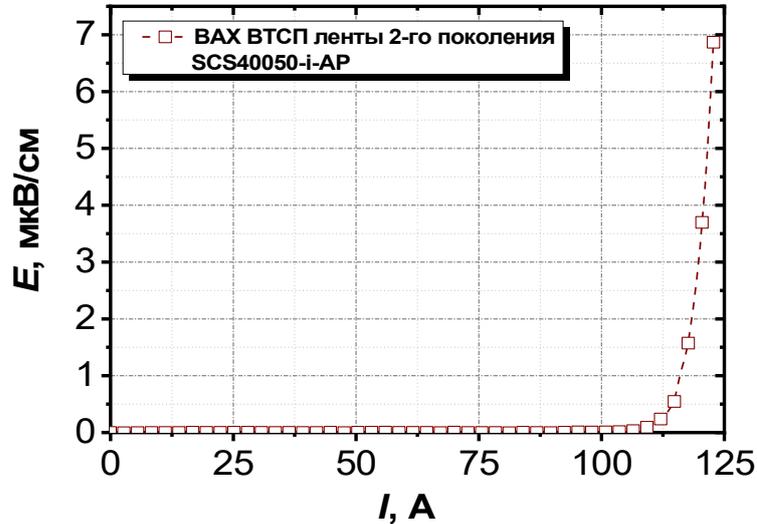


Рисунок 5.3 – Вольтамперная характеристика ВТСП ленты 2-го поколения, измеренная в нулевом магнитном поле и при температуре 77К

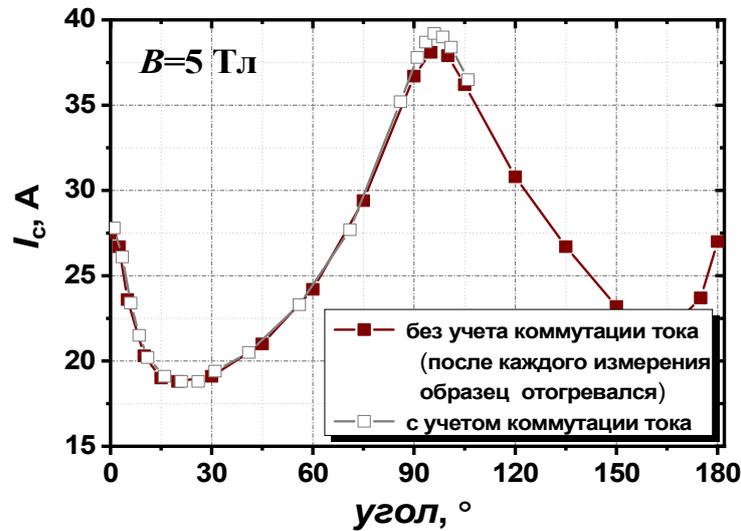


Рисунок 5.4 – Результаты измерений зависимости критического тока стабилизированной ВТСП ленты второго поколения SCS4050-i-AP производства компании SuperPower с критическим током 107 А от направления внешнего магнитного поля величиной 5 кЭ, отсчитываемого от плоскости ленты, при различных значениях индукции магнитного поля

критическим током 107 А (образец 2). На начальном этапе проведены исследования исходных образцов. Используя четырехконтактную методику, были

измерены полевые зависимости критического тока в магнитных полях до 1 Тл, включая измерения угловой зависимости критического тока в полях от 62,5 мТл до 1 Тл.

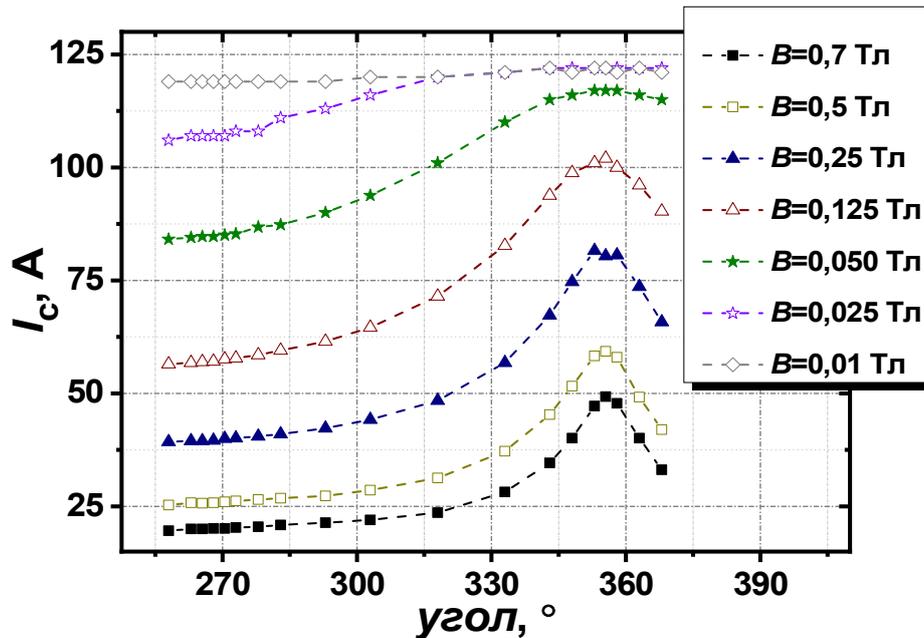


Рисунок 5.5 – Угловая зависимость критического тока образца провода ВТСП ленты 2-го поколения SCS4050-i-AP в меди производства компании SuperPower с критическим током 116 А при различных значениях индукции магнитного поля

Видно, что пик для случая перпендикулярно направленного поля относительно плоскости образца смещен на угол порядка 6° относительно пика для случая параллельно направленного поля. Было выдвинуто предположение, что образец не успевает нагреться транспортным током, и в результате образец захватывает небольшой поток, который и отвечает за данное смещение.

Для возможного объяснения этого результата измерения на образце 1 были проведены двумя различными способами. В первом случае измерения проводились по следующему сценарию: поле вводилось – вводился транспортный

ток – записывалась ВАХ – поле выводилось – образец отогревался – образец охлаждался – вводилось поле – вводился транспортный ток – записывалась ВАХ и т. д. (см. Рисунок 5.6). Во втором случае измерения проводились в обычном режиме, но в отличие от предыдущего случая, каждая ВАХ записывалась с учетом изменения направления протекания транспортного тока. Результаты этих измерений также представлены на Рисунке 5.6. Видно, что независимо от способа измерения зависимость критического тока от направления внешнего магнитного поля не изменяется, что может свидетельствовать о том, что эта зависимость характерна для данного типа образцов и смещение вызвано другими причинами. По всей видимости, одной из таких причин может являться наклон плоскости ab относительно плоскости образца 60, что подтверждается выполненными исследованиями по микроструктуре образцов [57]. Также видно, что для образца с критическим током 116 А, характерно более плавное падение тока для случая, когда внешнее магнитное поле параллельно кристаллографической плоскости ab сверхпроводника Y-Ba-Cu-O по сравнению со случаем, когда внешнее магнитное поле перпендикулярно плоскости ab . Это связано скорее всего с тем, что центры пиннинга расположены вдоль кристаллографической оси c . На Рисунке 5.6 представлено сравнение результатов зависимости критического тока от внешнего магнитного поля параллельного и перпендикулярного плоскости образца стабилизированной ВТСП ленты для двух типов образцов. Эта кривая более качественно отражает характерное экспоненциальное падение критического тока с увеличением величины внешнего магнитного поля.

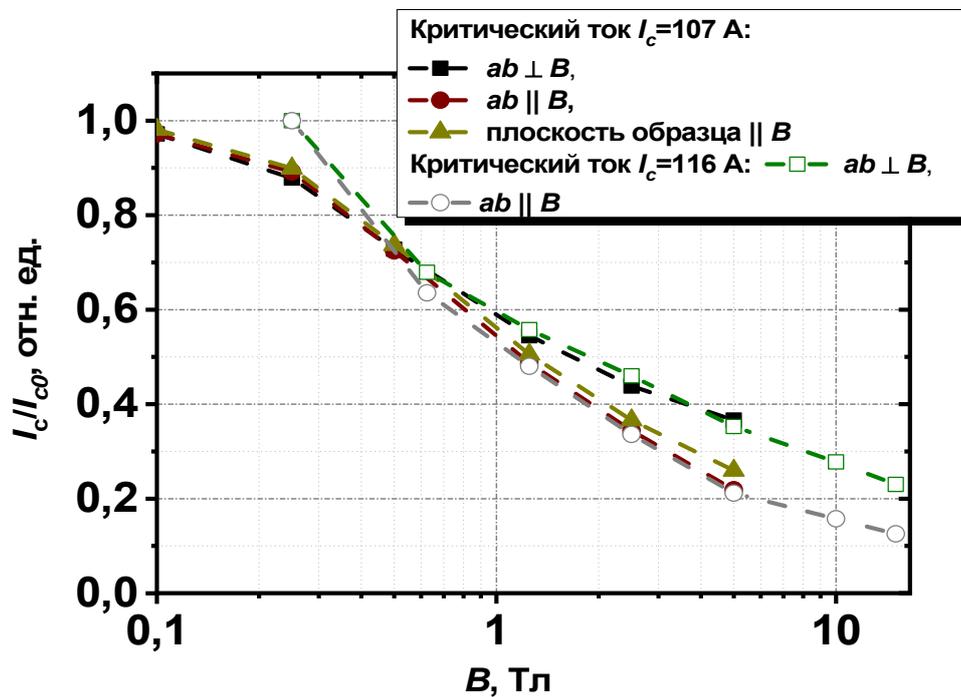


Рисунок 5.6 – Полевая зависимость нормированного критического тока, параллельное поле (бордовая кривая) и перпендикулярное поле (болотная кривая) плоскости образца, образца провода стабилизированной ВТСП ленты второго поколения SCS4050-i-AP

Таким образом, благодаря проведенным исследованиям удалось отработать методику исследования угловых зависимостей критического тока ВТСП лент 2-го поколения в полях до 1 Тл и при температурах 77 К и 65 К (более подробно об исследованиях при этой температуре будет изложено в следующей главе).

5.2 ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫЕ ЛЕНТЫ 2-ГО ПОКОЛЕНИЯ С ИСКУССТВЕННЫМИ ЦЕНТРАМИ ПИННИНГА

В этой части работы представлены результаты исследований ВТСП лент 2-го поколения производства компании SuperPower и С-Инновации с ИЦП (см. Таблицу 5.1). Исследованы угловые зависимости критического тока и показателя степени ВАХ во внешних магнитных полях при помощи установки,

представленной на Рисунке 5.1. В первой части этого раздела исследованы изменения критического тока и показатели степени ВАХ образцов ВТСП лент 2-го поколения во внешнем магнитном поле величиной 1 Тл. Ленты произведены по технологии MOCVD.

На Рисунке 5.7 – (а) показаны угловые зависимости критического тока ВТСП лент 2-го поколения во внешних магнитных полях от 62,5 мТл до 1 Тл. Отчетливо видно, что кривые имеют два ярко выраженных пика. При этом отсутствует симметрия, а основной пик не совпадает с направлением оси c , а отклоняется от нее примерно на 10° градусов. Как было упомянуто ранее, такое поведение скорее всего связано с наклоном центров пиннинга, что подтверждается данными микроструктурного анализа (см. Рисунки 5.8 – (а) и (б)). Также отчетливо наблюдается превышение максимума критического тока для магнитного поля вдоль оси c , в обоих образцах и превышает таковой вдоль ab -плоскостей. Максимум силы пиннинга при температуре 77К отсутствует во внешнем магнитном поле вплоть до 1 Тл. Это означает, что пик силы пиннинга лежит в области более высоких магнитных полей. Соотношение критических токов при внешнем магнитном поле $B = 1$ Тл для образца SuperPower $I_{ab}(1 \text{ Тл})/I_c(1 \text{ Тл})=0,53$, что свидетельствует о более сильном взаимодействии вихревой решетки с ИЦП на основе $BaZrO_3$, чем собственный пиннинг между ab -плоскостями. Это, по всей видимости, связано с возрастающим напряжением решетки за счет введения ИЦП и, как следствие, образованием большого числа слабых связей, что и приводит к сильной анизотропии образца и образованию второго пика на кривых угловой зависимости критического тока. На Рисунке 5.7 – (б), как и для случая угловой зависимости критического тока, отчетливо видны два пика для показателя степени n . Один соответствует магнитному полю, ориентированному вдоль направления оси c , а другой соответствует магнитному полю, параллельному плоскости ab .

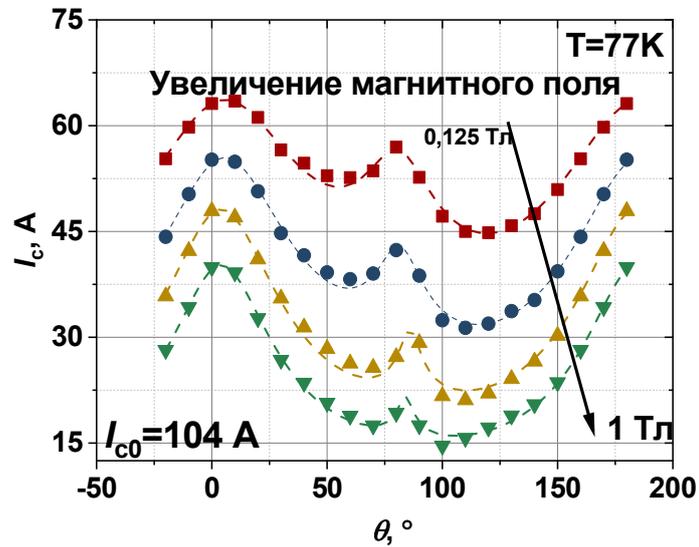


Рисунок 5.7 – (а) – Угловая зависимость критического тока для образца ВТСП ленты 2-го поколения производства компании SuperPower, измеренного при температуре 77К

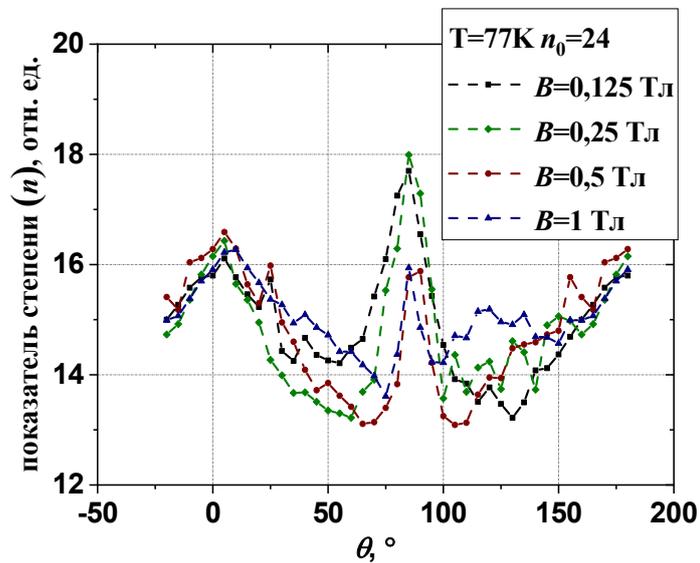


Рисунок 5.7 – (б) – Угловая зависимость показателя степени ВАХ для образца ВТСП ленты 2-го поколения производства компании SuperPower, измеренной при температуре 77К

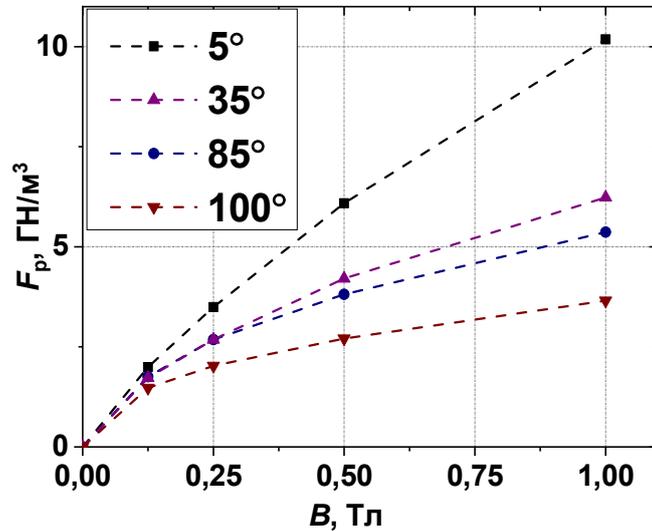


Рисунок 5.7 – (в) – Полевая зависимость силы пиннинга для образца ВТСП ленты 2-го поколения производства компании SuperPower, измеренной при температуре 77К

Микроструктура образцов ВТСП лент 2-го поколения производства компании SuperPower с концентрацией ИЦП 6% представлена на Рисунке 5.8. Для этих образцов отчётливо наблюдаются колончатые включения BaZrO_3 . Эти включения являются наиболее выраженными центрами пиннинга для вихревой решетки при протекании критического тока вдоль образца провода. При этом направление столбчатых дефектов совпадает с направлением внешнего магнитного поля, направленного под углом 10° , при котором наблюдается максимум значений критического тока. Это наблюдение подтверждается многочисленными исследованиями, проведенными на ВТСП лентах 2-го поколения во всем мире (см., например, [134], [135]). Размер наностержней BaZrO_3 колеблется от 3 до 7 нм и, таким образом, обеспечивает наилучший пиннинг вихревой структуры, который в ВТСП лентах 2-го поколения

обеспечивается закреплением вихрей на дефектах масштаба длины когерентности с характерным размером в несколько нанометров.

Для аппроксимации угловых зависимостей критического тока нами была использована модель, представленная в [136]. Данная модель позволила с точностью 5% описать полученные зависимости и подтвердить представленные выводы по наблюдаемому поведению ВТСП лент 2-го поколения в магнитном поле различной ориентации.

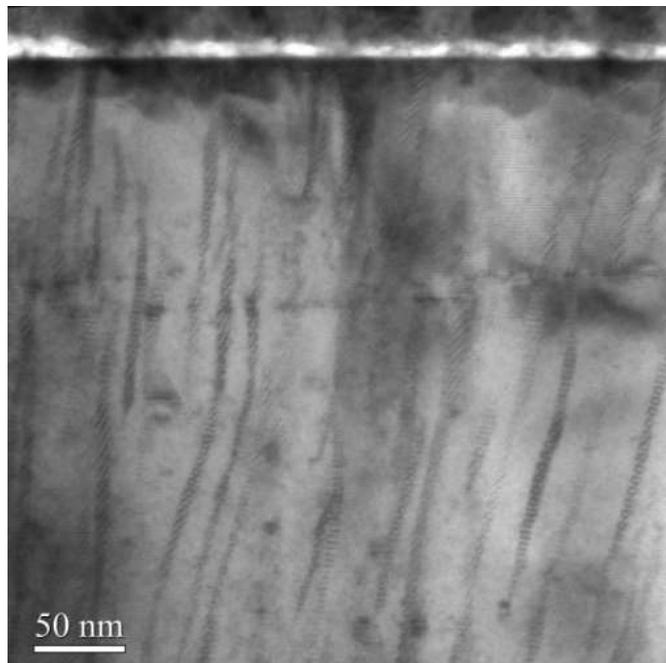


Рисунок 5.8 – (а) – Изображение микроструктуры образца ВТСП ленты 2-го поколения производства компании SuperPower

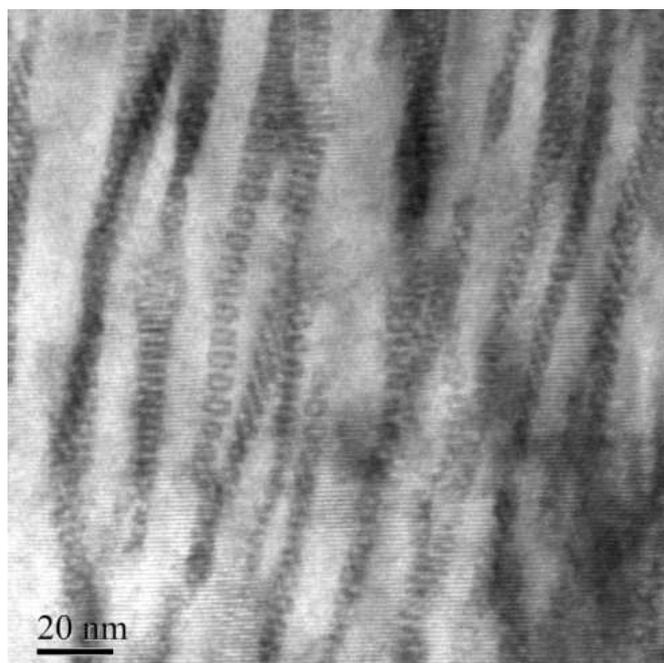


Рисунок 5.8 (б) – Увеличенное изображение микроструктуры образца ВТСП ленты 2-го производства компании SuperPower, на котором отчетливо видны ИЦП на основе BaZrO_3 диаметром от 3 до 7 нм

Для дальнейших исследований были использованы образцы ВТСП лент 2-го поколения, полученные на промышленных установках со скоростями нанесения ВТСП плёнки порядка 750 нм/мин методом импульсного лазерного осаждения. Это ВТСП ленты без ИЦП и с двумя типами ИЦП на основе BaSnO_3 и BaZrO_3 с концентрацией добавок от 6 до 18 молярных %. Данные XRD анализа представлены на Рисунке 5.9. Более подробно с методикой их получения и токонесущими характеристиками можно ознакомиться в [137].

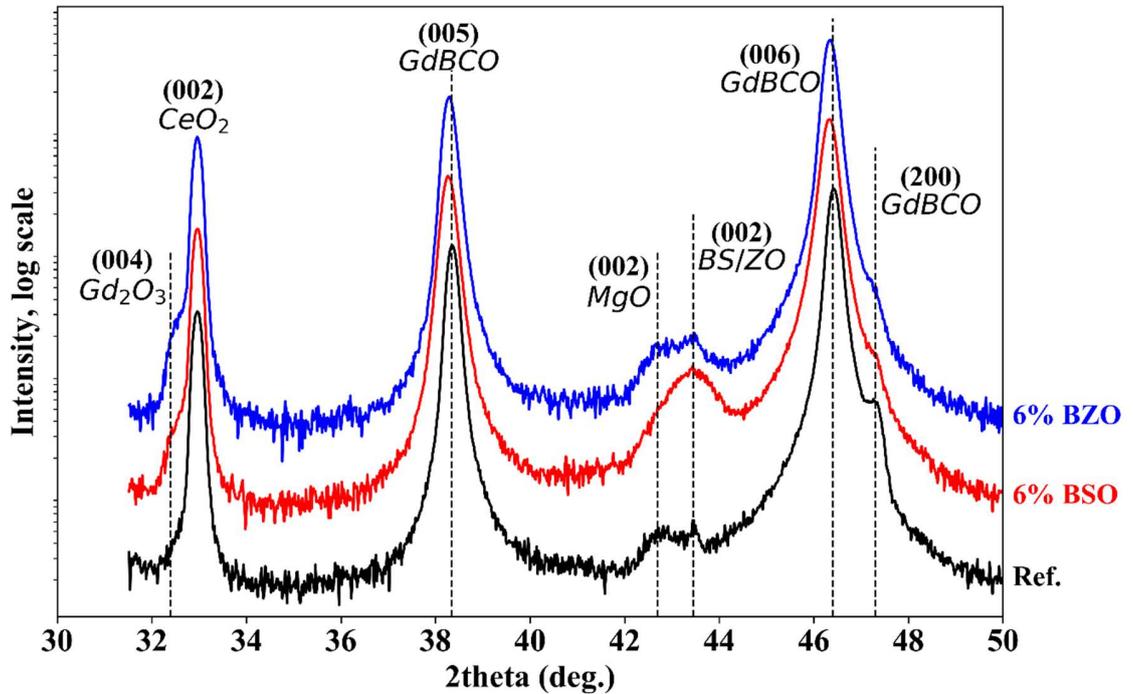


Рисунок 5.9 – Данные XRD анализа образцов без ИЦП (чёрная кривая), с ИЦП типа BaSnO_3 (красная кривая) и ИЦП типа BaZrO_3 (синяя кривая)

Измерение угловой зависимости критического тока проводилось в полях до 1.5 Тл (четырёхконтактная методика), а измерение полевых зависимостей критического тока проводилось в полях до 8 Тл (измерение намагниченности).

Светлопольные изображения поперечных срезов полной толщины ВТСП-слоя образца провода ВТСП лент 2-го поколения без ИЦП (Рисунок 5.10 – (а)) и двух образцов с различными типами ИЦП - на основе BaSnO_3 (Рисунок 5.10 – (б)) и BaZrO_3 (Рисунок 5.10 – (в)) демонстрируют наличие вытянутых вдоль кристаллографической оси-с наноколонн, которые представляют собой включения BaSnO_3 и BaZrO_3 в СП матрицу.

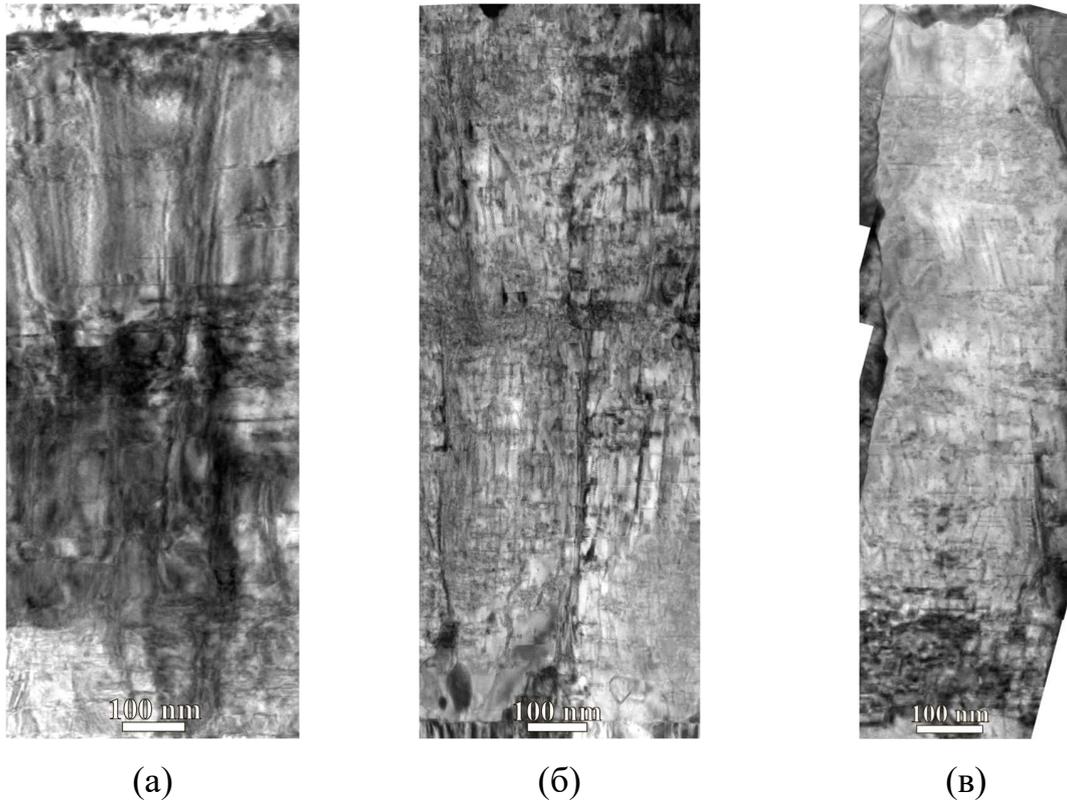


Рисунок 5.10 – Светлопольные ПЭМ изображения поперечного среза полной толщины ВТСП слоя образцов: (а) без ИЦП, (б) с ИЦП типа BaSnO₃, (в) с ИЦП типа BaZrO₃

На Рисунках 5.11 – (а) и 5.11 – (б) представлены увеличенные светлопольные изображения поперечных срезов ВТСП слоя всех образцов, а на Рисунках 5.11 – (г) и 5.11 – (д) - полученные изображения высокого разрешения. На увеличенных изображениях видно, что нанокolonны ИЦП определяются контрастом и характерными картинками муара, которые образуются в результате наложения решётки ИЦП на решётку ВТСП матрицы. В Таблице 5.2 представлены результаты расчёта средних диаметров нанокolonн и значений плотности ИЦП. Расчёт плотности нанокolonн проводился методом секущих. Для каждого образца были получены серии изображений, на которых через равные расстояния проводились секущие линии и считалось количество пересечений секущих с

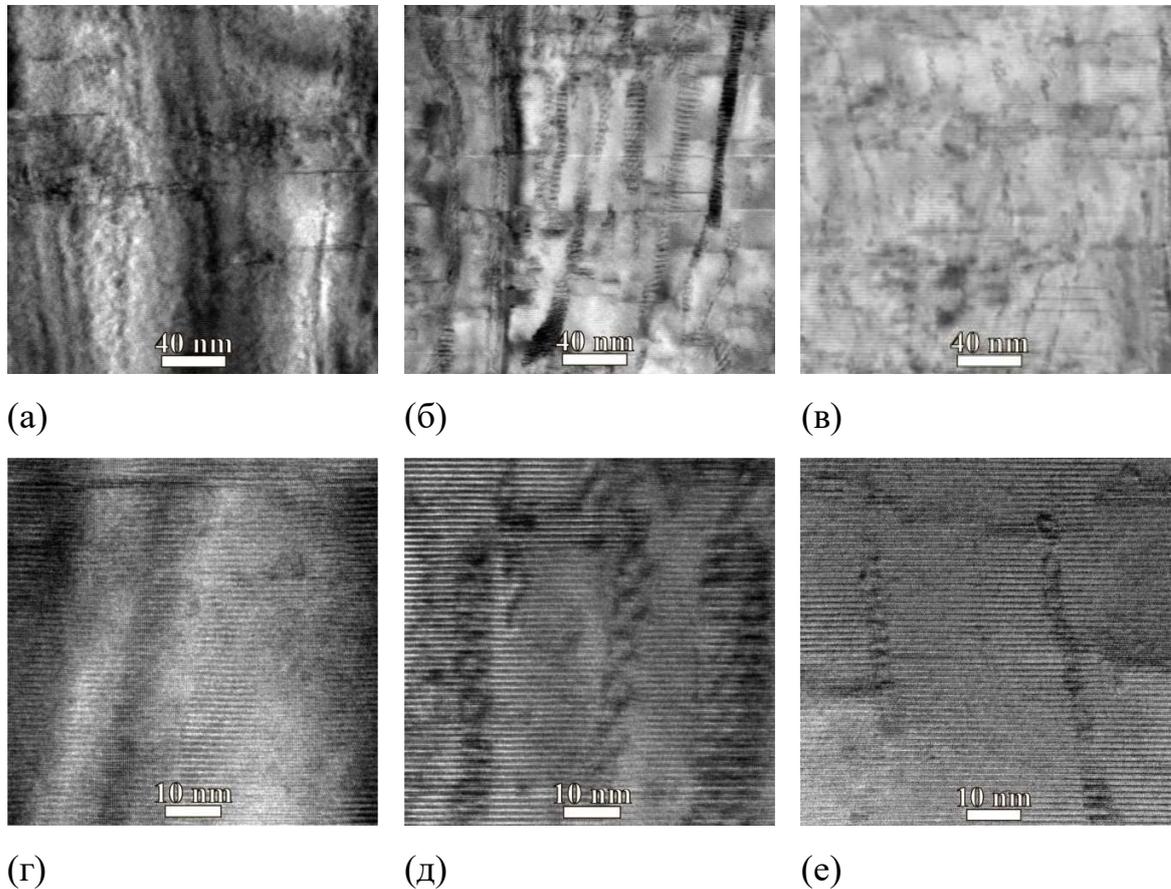


Рисунок 5.11 – ПЭМ изображения с различными увеличениями поперечных срезов образца без ИЦП (а), (г), с ИЦП типа BaSnO_3 (б), (д), и с ИЦП типа BaZrO_3 (в), (е)

наноколоннами. Далее проводилось усреднение полученных значений и расчет погрешности в виде стандартного отклонения на 1 мкм^2 . Кроме этого были рассчитаны средние углы наклона наноколонн относительно СП матрицы, которые составили 4.5° для BaSnO_3 и 11° для BaZrO_3 (см. Рисунок 5.11 (а) и (б)). Появление наклона наноколонн можно объяснить несовпадением параметров элементарных ячеек матрицы $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ с BaSnO_3 и BaZrO_3 , ячейки которых имеют больший размер, чем $1/3$ ячейки $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ вдоль направления оси c . По-видимому, несоответствие параметров вызывает напряжения в решётках, которые

могут высвободиться за счёт образования дислокаций. Согласно оценкам нанокolonны могут быть наклонены относительно оси c на углы 19° и 21.5° (для $c_{\text{GdBaCuO}} = 11.707 \text{ \AA}$ [138], $a_{\text{BSO}} = 4.1239 \text{ \AA}$ [139], $a_{\text{BZO}} = 4.1987 \text{ \AA}$ [140]). Несовпадение экспериментальных расчётов с теоретическими оценками также можно объяснить плоскими дефектами, лежащими параллельно $\{001\}$ в СП матрице, которые также могут оказывать влияние на СП свойства.

Таблица 5.2 – Рассчитанные значения средних диаметров и плотности нанокolonн типа BaSnO_3 и BaZrO_3 . Расчёт плотности нанокolonн на поперечных срезах проводился методом секущих

ИЦП	Плотность ИЦП по данным поперечного среза, $1/\text{мкм}^2$	Плотность ИЦП по данным планарного среза, $1/\text{мкм}^2$	Средний диаметр поперечный срез, нм	Средний диаметр планарный срез, нм
BaSnO_3	400 ± 100	600 ± 200	8.5 ± 2.2	7.9 ± 3.3
BaZrO_3	500 ± 100	600 ± 200	6.3 ± 1.3	7.1 ± 2.9

На Рисунке 5.12 представлены светлопольные изображения планарных срезов ВТСП слоя образца с ИЦП BaSnO_3 (а) и (в) и BaZrO_3 (г)-(е) с различными увеличениями. По полученным изображениям были рассчитаны плотность нанокolonн и их средний диаметр. Отчётливо видно, что сравнение данных расчёта средних диаметров и плотности дефектов, полученных как для планарных, так и поперечных срезов, хорошо коррелируют друг с другом. Данные представлены в Таблице 5.2. Стоит отметить, что стандартные отклонения величин, определенных по изображениям поперечных срезов, оказываются заметно меньше, как для плотности, так и для размера ИЦП, чем по изображениям образцов «в плане».

Представленная угловая зависимость критического тока для образцов без ИЦП и с разным типом ИЦП демонстрирует следующее поведение (см. Рисунок 5.13). При температуре 77К абсолютное значение критического тока для образца без ИЦП выше, чем в образцах с ИЦП во всем диапазоне углов. Для образца с ИЦП типа BaSnO_3 абсолютное значение критического тока также выше во всем диапазоне углов по сравнению с образцом с ИЦП типа BaZrO_3 . При температуре 65К различие в абсолютном значении критического тока между образцом без ИЦП и образцами с различными типами ИЦП становится меньше. При этом абсолютные значения тока для направления $V \parallel c$ для образца без ИЦП и с ИЦП типа BaZrO_3 становятся близкими, но по величине ниже, чем для образца с ИЦП типа BaSnO_3 . Лифт фактор отражает эффективность введения ИЦП даже при 77К. Хорошо видно, что анизотропия критического тока по отношению к направлению внешнего магнитного поля снижается как для образца с ИЦП типа BaSnO_3 , так и для образца с ИЦП типа BaZrO_3 . При температуре 65К уменьшение анизотропии ещё более заметно, так же, как и увеличение лифт-фактора образцов с разными типами пиннинга по сравнению с образцом без ИЦП. Наблюдаемое смещение основного максимума угловой зависимости связано, по всей видимости, с наклоном наноколонн, которое наблюдается также на ПЭМ изображениях (см. Рисунок 5.11(б) и 5.11(е)).

Введение ИЦП приводит к снижению температуры сверхпроводящего перехода, которое наиболее вероятно объясняется совокупностью деформации решётки ВТСП при сращивании с имеющими другой параметр решётки включениями (см. Рисунок 5.14). При этом, в зависимости от типа пиннинга снижение температуры оказывается различным. Для образца с ИЦП типа BaSnO_3 снижение происходит на величину порядка 1.4К и составляет значение 91,9К, а для ИЦП типа BaZrO_3 – на величину 2.3К и составляет значение порядка 91К. Температура сверхпроводящего перехода образца без ИЦП составляет значение

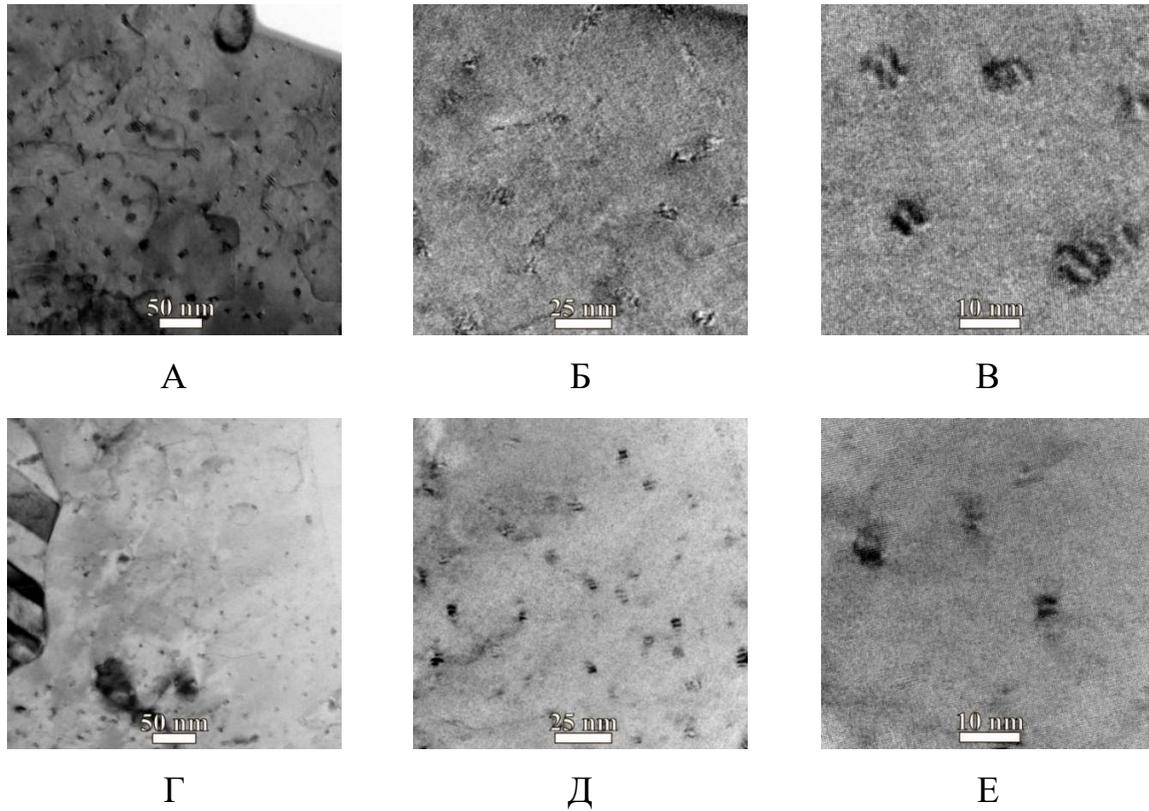


Рисунок 5.12 – ПЭМ изображения планарных срезов образцов с ИЦП с различными увеличениями (а), (б), (в) BaSnO_3 , (г), (д), (е) BaZrO_3

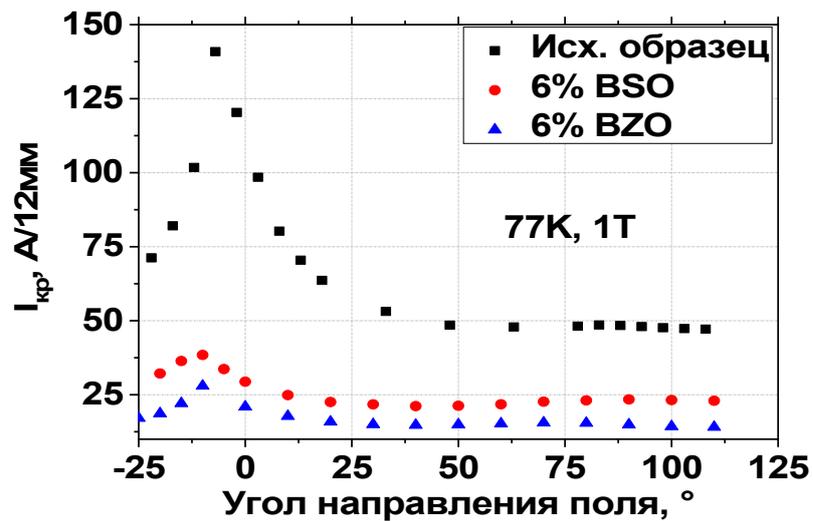


Рисунок 5.13 – (а) – Угловая зависимость абсолютного значения критического тока при температуре 77К, $0^\circ = B // ab$, $90^\circ = B // c$

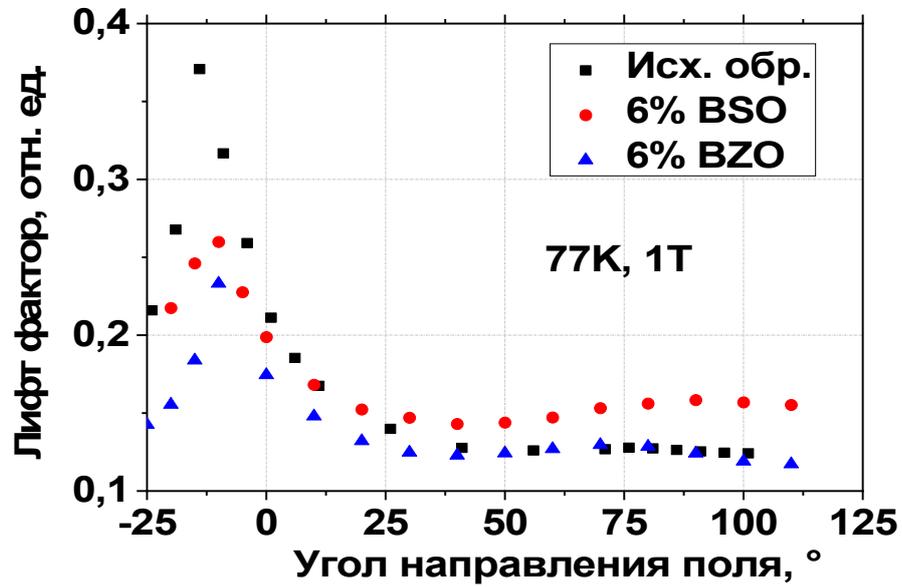


Рисунок 5.13 – (б) – Угловая зависимость лифт-фактора в поле 1 Тл при температуре 77К, $0^\circ=B//ab$, $90^\circ=B//c$

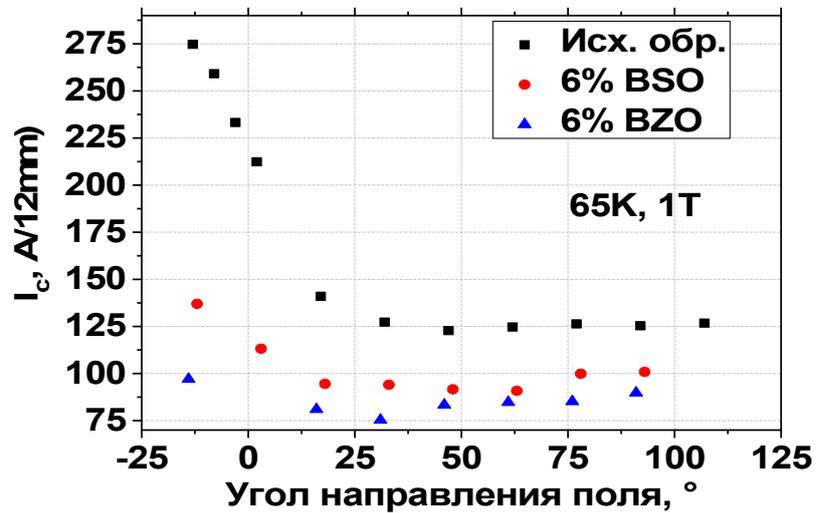


Рисунок 5.13 – (в) – Угловая зависимость абсолютного значения критического тока в поле 1 Тл при температуре 65К, $0^\circ=B//ab$, $90^\circ=B//c$

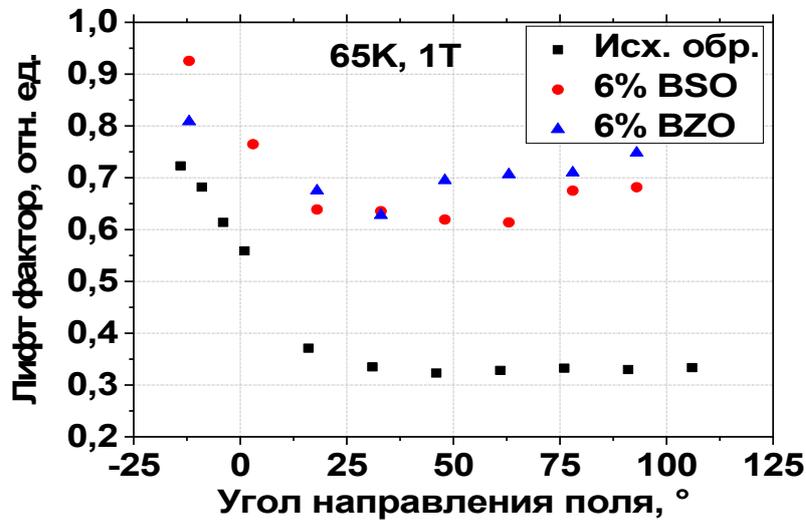


Рисунок 5.13 – (г) – Угловая зависимость лифт-фактора в поле 1 Тл при температуре 65К, $0^\circ = B//ab$, $90^\circ = B//c$

93К (см. Рисунок 5.14). При увеличении магнитного поля температура сверхпроводящего перехода снижается немного больше в область ниже 90К, а переход размывается до нескольких кельвинов. Причём, это размытие для образца с ИЦП типа $BaZrO_3$ немного меньше в сравнении с образцом с ИЦП типа $BaSnO_3$. Изменение направления внешнего магнитного поля величиной 1 Тл от направления $B//ab$ к направлению $B//c$ также приводит к его снижению. Заметное отличие наблюдается только в магнитных полях выше 3 Тл.

На Рисунке 5.15 показаны зависимости, перестроенные в координатах $\ln(\rho)$ от $1/T$. Отчётливо наблюдается перегиб в образце без ИЦП. На образцах с ИЦП типа $BaSnO_3$ такого перегиба не наблюдается. При увеличении внешнего магнитного поля перегиб становится виден более отчетливо. Также хорошо видно, как изменение направления внешнего магнитного поля влияет на температуру сверхпроводящего перехода для всех типов образцов. Отдельно стоит отметить, что в образце с ИЦП типа $BaZrO_3$ влияние направления внешнего магнитного поля меньше как для больших, так и малых полей.

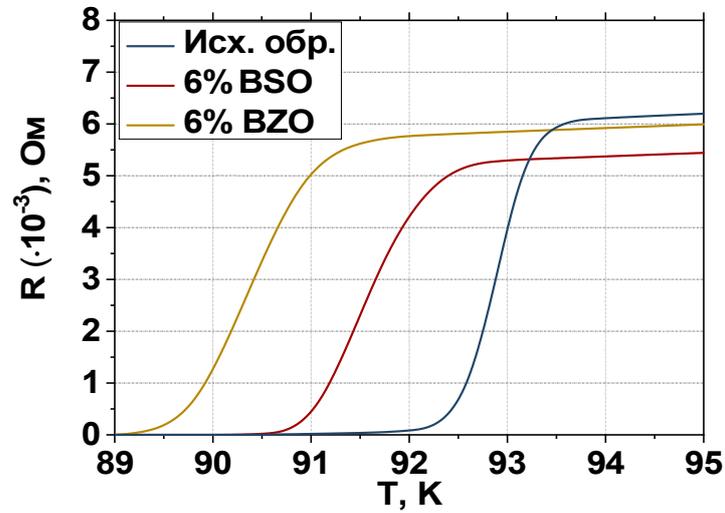


Рисунок 5.14 – (а) – Температурная зависимость сопротивления образцов без и при наличии ИЦП типа BaSnO_3 и BaZrO_3 в отсутствие внешнего магнитного поля

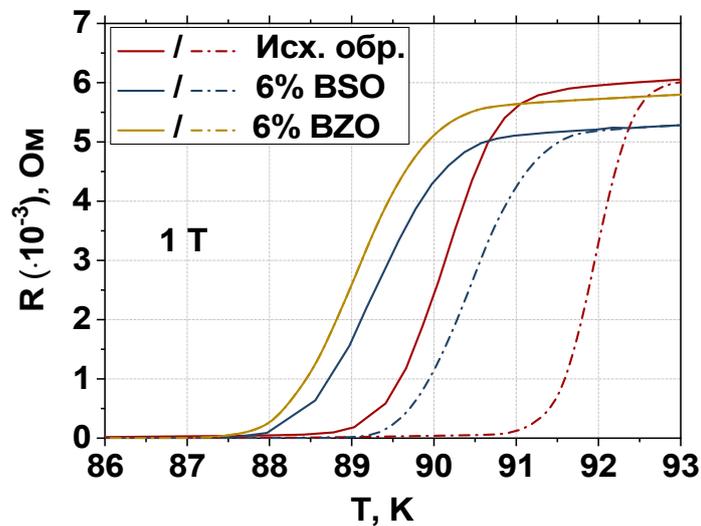


Рисунок 5.14 – (б) – Температурная зависимость сопротивления образцов без и при наличии ИЦП типа BaSnO_3 и BaZrO_3 в поле 1 Тл и направлениях $B||c$ – сплошная кривая и $B||ab$ – штрихпунктирная кривая

Полученные результаты микроструктурного анализа коммерческих ВТСП лент 2-го поколения свидетельствуют о том, что в образцах с ИЦП отчётливо

наблюдается рост нанокolonн с характерным диаметром порядка 8 нм для образцов с ИЦП типа BaSnO_3 и 6,5 нм для образцов с ИЦП типа BaZrO_3 . Эти значения хорошо соотносятся с результатами, полученными ранее на образцах такого же типа, см., например, [96]. Из полученных результатов видно, что рост ИЦП в обоих типах образцов происходит не строго перпендикулярно кристаллографической плоскости ab , а с наклоном на угол до 24° , что приводит к небольшому отклонению пика угловой зависимости критического тока в магнитных полях до 1 Тл и температурах 65 и 77К (см. Рисунок 5.13). Введение ИЦП также приводит к падению критической температуры сверхпроводящего перехода. Оба этих наблюдения отражают факт того, что на границе ИЦП-СП матрица может возникать напряжение и непосредственное изменение параметра решётки [140, 141]. Абсолютное значение критического тока и лифт фактора тока при измерениях до 65 К приводит не только к росту абсолютного значения критического тока, но и к снижению анизотропии критического тока в зависимости от направления внешнего магнитного поля, что отчётливо наблюдается на угловых зависимостях критического тока в полях до 1 Тл. Это наблюдение подтверждает эффективность введения ИЦП. Ещё большее увеличение абсолютного значения критического тока и лифт фактора происходит при дальнейшем снижении температуры измерений и увеличении полей до 9 Тл и показано нами в ранее опубликованных статьях [16, 137].

Данные зависимости, перестроенные в координатах $\ln(R)$ от $1/T_c$, свидетельствуют о наличии двух типов пиннинга в кристаллической решётке СП плёнки в образце без ИЦП в сравнении с образцами с ИЦП, что выражается в виде наличия перегиба. Одним из возможных предположений наблюдаемого поведения кривой может быть наличие двух типов дефектов в образце без ИЦП. Это могут быть продольные и поперечные дефекты. Об этой наблюдаемой особенности свидетельствуют ранее полученные и опубликованные результаты в [142], а также

тот факт, что магнитное поле по-разному влияет на характеристики СП при повороте на угол от направления $B||c$ к направлению $B||ab$ (Рисунок 5.15). В свою очередь, это приводит к уменьшению обратного значения температуры ($1/T$) во всем диапазоне внешних магнитных полей. Для случая образца с ИЦП наличие преимущественно только одного типа дефектов – поперечного – можно интерпретировать тем фактом, что размер ИЦП значительно больше размера продольных дефектов и сопоставим с размерами вихрей, которым становится более выгодно закрепляться на них. Однако, наличие продольных дефектов приводит к тому, что ИЦП в процессе роста отклоняются от областей с продольными дефектами, что приводит к их ветвлению [143]. Происходит небольшое отклонение пика абсолютного значения критического тока в поле, перпендикулярном кристаллографической плоскости ab . При этом увеличение общего числа дефектных областей приводит к снижению абсолютного значения критического тока в отсутствии внешнего магнитного поля.

Наблюдаемое явное отличие абсолютного значения критического тока в образцах с ИЦП разного типа – $BaSnO_3$ и $BaZrO_3$ также может быть обусловлено изменением эффективной длины ИЦП (L_{eff}). Если L – это полная толщина ВТСП плёнки, то эмпирический параметр L_{eff} – может быть определён как прямолинейный участок нановключения. Согласно данным анализа ПЭМ изображений полной толщины ВТСП-слоя образцов с ИЦП эффективная длина наноколонн в образце с ИЦП типа $BaSnO_3$ описывается логнормальным распределением с параметрами

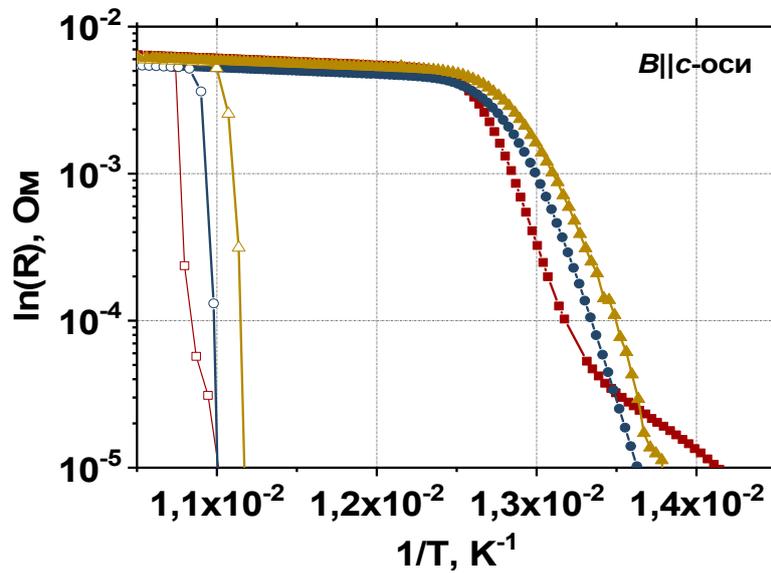


Рисунок 5.15 – (а) – Зависимость $\ln(R)$ от $1/T$ для образца без ИЦП (черная линия) и с ИЦП (красная линия – 6% BaSnO_3 , синяя линия – 6% BaZrO_3) в поле $V//c$ -оси. Закрытые символы – поле 9 Тл. Открытые символы – поле 1 Тл

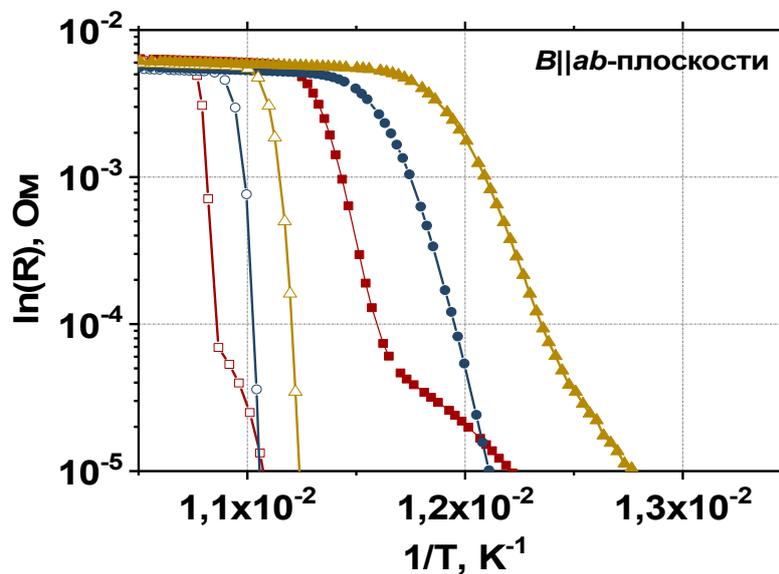


Рисунок 5.15 – Зависимость $\ln(R)$ от $1/T$ для образца без ИЦП (черная линия) и с ИЦП (красная линия – 6% BaSnO_3 , синяя линия – 6% BaZrO_3) в поле $V//ab$ -плоскости. Закрытые символы – поле 9 Тл. Открытые символы – поле 1 Тл

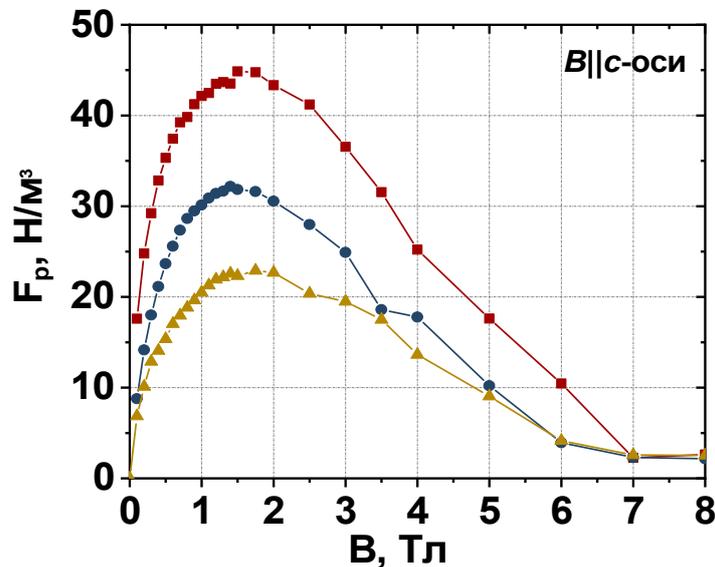


Рисунок 5.16 – Полевая зависимость силы пиннинга для исходного образца (черная линия), с ИЦП типа $BaSnO_3$ (красная линия), с ИЦП типа $BaZrO_3$ (синяя линия) во внешнем магнитном поле $B \parallel c$

$\mu=4,55710$ и $\sigma=0,48295$, и среднее значение эффективной длины (математическое ожидание) составляет 107,1 нм, а в образце с ИЦП типа $BaZrO_3$ – логнормальным распределением с параметрами $\mu=3,66724$ и $\sigma=0,58515$, среднее значение эффективной длины составляет 46,5 нм. То есть в образце с ИЦП типа $BaSnO_3$ среднее значение эффективной длины (L_{eff}) больше по сравнению с образцом с ИЦП типа $BaZrO_3$.

Это хорошо подтверждается данными полевой зависимости силы пиннинга, представленной на Рисунке 5.16, и данными работы [144], основное утверждение которой заключается в том, что более высокое значение плотности тока наблюдается в образцах с большим значением эффективной длины (L_{eff}) ИЦП типа $BaSnO_3$ в сравнении с ИЦП типа $BaZrO_3$, а также уменьшением диаметра ИЦП. Значение силы пиннинга для образца $BaSnO_3$ составляет 32.1 Н/м^3 , а для образца с ИЦП типа $BaZrO_3$ - 22.5 Н/м^3 . Более того, согласно этой же работе [144] можно

провести оценку энергии пиннинга, $U = L_{eff} \times u_0$, используя формулу из [65] для расчета энергии пиннинга на единицу длины: $u_0 = \frac{1}{2} \varepsilon_0 \ln(1 + (\frac{C_0}{\sqrt{2}\xi_{ab}})^2)$, где $\varepsilon_0 = (\Phi_0/4\pi\lambda_{ab})^2$, C_0 – радиус ИЦП, Φ_0 – квант магнитного потока, $\lambda_{ab} = \lambda_0(1 - t^4)^{-0.5}$ и $\xi_{ab} = \xi_0(1 - t)^{-0.5}$, а $t = T/T_c$. Тогда полученные значения энергии пиннинга с учетом эффективной длины, оцененной по микроструктуре, составляют значение $U = L_{eff} \times u_0 = 0.85 \times 10^{-19}$ Дж = 0.91 эВ для образца с ИЦП типа $BaSnO_3$ и $U = L_{eff} \times u_0 = 0.12 \times 10^{-19}$ Дж = 0.59 эВ для образца с ИЦП типа $BaZrO_3$. Видно, что отличие этих значений составляет порядка 1.6 раз. Таким образом, факт отличия силы пиннинга в 1.5 раза, полученный из данных электрофизических измерений, а также факт отличия энергии пиннинга, по проведенной оценке, в 1.6 раза свидетельствует о том, что за счет большей эффективной длины ИЦП типа $BaSnO_3$ их введение оказывает больший эффект на увеличение критического тока и снижение анизотропии в сравнении с образцом без ИЦП.

5.3 ВЛИЯНИЕ ИЦП НА ТЕМПЕРАТУРУ НЕОБРАТИМОСТИ ВТСП ЛЕНТ 2-ГО ПОКОЛЕНИЯ В СИЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

Как уже было отмечено во введении, ВТСП ленты 2-го поколения на основе $GdBCO$, изготовленные методом PLD, являются одной из наиболее интересных систем для исследования сверхпроводящих свойств, например, таких как фазовая диаграмма ($B-T$) [62]. Этот факт связан с тем, что фазовая диаграмма этой системы сложна из-за высокой температуры перехода, малой длины когерентности, сложной структуры и анизотропии всех сверхпроводящих параметров. Одним из простых способов исследования фазовой диаграммы $B-T$ является измерение температурного сопротивления ВТСП лент 2-го поколения, а, следовательно, и ее перестроение в линию необратимости. Линия необратимости показывает фазовый

переход от вихревой жидкости к вихревому стеклу, который зависит от разупорядоченности ВТСП материала [145]. В особенности это важно для ВТСП лент 2-го поколения с ИЦП, где фазовая диаграмма ($B-T$) более сложная. Многие исследовательские группы пытались производить пленки на основе $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ с ИЦП и улучшать свойства закрепления вихревой решетки. Но до сегодняшнего момента не исследована вихревая структура ВТСП лент 2-го поколения, характерная для прикладных применений. При высоких скоростях осаждения в пленке ВТСП образуется больше дефектов, которые могут влиять на пиннинг вихревой структуры. В этой подглаве представлены результаты исследования анизотропии температуры необратимости и магнитного поля необратимости, в том числе анизотропии энергии активации в магнитном поле до 9 Тл с различной ориентацией.

Для проведения этих исследований использовались 4 образца ВТСП ленты 2-го поколения с различным молярным содержанием ИЦП на основе BaSnO_3 (Таблица 5.1). СП слой составлял толщину 1.3 мкм. Температурную зависимость удельного сопротивления измеряли с помощью системы измерения физических свойств Quantum Design (PPMS-9) в диапазоне полей от 0 до 9 Тл, при этом образцы поворачивали от ориентации $B//c$ ($\theta = 0^\circ$) к $B//ab$ ($\theta = 90^\circ$) с шагом по углу 15° . Кривые удельного сопротивления получены четырехконтактным методом при измерительном токе 100 мА.

Проведенный анализ микроструктуры образцов с использованием S/ТЕМ (Рисунок 5.17), XRD (Рисунок 5.18) и EDXS подтвердили образование нанокolon BaSnO_3 [57, 146]. Эти нанокolonны имели небольшой наклон относительно оси c , который составлял около 7° . По нашим расчетам средний поперечный размер нанокolonн составил около 5 нм как на поперечном, так и на плоском изображении (см. Таблицу 5.3 и Рисунок 5.17). С увеличением концентрации ИЦП

число наноколонн на единицу площади также увеличивалось в направлении плоскости ab СП матрицы GdBCO, а их размер не менялся. Изображения ПЭМ

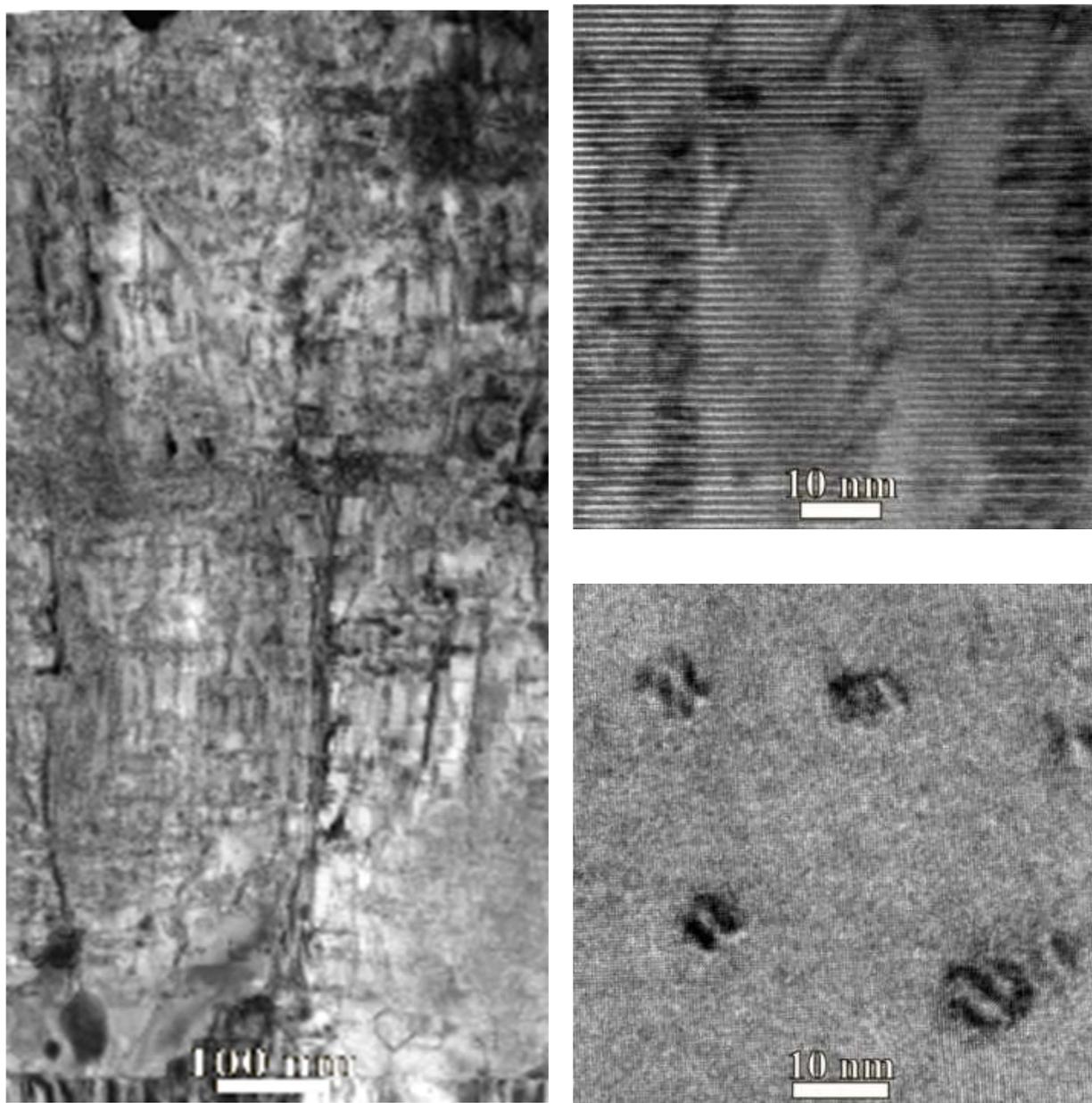


Рисунок 5.17 – Просвечивающая электронная микроскопия образцов ВТСП лент 2-го поколения с ИЦП: (а) поперечный срез образца с 6% содержанием BaSnO_3 , (б) высокое разрешение наноколонн BaSnO_3 в матрице GdBCO, (в) планарное изображение BaSnO_3 наноколонн в матрице GdBCO

высокого разрешения показали, что плотность наноколонн в пленке была однородной. На сканах XRD ясно наблюдается увеличение пика интенсивности от ИЦП типа BaSnO_3 с увеличением уровня легирования (Рисунок 5.18). Одновременно на изображениях ПЭМ наблюдалось увеличение напряженности матрица $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, что выражается в виде размытия изображения на границе между матрицей $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ с меньшей элементарной ячейкой включения типа BaSnO_3 (Рисунок 5.17). Температурная зависимость удельного сопротивления для образца без и с разной концентрацией ИЦП измерялась при различной ориентации приложенного магнитного поля до 9 Тл. Типичные кривые сверхпроводящего перехода представлены на Рисунке 5.19. В нормальном состоянии кривые для всех образцов имеют линейную форму. Критическая температура снижалась с увеличением концентрации ИЦП. Зависимость критической температуры от концентрации ИЦП и ширины перехода представлена на Рисунке 5.20. Многие исследователи сообщают, что T_c уменьшается при легировании из-за напряжения в матрице ВТСП [146]. Приложенное магнитное поле также подавляло критическую температуру как для нелегированных, так и для легированных образцов. Ширина перехода становится больше в сильном магнитном поле (Рисунок 5.20).

На Рисунке 5.21(a) представлена угловая зависимость температуры необратимости для образца без ИЦП. Хорошо видно, что в магнитном поле 0,1, 0,3 и 1 Тл нет изменений при повороте на угол. Но в сильном магнитном поле эти изменения более значительны. При этом для образца с концентрацией ИЦП – BaSnO_3 12% и BaSnO_3 18% мол. наблюдается пик. Эти кривые описывают поверхность необратимости и, таким образом, могут быть преобразованы в $B_{irr}(T)$ и перемасштабированы с использованием метода масштабирования [147-148]:

$$B_{eff} = B \cdot \sqrt{\gamma^2 \sin^2(\theta) + \cos^2(\theta)}. \quad (5.1)$$

Кривые $B_{irr}(T)$ (при фиксированной ориентации поля) нелегированного образца сходились в одну кривую, которая соответствовала параметру анизотропии $1/\gamma$, равному примерно $4,5 \pm 0,3$, что находилось в обычном диапазоне для ВТСП 5-7 [149]. После этого мы получили значение анизотропии

Таблица 5.3 – Микроструктурные и сверхпроводящие свойства ВТСП лент 2-го поколения с ИЦП

Образец	Мол. % $BaSnO_3$	Концентрация наноконн	B_{Φ} , Т	Скорость нанесения ВТСП слоя	T_c , К	I_c , А
Исходный	0	0	0	750	93	383
$BaSnO_3$	6	500 ± 100	1 ± 0.2	750	91,5	150
$BaSnO_3$	12	700 ± 200	1.5 ± 0.4	750	90,5	83
$BaSnO_3$	18	1100 ± 300	2.3 ± 0.6	750	89,6	50

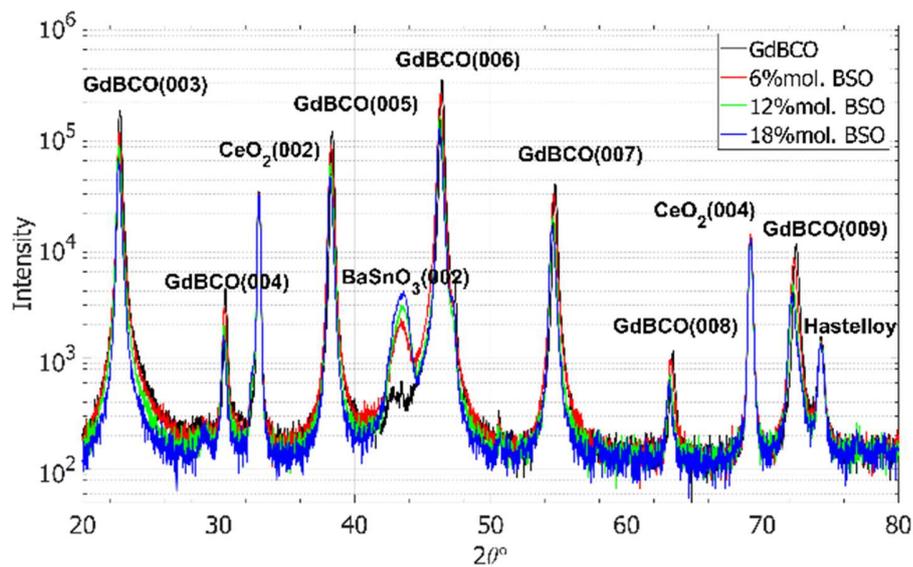


Рисунок 5.18 – Данные рентгеноструктурного анализа для образцов ВТСП лент 2-го поколения с ИЦП

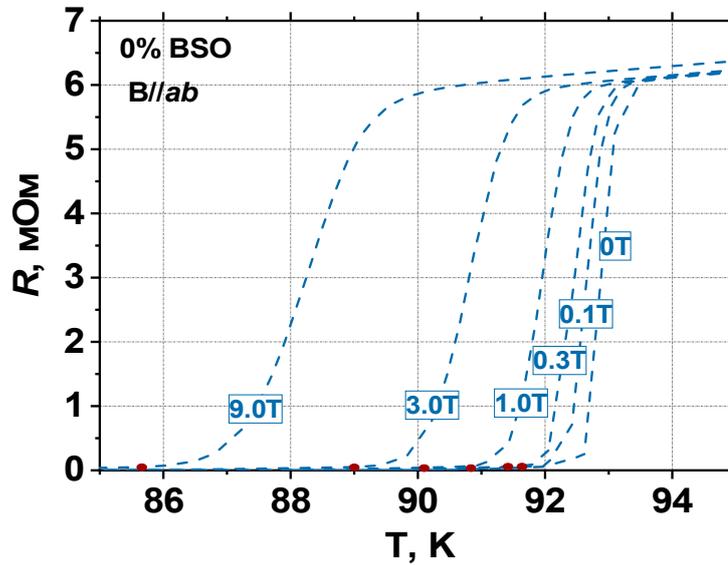


Рисунок 5.19 – Кривые зависимости температуры сверхпроводящего перехода образцов ВТСП лент 2-го поколения с различной концентрацией ИЦП, измеренные во внешних магнитных полях от 0 до 9 Тл. Красными точками обозначено начало сверхпроводящего перехода

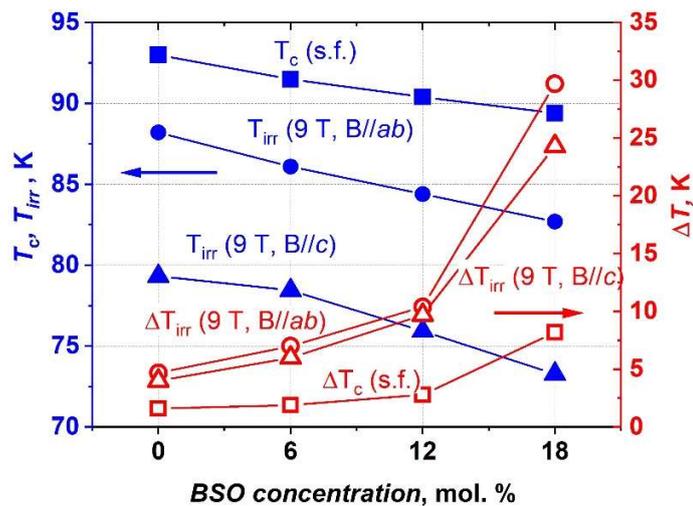


Рисунок 5.20 – Зависимость критической температуры сверхпроводящего перехода в собственном магнитном поле и температуры необратимости в поле 9 Тл, а также ширины сверхпроводящего перехода в образцах ВТСП лент 2-го поколения с различной концентрацией вclusions типа BSO

массы электрона для эталонного образца, такое же масштабирование было применено к образцу с BaSnO_3 6%. Угловые кривые сливались в одну только в диапазоне углов от 60° до 90° . Таким образом, выбранный подход случайного слабого пиннинга применим только в указанном диапазоне углов, и в широкой окрестности направления $B//c$ ($\theta = 0^\circ$) наблюдается эффект столбчатых дефектов. По этим данным построена температурная зависимость поля необратимости (Рисунок 5.22). При увеличении концентрации добавок отчетливо видно падение температуры сверхпроводящего перехода.

Энергия активации, полученная из графиков зависимости $\log(\rho/\rho_0)$ от $1/T$ (см. Рисунок 5.23), представлена на Рисунках 5.24 и 5.25. Отчетливо наблюдается различное поведение этих графиков для исходного образца и образца с ИЦП. Для исходного образца логарифмический график удельного сопротивления имеет излом и два разных наклона, соответствующих двум областям с разными значениями энергии активации (см. Рисунки 5.23 и 5.24). Кривые $U_a(\theta)$ выглядели одинаково для всех образцов с ИЦП. Энергия активации, как и критическая температура, уменьшались с увеличением уровня концентрации. Далее обсуждаются причины данного поведения, которые могут быть связаны с другим механизмом закрепления вихревой решетки в исходном образце.

Рассмотрим отличие в поведении вихревой структуры в не допированных и допированных образцах, полученных при промышленных скоростях осаждения ВТСП пленки. В недопированных образцах при таких высоких скоростях в процессе роста пленки образуются как случайно распределенные полукогерентные наночастицы Gd_2O_3 , так и частицы другой фазы – $\text{GdBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$ с

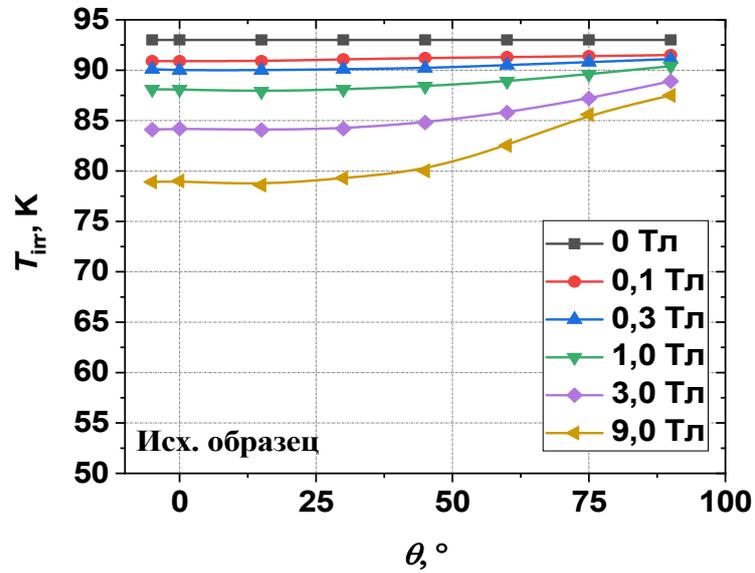


Рисунок 5.21 (а) – Угловая зависимость температуры необратимости (T_{irr}) для исходного образца, $0^0 = B//c$ и $90^0 = B//ab$

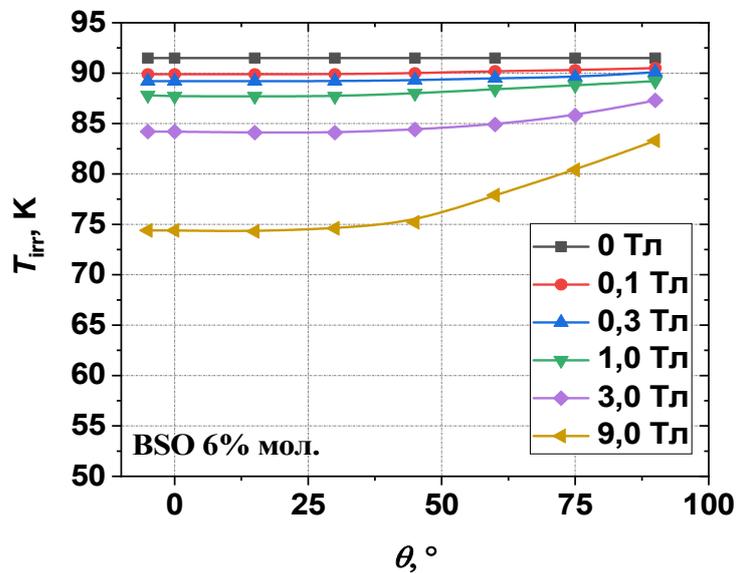


Рисунок 5.21 – (б) – Угловая зависимость температуры необратимости (T_{irr}) для исходного образца и для образца концентрацией ИЦП типа $BaSnO_3$ 6%, $0^0 = B//c$ и $90^0 = B//ab$

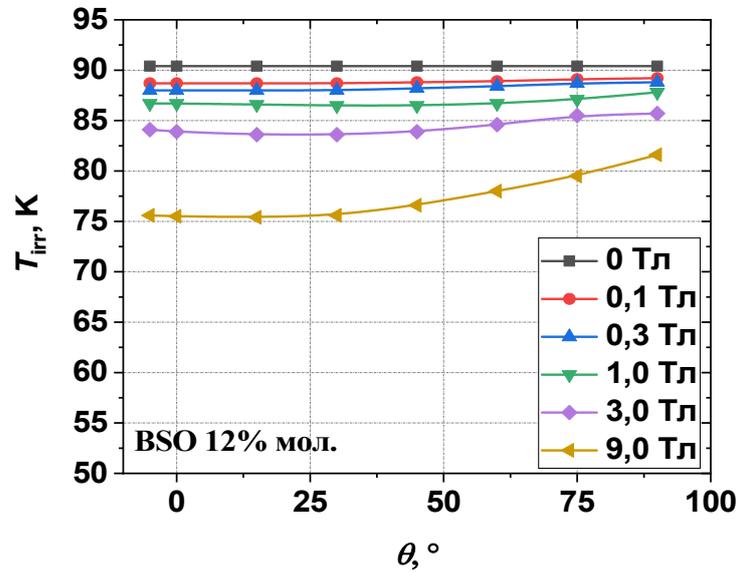


Рисунок 5.21 – (в) – Угловая зависимость температуры необратимости (T_{irr}) для исходного образца и для образца с концентрацией ИЦП типа BaSnO_3 12%, $0^\circ = B//c$ и $90^\circ = B//ab$

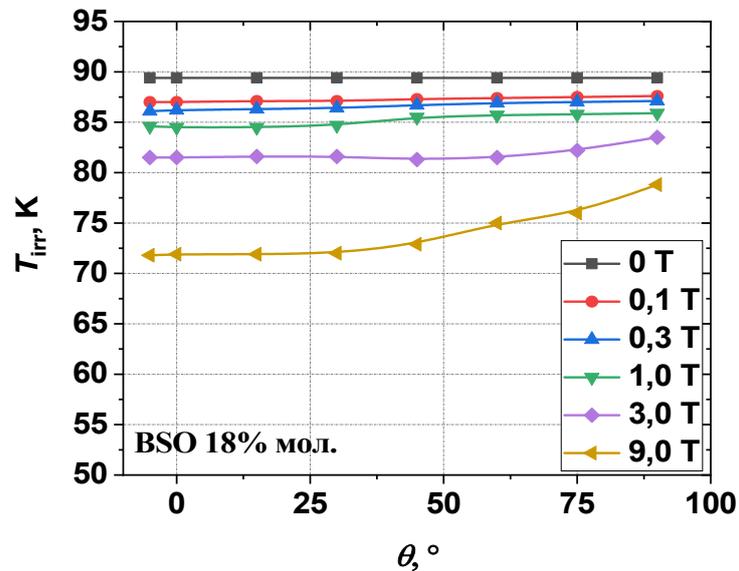


Рисунок 5.21 – (г) – Угловая зависимость температуры необратимости (T_{irr}) для образца с ИЦП типа BaSnO_3 – 18%, $0^\circ = B//c$ и $90^\circ = B//ab$

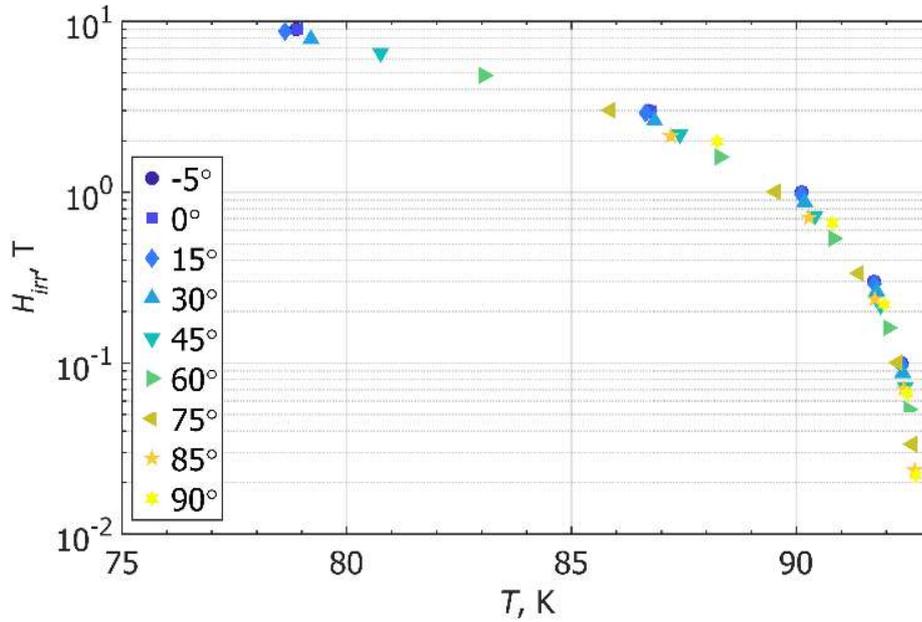


Рисунок 5.22 – (а) – Температурная зависимость поля необратимости, полученная из угловой зависимости температуры необратимости и перестроенная с использованием формулы (5.1)

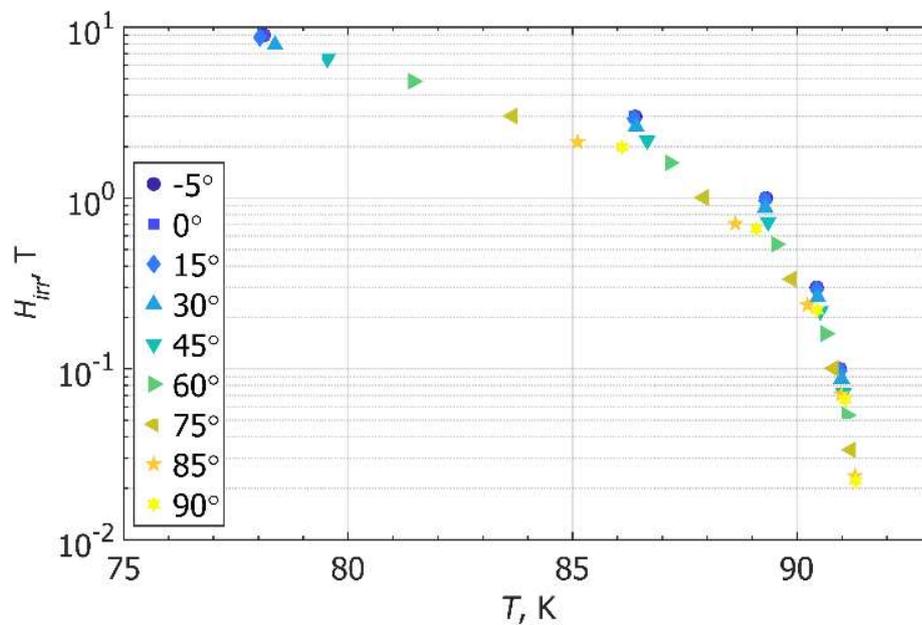


Рисунок 5.22 – (б) – Температурная зависимость поля необратимости, полученная из угловой зависимости температуры необратимости и перестроенная с использованием формулы (5.1)

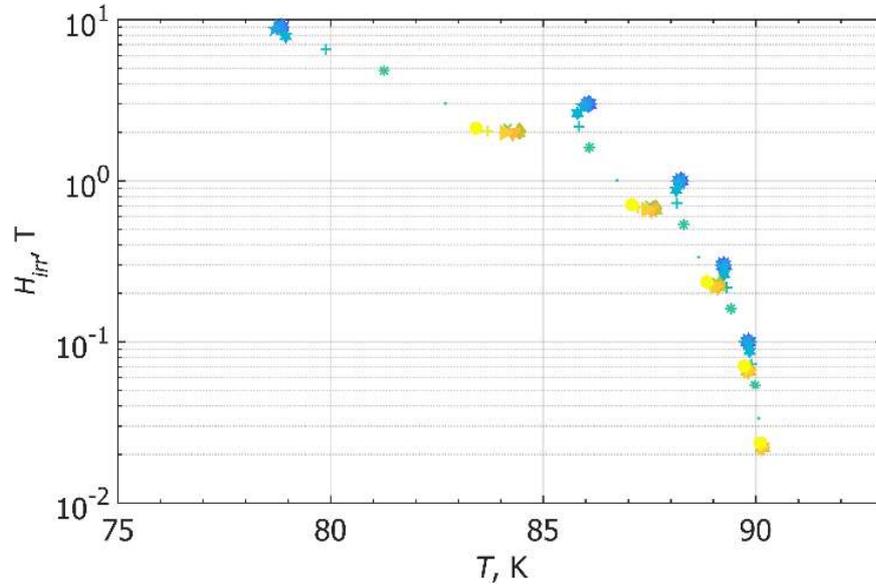


Рисунок 5.22 – (в) – Температурная зависимость поля необратимости, полученная из угловой зависимости температуры необратимости и перестроенная с использованием формулы ($B_{eff} = B \cdot \sqrt{\gamma^2 \sin^2(\theta) + \cos^2(\theta)}$)

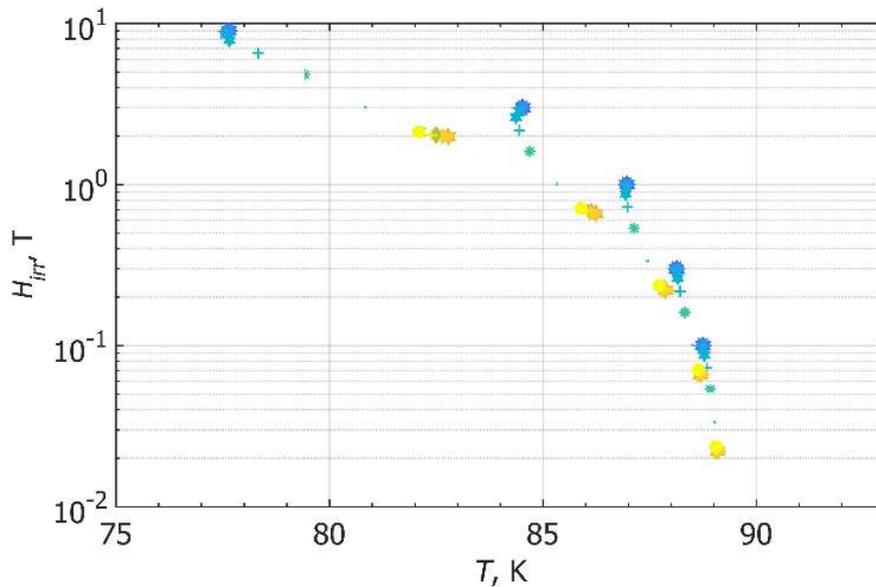


Рисунок 5.22 – (г) – Температурная зависимость поля необратимости, полученная из угловой зависимости температуры необратимости и перестроенная с использованием формулы ($B_{eff} = B \cdot \sqrt{\gamma^2 \sin^2(\theta) + \cos^2(\theta)}$)

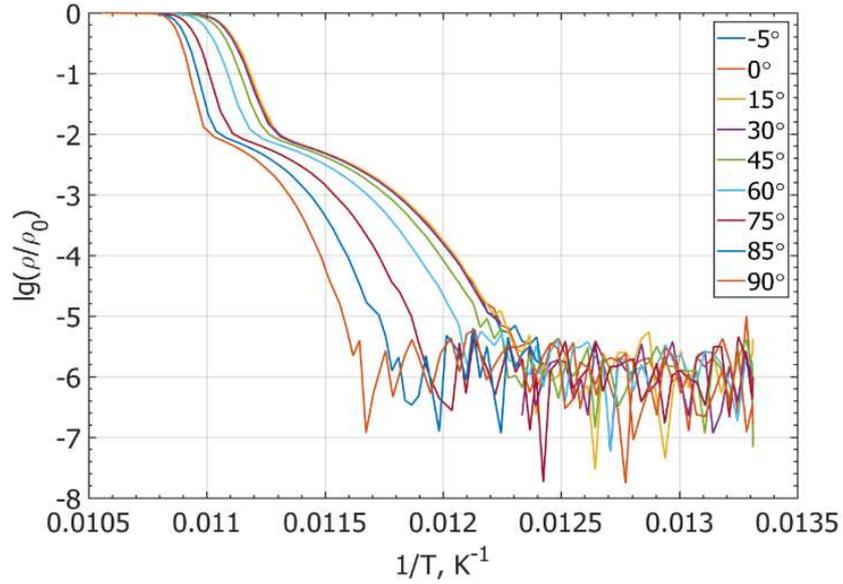


Рисунок 5.23 – (а) – Резистивный переход в логарифмических координатах: $\log(\rho/\rho_0)$ от $1/T$ для образца без ИЦП

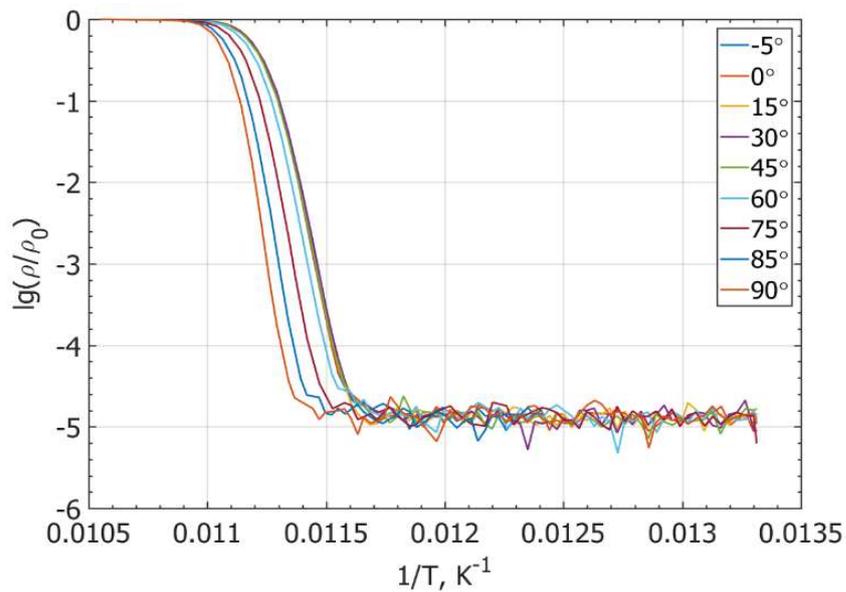


Рисунок 5.23 – (б) – Резистивный переход в логарифмических координатах: $\log(\rho/\rho_0)$ от $1/T$ для образца с 6% ИЦП

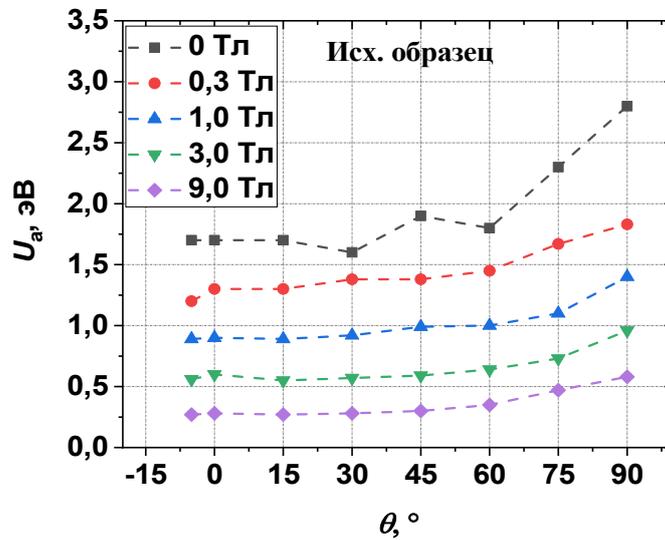


Рисунок 5.24 – (а) – Угловая зависимость энергии активации области до перегиба для исходного образца

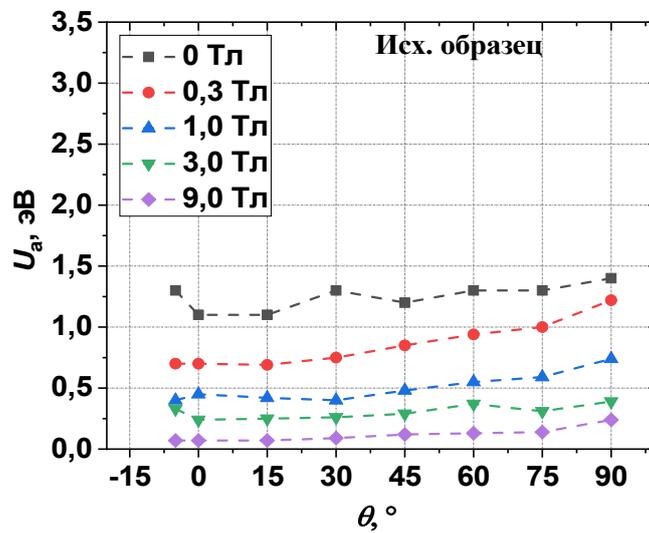


Рисунок 5.24 – (б) – Угловая зависимость энергии активации области после перегиба для исходного образца

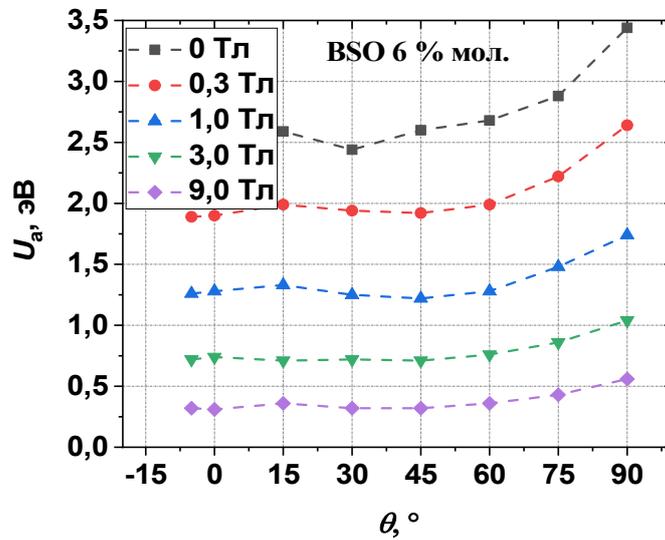


Рисунок 5.25 – (а) – Угловая зависимость энергии активации для образца с 6% ИЦП

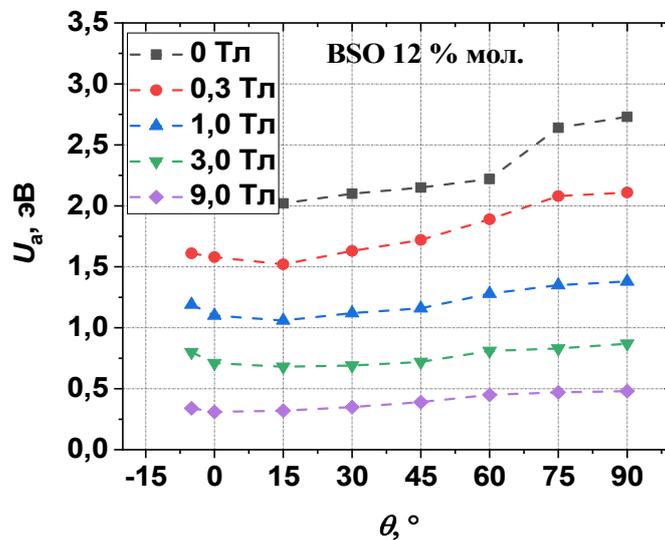


Рисунок 5.25 – (б) – Угловая зависимость энергии активации для образца с 12% ИЦП

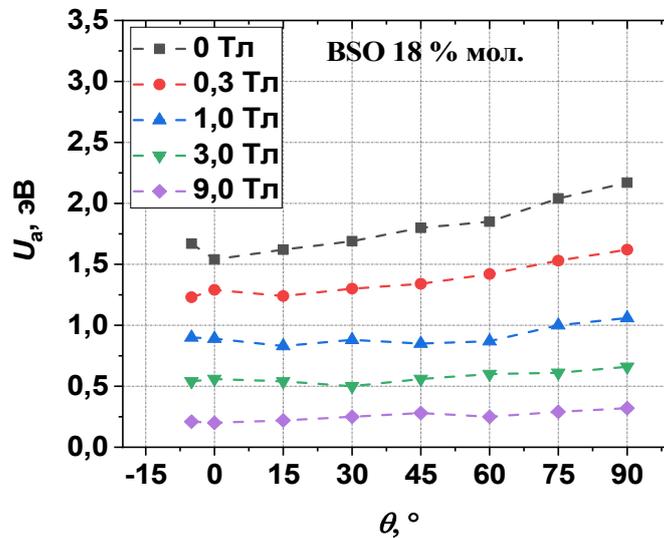


Рисунок 5.25 – (в) – Угловая зависимость энергии активации для образца с 18% ИЦП

более низкой температурой сверхпроводящего перехода – 80 К. Оба типа частиц хорошо видны на изображении микроструктуры, представленном на Рисунке 5.17. Однако первый тип дефектов является 3D дефектами с характерным размером ξ^3 , как описано в [150], и поэтому их вклад в изменение сверхпроводящих характеристик при изменении направления внешнего магнитного поля будет незначительным. Также этот тип дефектов только при концентрации более 7% мол. оказывает влияние на изменение критической плотности тока и силы пиннинга при температуре 65 и 77К. Это относится и ко второму типу дефектов – $\text{GdBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$. Эти типы дефектов являются ориентированными вдоль направления c -оси и также будут оказывать незначительный вклад. Более того, так как эти дефекты уже при $T=77\text{K}$ являются сверхпроводящими, на кривых температурной зависимости сопротивления должен быть излом кривой при температуре 80К, которого, как видно на Рисунке 5.23 – (б), не наблюдается. Напротив, введение искусственных центров пиннинга типа BaZnO_3 , BaSnO_3 или BaHfO_3 при достижении оптимальной концентрации (более 25% масс.) и при температурах 65-

77К и полях до 1 Тл оказывают влияние на увеличение плотности критического тока. Это связано с тем фактом, что тепловая энергия для отрыва вихрей высокая и требуется совсем небольшое возмущение, чтобы оторвать вихрь от точки закрепления. То есть при этих условиях наиболее эффективными оказываются центры пиннинга с большой площадью поверхности и, как следствие, увеличивается сила пиннинга. В случае наших исследований отчетливо наблюдается, что на перестроенных температурных зависимостях сопротивления в координаты $\ln(\rho/\rho_0)$ от $1/T$, наклон линейного участка, который дает энергию пиннинга (Рисунок 5.23) для недопированного образца, наблюдается перегиб. Этот перегиб, по всей видимости, связан с наличием второго набора центров пиннинга. Вращение магнитного поля приводит к смещению этого перегиба в область более низких температур. Поэтому для недопированного образца будут иметь место две энергии активации (см. Рисунок 5.23). На допированном образце такого перегиба нет, что связывается с увеличением влияния ИЦП типа BaSnO_3 на пиннинг вихревой решетки в магнитных полях различной ориентации.

5.4 ИЗМЕНЕНИЕ СТЕХИОМЕТРИЧЕСКОГО СОСТАВА СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ ПЛЕНКИ В ВТСП ЛЕНТАХ 2-ГО ПОКОЛЕНИЯ

Для исследований были отобраны образцы ВТСП лент 2-го поколения, полученные методом импульсного лазерного осаждения с различной стехиометрией по Gd. Это исходный образец и образцы $\text{Gd}_{1.15}\text{Ba}_{1.8}\text{Cu}_3\text{O}_x$, $\text{Gd}_{1.3}\text{Ba}_{1.8}\text{Cu}_3\text{O}_x$ и $\text{Gd}_{1.45}\text{Ba}_{1.8}\text{Cu}_3\text{O}_x$, полученные на промышленной установке со скоростью напыления 300 м/мин. В Таблице 5.4 перечислены образцы, отобранные для измерений, а также представлены их сверхпроводящие свойства – критический ток, измеренный при помощи прямых измерений при температуре кипения жидкого азота без внешнего магнитного поля, критическая температура

сверхпроводящего перехода, измеренная также при помощи прямых измерений. Данные XRD анализа представлены на Рисунке 5.26.

ПЭМ изображения ВТСП слоя образцов с различным содержанием в единичном масштабе представлены на Рисунке 5.27 – (а) – (г). На изображениях видны цепочки, состоящие из округлых преципитатов, которые вытянуты в направлении, расположенном под углом 12° по отношению к ab плоскости матрицы GdBCO. Плотность преципитатов (черная пунктирная линия, круглые точки) и среднее расстояние между цепочками (красная пунктирная линия, звезды) в зависимости от концентрации допанта представлены на Рисунке 5.28. Хорошо видно, что при увеличении содержания Gd в преципитатах до +30% Gd среднее расстояние уменьшается, а при +15% Gd снова увеличивается, при +30% Gd среднее расстояние снова уменьшается. Такое поведение связано с агломерацией включений, то есть система стремится к образованию более крупных агломератов и снижению общей энергии. Таким образом, на пересечении кривых на Рисунке 5.28 образуется область, в которой пиннинг имеет максимальное значение. EDXS анализ показал, что содержание Gd значительно увеличилось в преципитате (Рисунок 5.29, область 1) по сравнению с ВТСП-матрицей (Рисунок 5.29, область 2 и Таблица 5.5). Было выдвинуто предположение, что данными частицами являются частицы Gd_2CuO_4 . Стоит отметить, что ПЭМ изображения преципитатов высокого разрешения в большинстве случаев не выявляют кристаллической решетки преципитатов, что не позволяет определить их кристаллическую структуру.

На Рисунке 5.30 – (а) представлены зависимости лифт фактора образцов от внешнего магнитного поля. Видно, что во внешнем магнитном поле при температуре 77К наибольшее снижение лифт-фактора наблюдается для образца с наибольшей концентрацией по Gd. При 65К кривые лифт-фактора для всех типов образцов в поле ведут себя практически одинаково. При 20К видно, что лифт-

фактор образца с наибольшим содержанием по Gd лежит выше всех. Это поведение хорошо прослеживается, если перестроить зависимость лифт-фактора от концентрации по Gd для разных значений внешнего магнитного поля (Рисунок 5.30 – (б) и 5.30 – (в)). Отчетливо видно, что увеличение содержания Gd приводит к заметному росту лифт-фактора уже при температуре 77К в поле 1 Т и

Таблица 5.4 – Сверхпроводящие свойства ВТСП лент 2-го поколения с разным содержанием Gd

Номер образца	Концентрация Gd, %	I_c , собств. поле, А/12 мм	T_c , К	B_{Φ} , Т
1	0	625	93,3	0
2	15	681	93,3	$1,0 \pm 0,2$
3	30	458	91,1	$1,5 \pm 0,4$
4	45	235	92,2	$1,3 \pm 0,6$

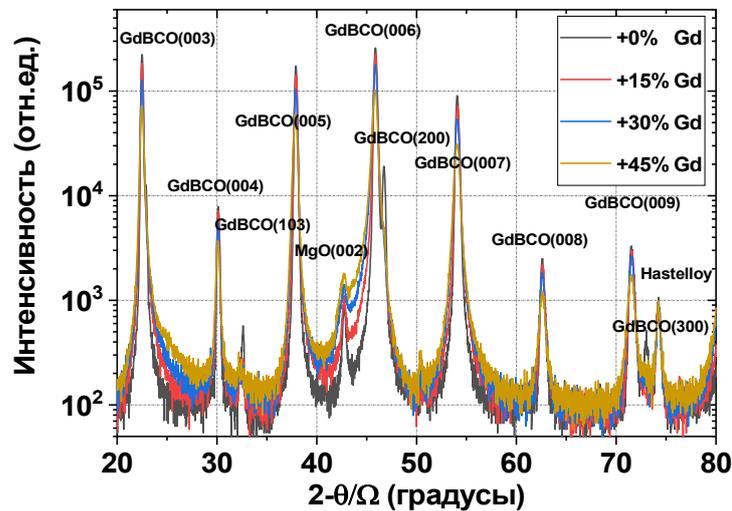
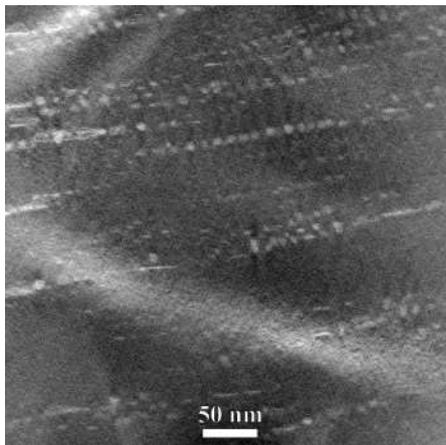


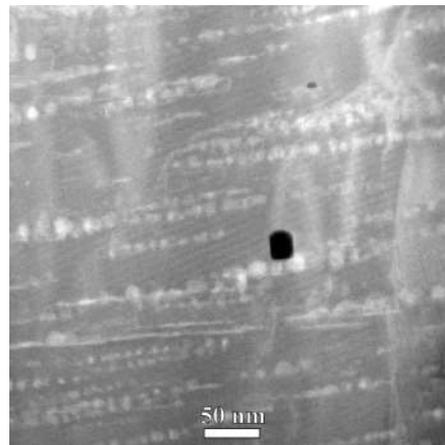
Рисунок 5.26 – Данные рентгеноструктурного анализа ВТСП лент 2-го поколения с разным содержанием Gd

увеличивается в 2 раза при температуре 20К при увеличении концентрации по Gd до 45%. Во внешнем магнитном поле, равном 8 Тл, и при температуре 77К рост лифт-фактора отсутствует, но уже при 65К наблюдается тенденция к небольшому росту.

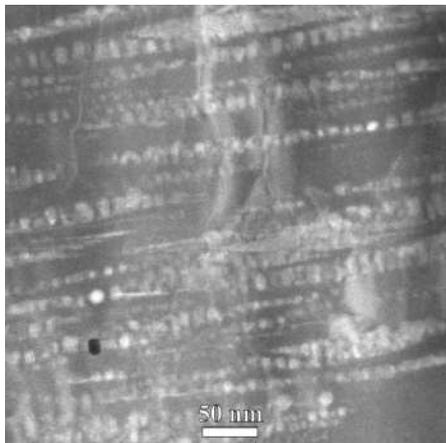
На Рисунке 5.31 представлена зависимость критической температуры от % содержания Gd в СП пленке. С увеличением концентрации Gd критическая



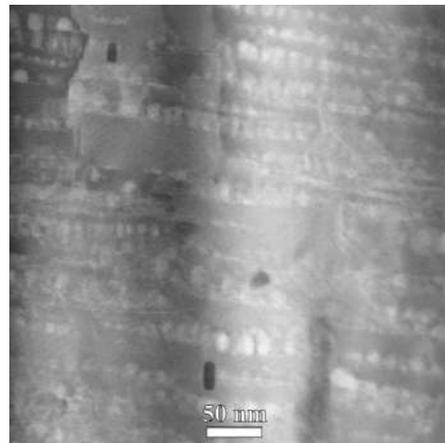
(+0% Gd)



(+15% Gd)



(+30% Gd)



(+45% Gd)

Рисунок 5.27 – Изображения HAADF STEM образцов с разным содержанием Gd:
а) + 0% Gd; б) + 15% Gd; в) + 30% Gd; г) +45% Gd

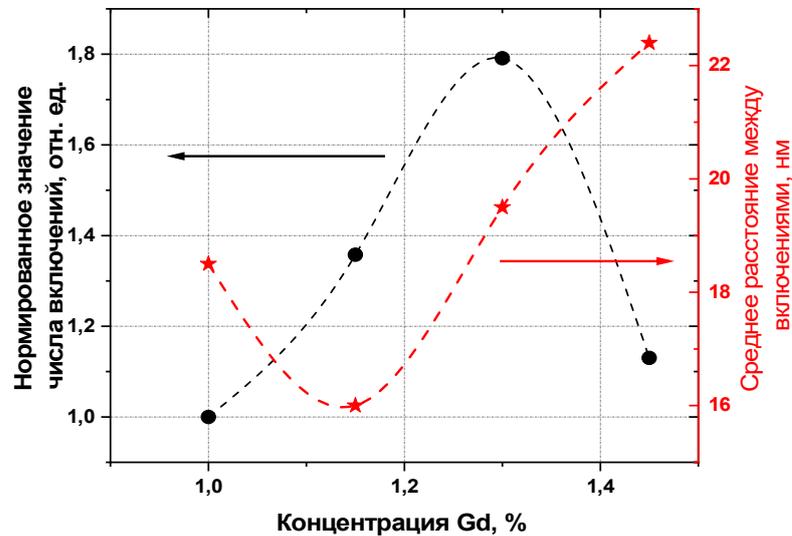


Рисунок 5.28 – Нормированная концентрация и среднее расстояние между включениями в зависимости от концентрации

температура падает, достигая своего минимального значения при 30% концентрации по Gd, и при 45% концентрации по Gd начинается небольшой рост. Ширина перехода при этом увеличивается с увеличением концентрации по Gd до 30% со значения 0,25 до 1,6К, а затем также падает до 1,5 К при 45% концентрации по Gd. Однако, температура необратимости падает при увеличении концентрации Gd как для случая $B//ab$, так и для случая $B//c$. При этом падение для случая $B//c$ более значительное в сравнении со случаем $B//ab$.

Угловая зависимость температуры необратимости демонстрирует подобное поведение для всех 4-х типов образцов (см. Рисунок 5.32). Отчетливо видно снижение температуры необратимости при повороте внешнего магнитного поля от положения $B//ab$ к положению $B//c$. При этом увеличение внешнего магнитного поля от 1 Тл до 3 Тл значительно снижает температуру необратимости для образцов с повышенным содержанием Gd по сравнению с исходным образцом во всем диапазоне углов. Сильное влияние внешнего магнитного поля на

температуру необратимости свидетельствует о более слабом закреплении вихревой решетки в образцах с повышенным содержанием Gd в сравнении с исходным образцом.

По всей видимости, это связано с тем, что увеличение концентрации Gd приводит к росту напряжённости решетки, что подтверждается аналогично ранее опубликованным результатам [137].

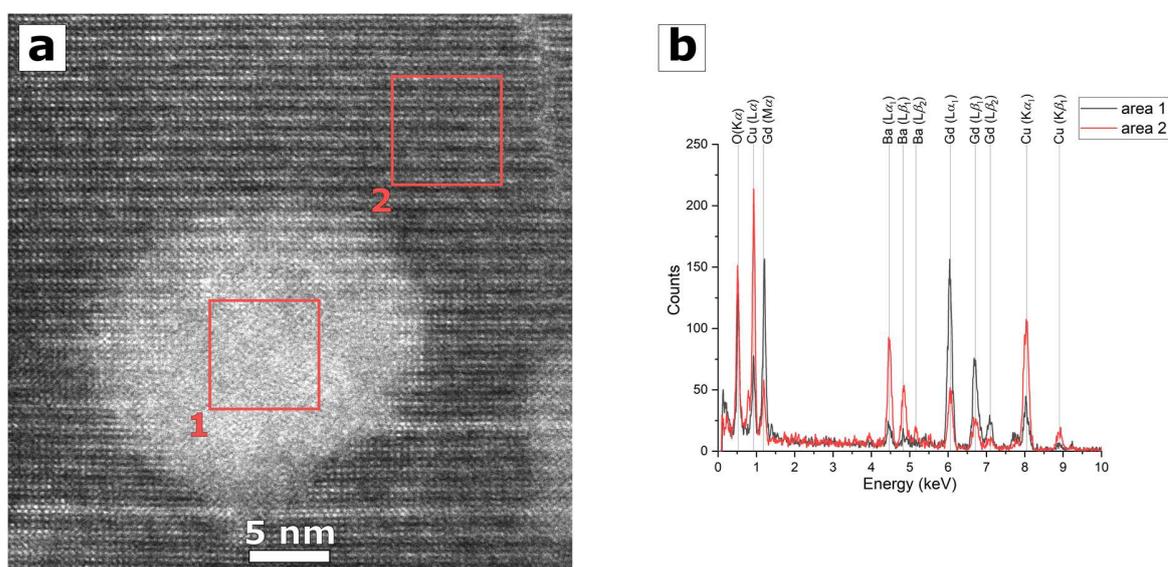


Рисунок 5.29 – Изображения HAADF STEM образца с 15% содержанием Gd (а) и энерго-дисперсионный анализ выбранной области (б). В таблице представлены процентные содержания элементов выбранных областей

Таблица 5.5 – Результаты EDXS анализа областей, представленных на Рисунке

	Gd (L)	Ba (L)	Cu (K)	O (K)
1	34	3	14	49
2	6	11	20	63

Температурная зависимость магнитной восприимчивости представлена в собственном магнитном поле (Рисунок 5.33 – (а)) и во внешнем магнитном поле $B=3$ Тл (Рисунок 5.33 – (б)). Отчётливо видно, что увеличение концентрации Gd приводит к снижению температуры сверхпроводящего перехода. Это видно, как из данных по действительной части магнитной восприимчивости, так и из данных мнимой части магнитной восприимчивости, и выражается в виде смещения ее пика. Внешнее магнитное поле также приводит к падению критической температуры сверхпроводящего перехода.

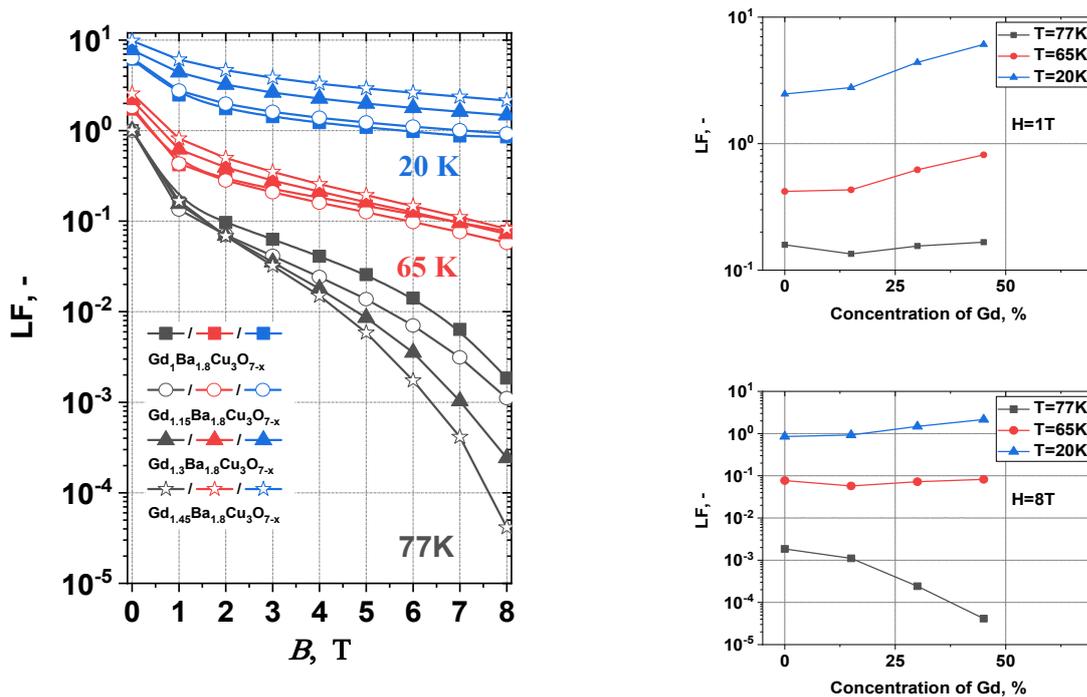


Рисунок 5.30 – Полевая зависимость лифт-фактора (ЛФ) при 77К, 65 и 20К для образцов с разным содержанием Gd (а). Критический ток I_c (при 77К), измеренный с использованием 4-х контактной методики для образцов с +0%Gd, +15% Gd, +30% Gd и +45% Gd – 681 А, 625 А, 458 А и 235 А соответственно. Также представлена зависимость ЛФ от концентрации Gd для полей 1 Тл (б) и 8 Тл (в)

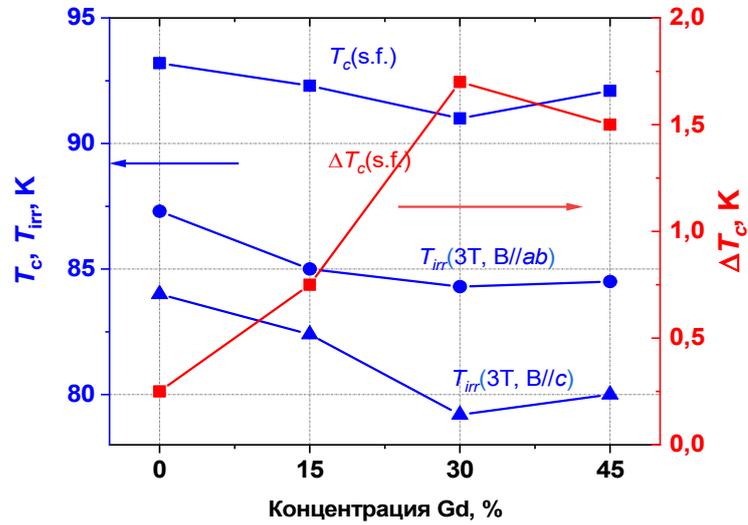


Рисунок 5.31 – Критическая температура в собственном магнитном поле, температура необратимости при 3 Т при направлениях поля $B//ab$ и $B//c$, а также ширина сверхпроводящего перехода в зависимости от концентрации Gd

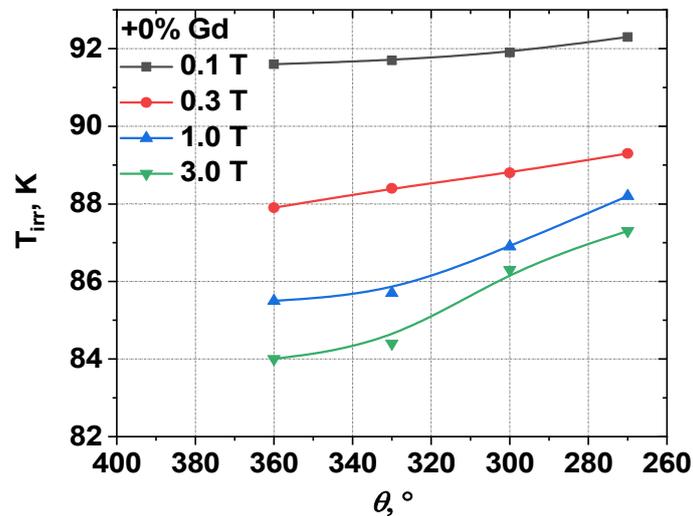


Рисунок 5.32 – (а) – Угловая зависимость температуры необратимости (T_{irr}) для исходного образца, $0^\circ = B//ab$ и $90^\circ = B//c$

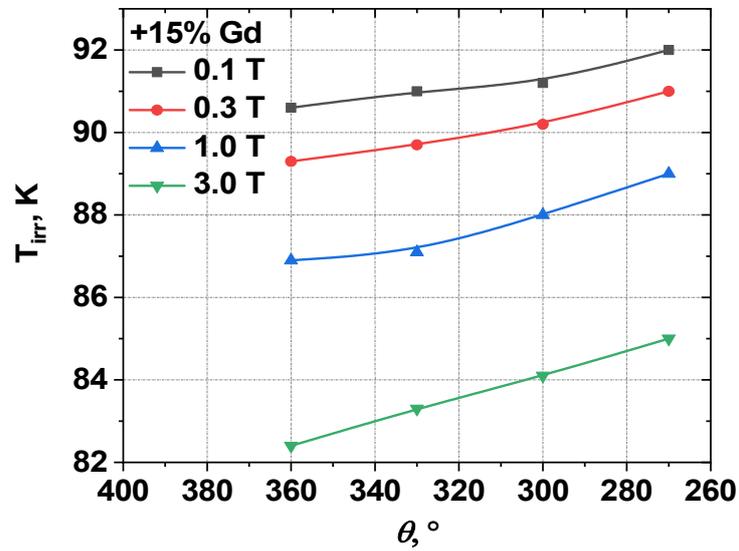


Рисунок 5.32 – (б) – Угловая зависимость температуры необратимости (T_{irr}) для образца с содержанием Gd – 15%, $0^0 = B//ab$ и $90^0 = B//c$

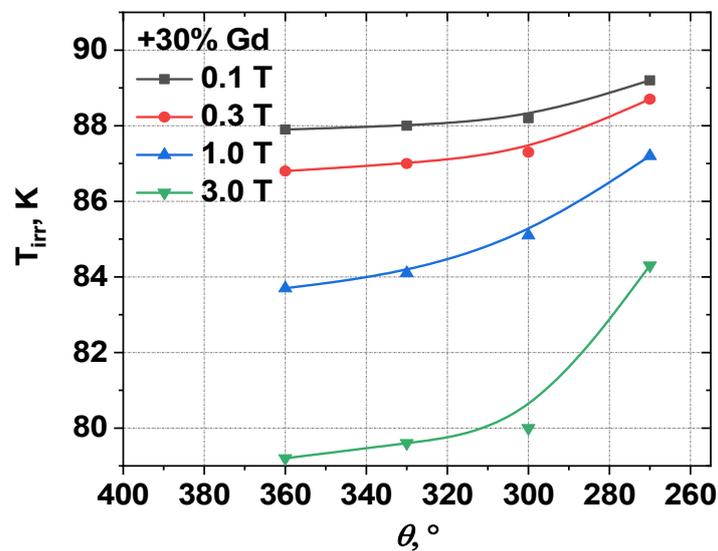


Рисунок 5.32 – (в) – Угловая зависимость температуры необратимости (T_{irr}) для образца с содержанием Gd – 30%, $0^0 = B//ab$ и $90^0 = B//c$

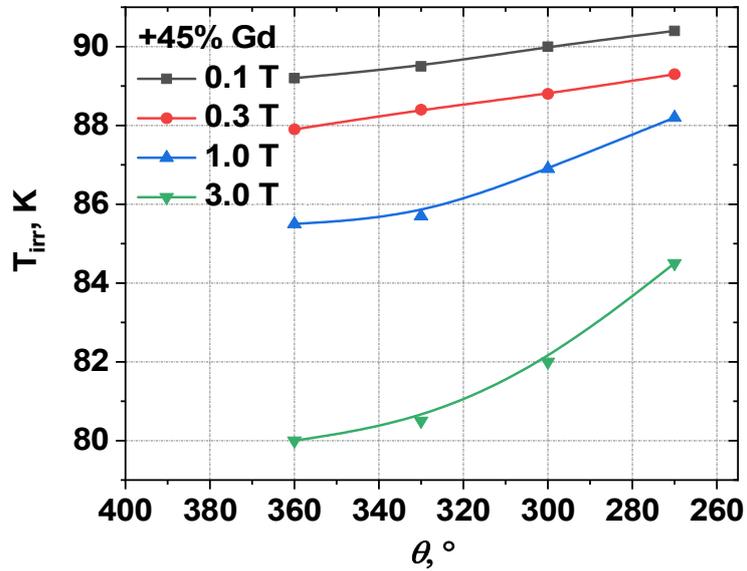


Рисунок 5.32 – (г) – Угловая зависимость температуры необратимости (T_{irr}) для образца с содержанием Gd – 15%, $0^{\circ} = B//ab$ и $90^{\circ} = B//c$

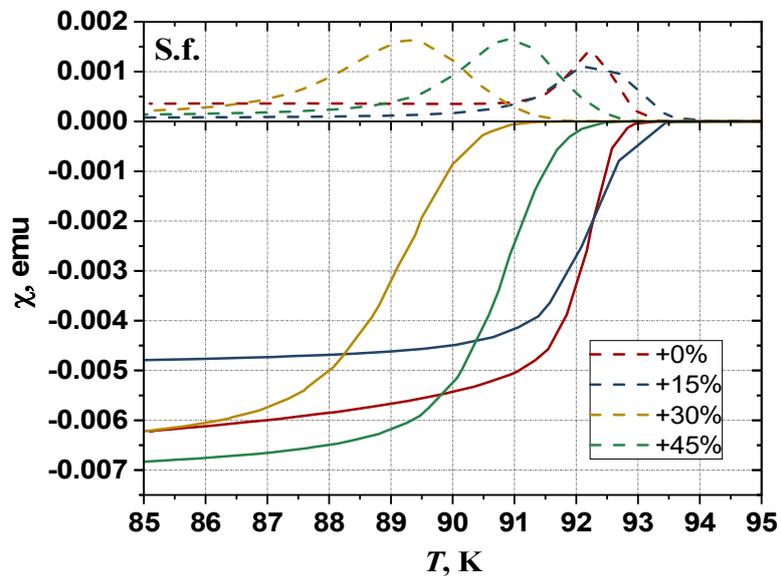


Рисунок 5.33 – (а) – Температурная зависимость мнимой и действительной частей магнитной восприимчивости для образцов с разным содержанием Gd в собственном магнитном поле

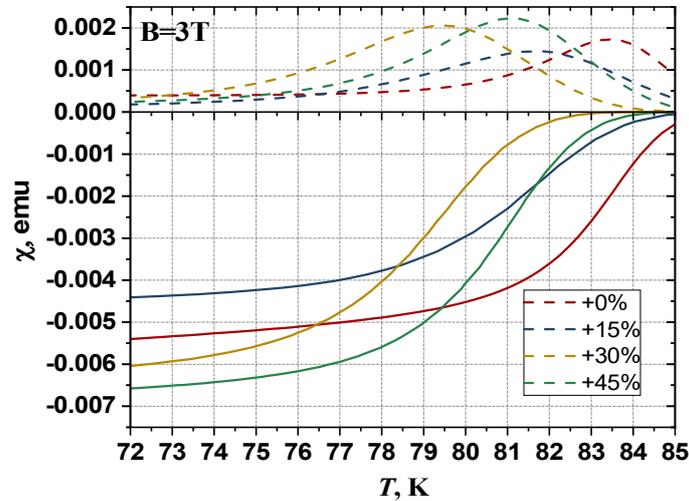


Рисунок 5.33 – (б) – Температурная зависимость мнимой и действительной частей магнитной восприимчивости для образцов с разным содержанием Gd в поле $B=3$ Тл

Более того, для мнимой части магнитной восприимчивости наблюдается размытие ее пика, которое тем больше, чем больше концентрация Gd. Отметим также, что не обращение в ноль мнимой части магнитной восприимчивости, скорее всего, связано с сильным пиннингом вихревой структуры при температуре кипения жидкого азота.

На Рисунке 5.34 представлена зависимость поля необратимости от $1-(T/T_c)^2$. Это зависимость описывает поведение вихревой структуры в образце. Согласно [151] под кривыми – область жесткого пиннинга, а над кривой - область вихревой жидкости.

С ростом температуры лифт-фактор падает быстрее, что свидетельствует об ухудшении его СП свойств в сильных магнитных полях. Этот результат хорошо коррелирует с результатами измерения полевых зависимостей критического тока при различных температурах. Для образцов с повышенной концентрацией Gd смещение кривых в область более высоких температур свидетельствует о повышении токонесущей способности.

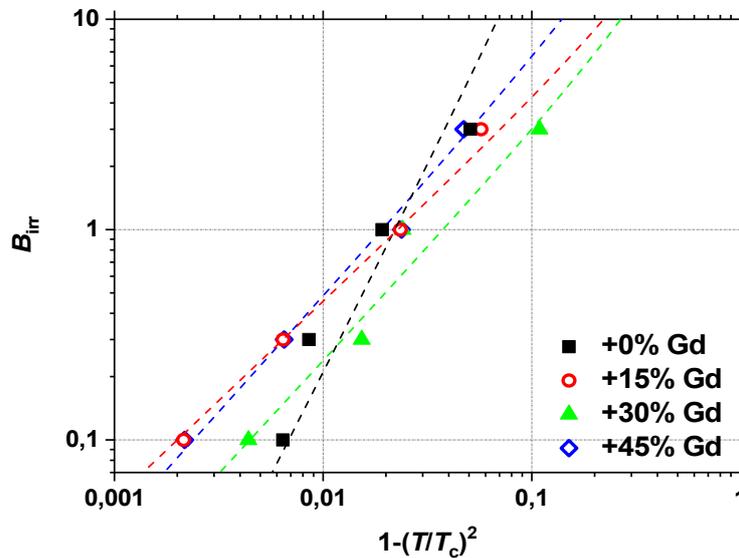


Рисунок 5.34 – Поле необратимости в зависимости от $1-(T/T_c)^2$ для образцов с разной концентрацией по Gd. Точками обозначены данные, полученные из экспериментальных зависимостей мнимой части магнитной восприимчивости. Прерывистой линией представлена аппроксимация $B_{irr}=B_{irr}(0)(T/T_c)^p(1-(T/T_c)^2)^n$

5.5 ОБЛУЧЕНИЕ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ ЛЕНТ 2-ГО ПОКОЛЕНИЯ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧНЫМИ ИОНАМИ

В процессе работы ВТСП ленты 2-го поколения в составе устройств на основе сверхпроводников, работающих в радиационных полях больших энергий (до сотен МэВ) и флюенсов (до $1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$), будут подвергаться воздействию облучения, в результате которого будет наблюдаться деградация их сверхпроводящих характеристик, таких как критическая температура сверхпроводящего перехода, а также плотность критического тока. Более того, воздействие высокоэнергетических частиц будет влиять на изменение кристаллической структуры ВТСП лент 2-го поколения. Как известно, морфология треков сильно зависит от электронных потерь энергии dE/dx , на

которую влияют несколько параметров, в том числе масса и энергия облучающего иона. В работе [152] собраны данные, которые указывают, что ионные треки в YBCO имеют тенденцию быть непрерывными для $dE/dx \geq 30$ кэВ/нм, для $20 \leq dE/dx \leq 30$ кэВ/нм они почти непрерывны с небольшими промежутками в сечении, и для $10 \leq dE/dx \leq 20$ кэВ/нм дефектные области изолированы и простираются вдоль трека иона в форме вытянутых эллипсоидов или сфер ниже 10 кэВ/нм.

В работе Марвика и др. [153] утверждалось о том, что при большой длине дефектов сила пиннинга вихревой решетки также должна быть наибольшей, так как эффективность закрепления вихрей на точечных дефектах и небольших включениях примесных атомов или вакансий слабые. В ВТСП лентах 2-го поколения вследствие достаточно малой длины когерентности ξ и чрезвычайно сильных тепловых флуктуациях закрепление вихрей должно происходить на столбчатых дефектах, то есть в случае, когда вихрь закрепляется на наноколоннах на протяжении их большей части. Однако не было указано, являются ли эти столбцы непрерывными или прерывистыми. Диапазон энергий ионов, использованных в этой работе, подразумевает формирование непрерывных и прерывистых треков в YBCO. Вайнштейн и др. [154, 155] собрали доказательства, подтверждающие предположение о преимуществах прерывистых центров пиннинга из-за меньшей дефектности сверхпроводящей матрицы и большего вклада в закрепление вихрей. Результаты этих работ свидетельствуют об увеличении критической плотности тока J_c в пять раз выше, по сравнению с непрерывными наноколоннами.

Леру и др. [156], а также Рупич и др. [157] продемонстрировали, что облучение ионами кислорода с энергией 3,5 МэВ и золота с энергией 18 МэВ при оптимальной дозе заметно увеличивает критический ток в сильных магнитных полях коммерческих ВТСП лент 2-го поколения. Основной научной целью этих

работ было создание смешанного пиннинга, состоящего из большого количества относительно небольших дефектов, вызванных облучением с ранее существовавшими дефектами (включения оксидов, двойниковые границы, точечные дефекты). Кроме того, количественная оценка локальной плотности закрепления вихрей показала преимущества случайного закрепления над упорядоченными массивами дефектов в широком диапазоне магнитных полей [158]. Стоит отметить, что это исследование открывает более простой путь к подходу создания пиннинга путем облучения для производства ВТСП лент 2-го поколения большой длины и использованием относительно низкой энергии ионов (до 20 МэВ). Однако природа и структура излучения дефектов, создаваемых ионами, а также состояние кристаллической структуры слоя YBCO после облучения не учитывались.

В работе [159] было показано, что ионные треки, образуются в 1 мкм YBCO пленке при бомбардировке ионами Xe и Kr в диапазоне энергий от 46 МэВ до 167 МэВ при потерях энергии ионизации dE/dx составляющих величину 4,7 кэВ/нм или более [159]. Значение 4,7 кэВ/нм является пороговой тормозной способностью для формирования аморфных треков в YBCO, что почти в три раза меньше, чем значение, представленное Жу и др. [160].

Индукцированные облучением поврежденные участки в YBCO играют важную роль в улучшении сверхпроводящих свойств в сильных магнитных полях. Так как вихри движутся под действием транспортного тока, то происходит рассеивание энергии, что приводит к большим потерям токонесущей способности в сверхпроводнике.

Именно поэтому в этой главе представлены результаты исследований, которые позволят пролить свет на процессы, происходящие на атомном уровне при формировании ионных треков различной морфологии. Представленные результаты объединяют исследование ПЭМ микроструктуры YBCO и измерения

сверхпроводящих свойств проводов ВТСП лент 2-го поколения в магнитных полях. Методы ПЭМ были использованы для определения изменения химического состава, структуры и плотности поврежденных областей в слоях YBCO ВТСП лент 2-го поколения, облученных 167, 77, и 46 МэВ для ионов ^{132}Xe (от 0.13 до 0.76 МэВ/нуклон). Проанализированы и проведено сравнение морфологии треков, включая их влияние на сверхпроводящие свойства в магнитных полях до 8 Тл при различных температурах в диапазоне от 4,2 до 77 К, чтобы подтвердить факт увеличения критической плотности тока за счет образования прерывистых треков. Для исследования использовались ВТСП ленты 2-го поколения производства компании SuperPower и С-Инновации. Технология получения подробно описана в [16] и в Главе 3. Несколько образцов размером 1,0 на 0,5 см² были вырезаны из ВТСП ленты для облучения. Затем образцы были установлены на медный держатель с водяным охлаждением (20 °С) и равномерно облучены при комнатной температуре путем сканирования ионного пучка по всей поверхности при среднем потоке ионов $2 \times 10^8 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ на циклотроне IC-100. Время облучения и поглотители подходящей толщины, вставленные между источником ионов Хе и образцом, использовались, чтобы выбрать флюенс и энергию ионов для облучения образца: 167 МэВ (флюенс $1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$), 77 и 46 МэВ (флюенс $5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$). Схема облучения представлена на Рисунке 5.35.

Матрица YBCO, морфология и структура ионных треков были исследованы на образцах при помощи просвечивающего электронного микроскопа (ПЭМ) на предварительно подготовленных образцах, порезанных сфокусированным ионным пучком (FIB) для планарного (3 образца для каждой энергии) и поперечного сечения (3 сечения для каждой энергии) на микроскопе FEI Helios Nanolab 600i и FEI Versa 3D DualBeam. Информация о микроструктуре образцов была собрана под полевым эмиссионным микроскопом с ускоряющими напряжениями 200 кВ и 80 кВ в светлопольном (BF), темнопольном (DF) режимах. Химический

микроанализ был выполнена с помощью энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии (EDXS) под большим углом (ChemiSTEM/FEI). Для обработки использовалось программное обеспечение Tecnai Osiris (FEI).

Критическая плотность тока образцов ВТСП лент 2-го поколения определялась при температурах 4,2, 20, 35, 50, 65 и 77К в полях до 9 Тесла (магнитное поле перпендикулярно плоскости образца, В//с) определялось из кривых намагничивания измеренных на PPMS при помощи вибрационного магнитометра со скоростью развертки магнитного поля 10 мТ/сек. Характерные кривые намагничивания для исходного образца представлены на Рисунке 5.36. Критическая температура сверхпроводящего перехода определялась по данным остаточного магнитного момента при нагревании камеры, в которой находился образец. Ионы Хе с самой высокой энергией (при проникновении в защитное покрытие Ag имеют энергию 167 МэВ и теряют энергию до 101 МэВ на границе



Рисунок 5.35 –Схема облучения ВТСП ленты 2-го поколения ионами Хе с энергией 46, 77 и 146 МэВ

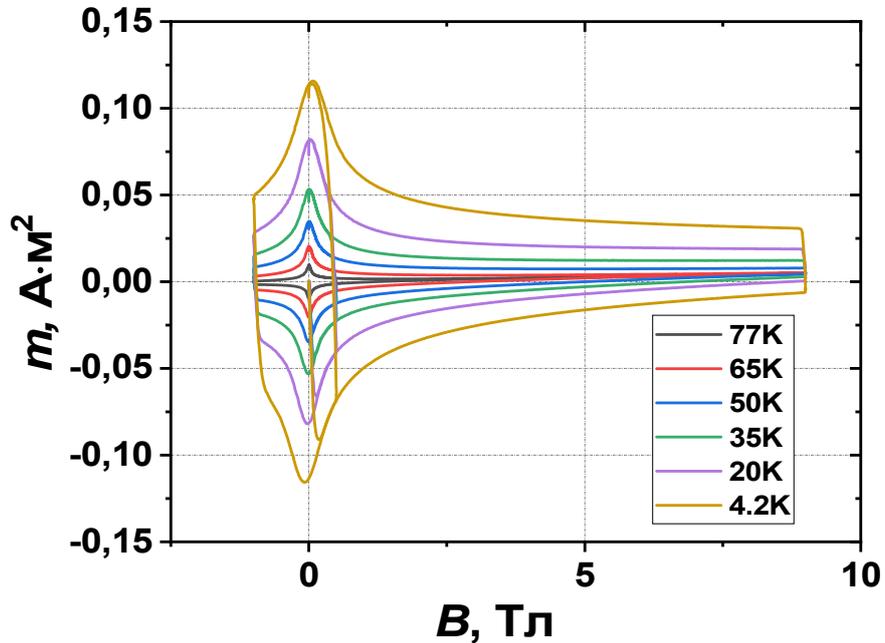


Рисунок 5.36 – Характерные кривые намагничивания для исходного образца серебро-слой YBCO), при этом образуются непрерывные (или почти непрерывные) треки, которые соответствуют расчетным электронным потерям энергии 22 кэВ/нм. Прерывистые треки образуются при облучении образцов энергией 77 МэВ (34,4 МэВ на границе серебро-слой YBCO), что соответствует расчетным электронным потерям энергии около 15,0 кэВ/нм. Все эти расчетные значения, указаны в работах [161] и [162] для YBCO.

Контраст на изображениях ПЭМ сильно зависит от дифракционных условий, которые меняются из-за деформации фольги под пучком электронов и зернистой структуры образца. С другой стороны, контраст треков, представленных на изображениях высокоугловой кольцевой сканирующей просвечивающей электронной микроскопии (сокращенно HAADF), зависит от химического состава (среднего атомного номера или разницы в плотности материала треков и матрицы) и, в меньшей степени, от условий дифракции.

Поэтому отсутствие изображений треков не означает отсутствие треков в образцах, а их видимость определяется условиями съемки и свойствами материала.

Непрерывные (псевдонепрерывные) и прерывистые ионные треки Хе шириной около 5 нм в матрице YBCO в плоскости [100] ТЕМ/HRTEM среза показаны на Рисунках 5.37 и 5.38.

Непрерывные ионные треки Хе шириной около 5 нм проникают от слоя Ag (черные области в верхней части малого увеличения изображения на Рисунке 5.38 – (а)) до буферных слоев и параллельны оси [001] матрицы YBCO. Треки, образованные ионами Хе энергией 77 МэВ, содержат эллипсоиды с большим диаметром до 20–25 нм и сфероидальные области с зазорами между дефектами около 10 нм (Рисунок 5.39).

Ионы Хе с более низкой энергией – 46 МэВ порождают прерывистые треки, состоящие из поврежденных сфероидальных зон («бусин») с расстояниями между ними порядка 3-10 нм вдоль направления трека параллельно оси YBCO [001] (Рисунок 5.39). Таким образом, ось эллипсоидов (ионы Хе 77 МэВ) уменьшается с уменьшением энергии ионов. Небольшие размеры дефектов, создаваемых менее энергичными ионами, из-за низкого контраста дефектов сложно наблюдать и изучать их морфологию. Аморфная структура треков в поперечном сечении HRTEM изображения выявляется, если разрез образца проходит через его центр (см., например, Рисунок 5.39 – (в)).

Полевая зависимость критической плотности тока для образцов до и после облучения представлена на Рисунке 5.40. Отчетливо наблюдается различное поведение для исходного образца, облученного энергией 46 МэВ. Критическая плотность тока в поле более 1 Тл падает не так быстро для облученного образца в сравнении с исходным образцом. В поле 9 Тл критическая плотность тока также больше в два раза при низкой температуре – 4,2 К. На Рисунке 5.41 представлены

полевые зависимости силы пиннинга построенные по данным полевой зависимости критических плотностей тока представленных на Рисунке 5.40. Отчетливо виден рост силы пиннинга при увеличении энергия облучения ионами Хе по сравнению с исходным образцом.

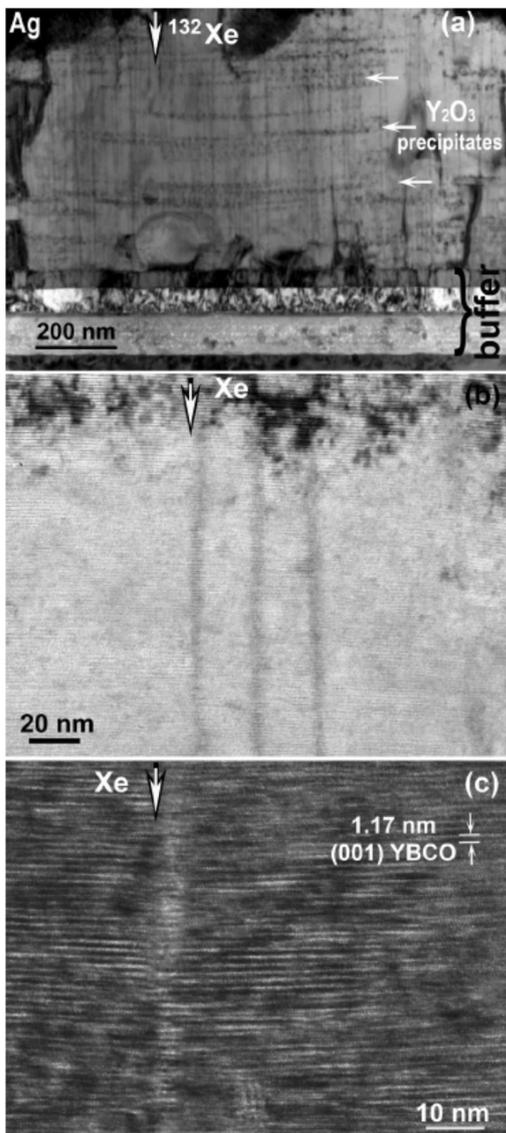


Рисунок 5.37 – Непрерывные (псевдонепрерывные) треки ионов Хе в облученных образцах энергией 167 МэВ.

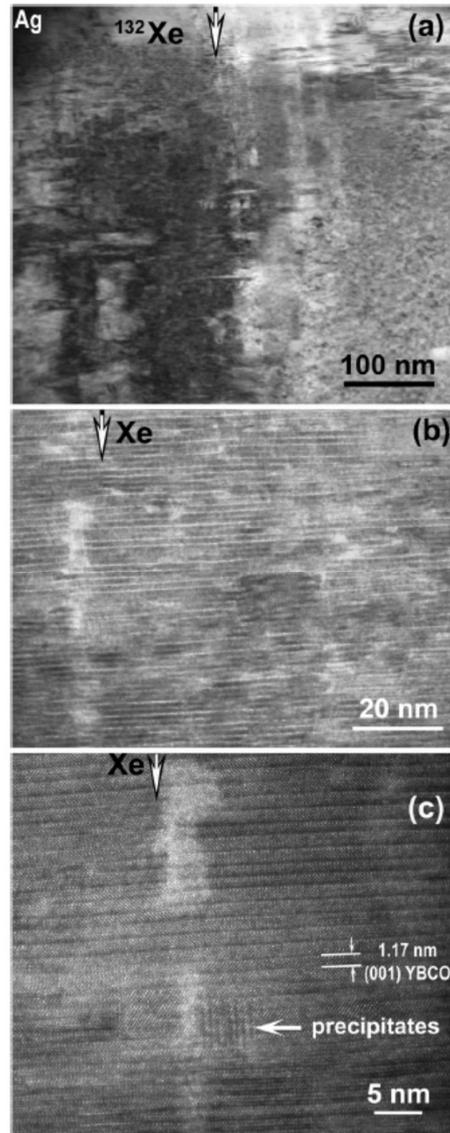


Рисунок 5.38 – Прерывистые треки ионов Хе в облученных образцах энергией 77 МэВ.

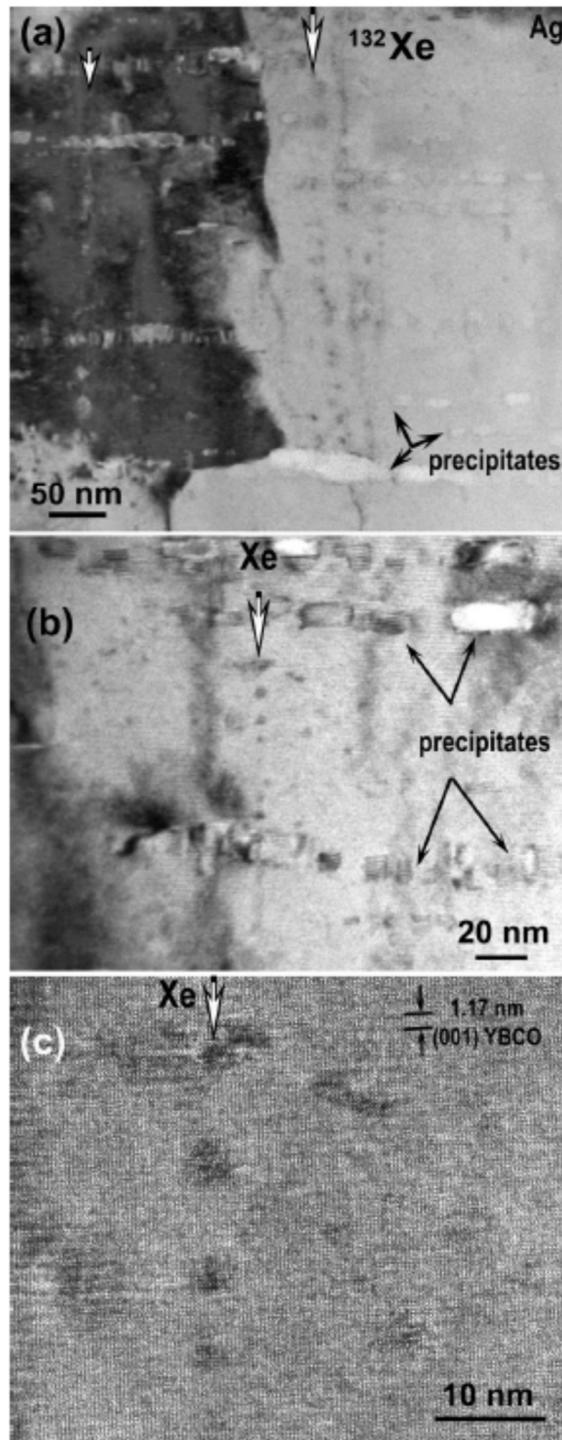


Рисунок 5.39 – Прерывистые треки ионов Xe в облученных образцах энергией с 46 МэВ, состоящие из поврежденных сфероидальных зон

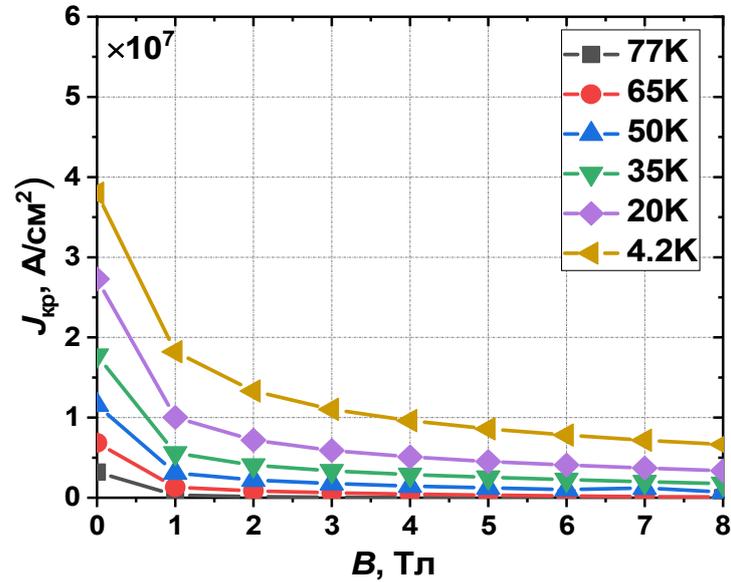


Рисунок 5.40 – (а) – Полевая зависимость критической плотности тока для образца необлученной ВТСП ленты 2-го поколения производства компании SuperPower

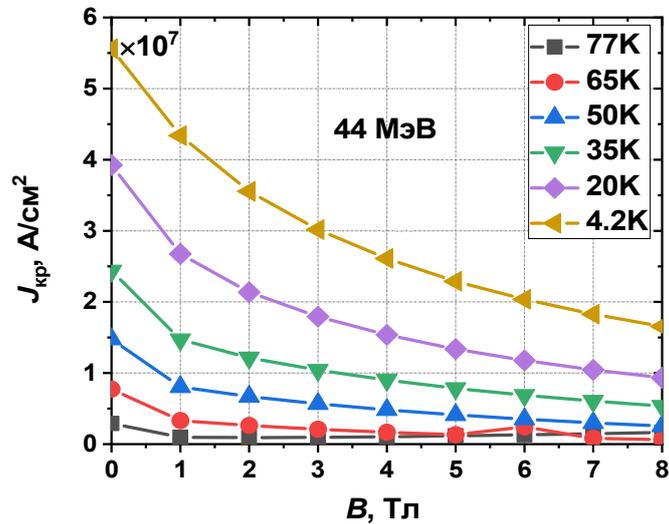


Рисунок 5.40 – (б) – Полевая зависимость критической плотности тока для образца ВТСП ленты 2-го поколения производства компании SuperPower, облученного энергией 46 МэВ и флюенсом $5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$

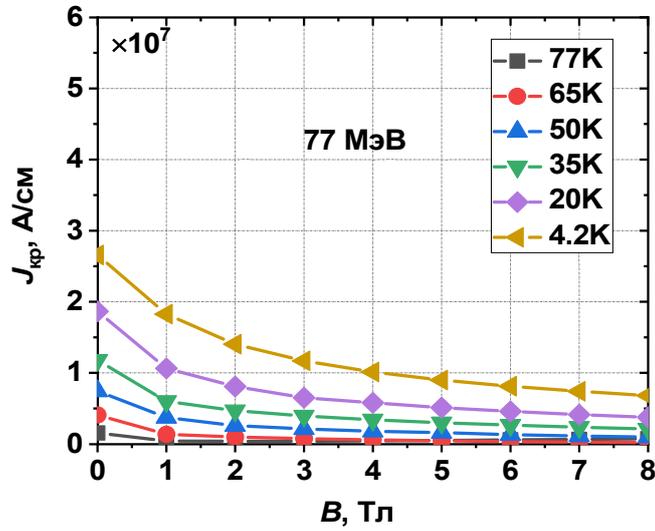


Рисунок 5.40 – (в) – Полевая зависимость критической плотности тока для образца ВТСП ленты 2-го поколения производства компании SuperPower, облученного энергией 77 МэВ и флюенсом $5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$

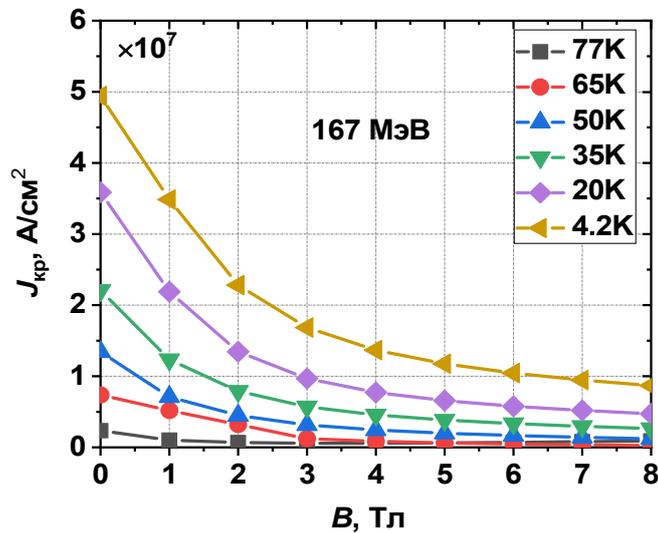


Рисунок 5.40 – (г) – Полевая зависимость критической плотности тока для образца ВТСП ленты 2-го поколения производства компании SuperPower, облученного энергией 167 МэВ и флюенсом $1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$

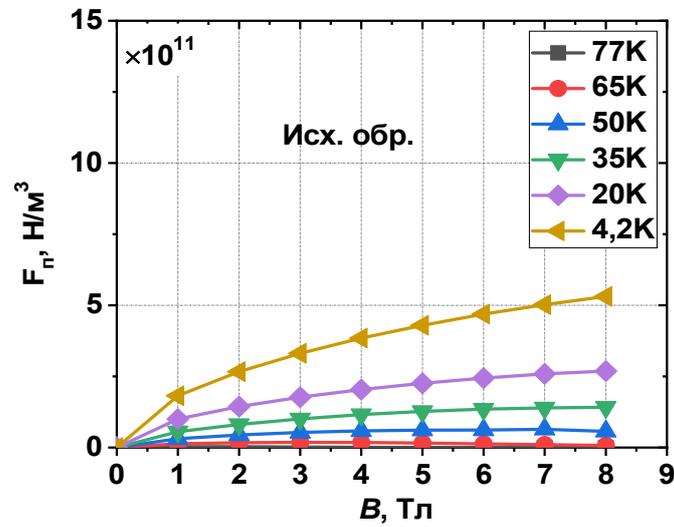


Рисунок 5.41 – (а) – Полевая зависимость силы пиннинга для исходного образца ВТСП ленты 2-го поколения производства компании SuperPower

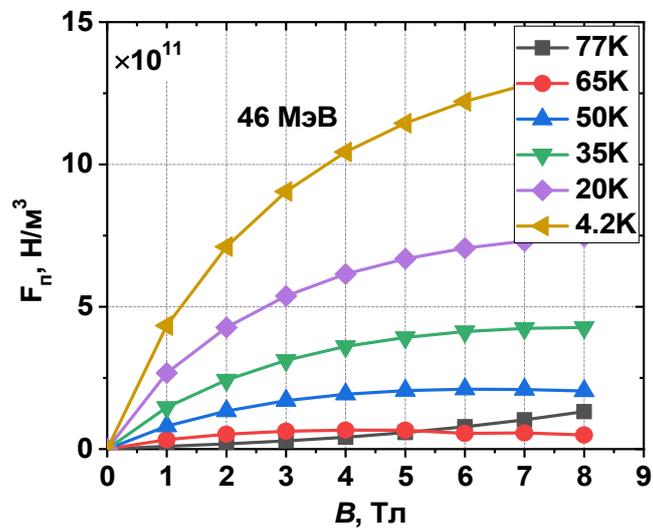


Рисунок 5.41 – (б) – Полевая зависимость силы пиннинга для образца ВТСП ленты 2-го поколения производства компании SuperPower, облученного энергией 46 МэВ и флюенсом $5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$

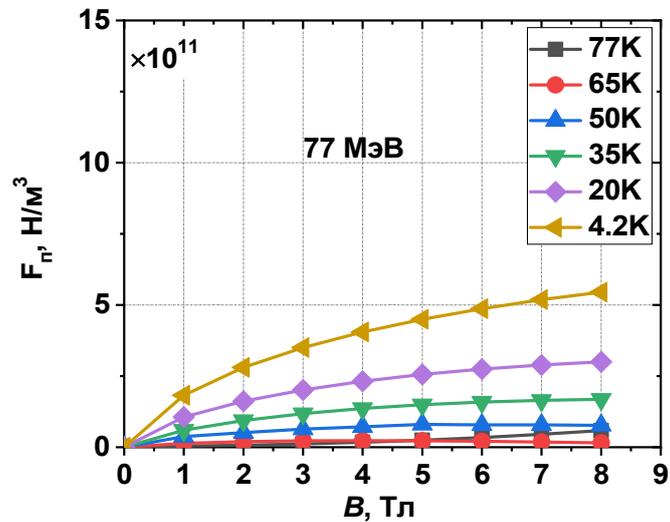


Рисунок 5.41 – (в) – Полевая зависимость силы пиннинга для образца ВТСП ленты 2-го поколения производства компании SuperPower, облученного энергией 77 МэВ и флюенсом $5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$

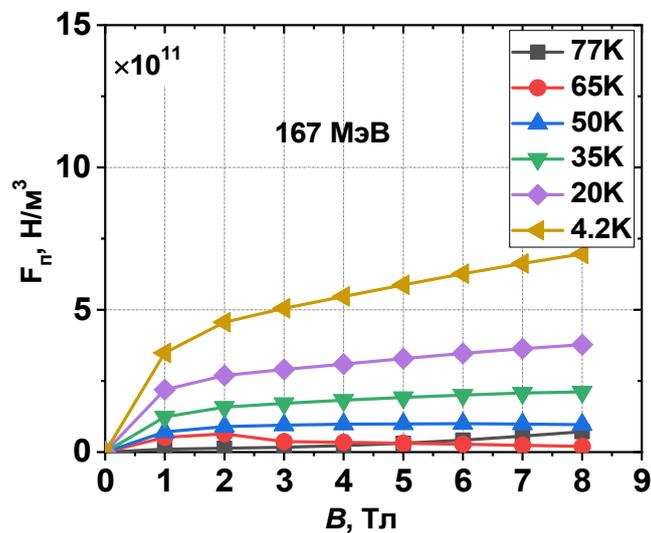


Рисунок 5.41 – (г) – Полевая зависимость силы пиннинга для образца ВТСП ленты 2-го поколения производства компании SuperPower, облученного энергией 167 МэВ и флюенсом $1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$

Таким образом для всех значений энергии радиационные повреждения хорошо наблюдаются, но имеют разную топологию, распределение и размеры. Хорошо известно, что энергия падающих частиц уменьшается по мере внедрения в мишень, за счет упругих (атомных) и неупругих потерь. Оба этих канала потерь способны образовывать повреждения в пленках YBCO. На основании полученных наблюдений можно отметить следующие наблюдения:

1. В образце, облученном ионами с энергией 46 МэВ и флюенсом $5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, по всей видимости, образуются зоны повреждений, созданные первично выбитыми атомами (ПВА) вещества мишени, образованными в упругом канале потерь быстрой частицей. Их размер мал, порядка поперечных размеров элементарных ячеек структуры ReBCO. Объем этих повреждений порядка ξ^3 и они являются эффективными центрами пиннинга вихрей, так как их размер составляет значение $\sim \xi$. Это подтверждается данными микроструктурного анализа, где они отчетливо наблюдаются (Рисунок 5.39, обозначено стрелочками). Эти повреждения создают новые центры пиннинга в пленках ReBCO, распределенные случайно равномерным способом, по крайней мере в части пленки со стороны облучения. Стоит также отметить, что при всех температурах измерения при увеличении внешнего магнитного поля до 8 Т для этого образца, согласно эмпирической зависимости Кима-Андерсона, наблюдается более плавное падение плотности критического тока, чем в исходном необлученном образце и образцах, облученных при энергиях 77 МэВ и 167 МэВ. Анизотропия плотности критического тока при этом снижается.
2. В образце, облученном энергией 77 МэВ и флюенсом $5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, образуются нерегулярные радиационные треки диаметром порядка (a, b) и имеющим продольный размер, превышающий размер вдоль оси c , т.е.

много больше, чем длина когерентности ξ . Вероятно, при этой энергии падающих ионов происходит объединение зон смещения, образованных различными ПВА. Реализуется так называемый режим смешанных дефектов [92]. При этом в поперечнике каждый такой дефект проникает в образец не на полную толщину. Для этих образцов наблюдается падение силы пиннинга (см. Рисунок 5.41 – (в)) во всем диапазоне измеряемых температур в сравнении с образцом, облученным меньшей энергией при этом же флюенсе. Это, вероятно, является следствием нерегулярного расположения дефектов друг относительно друга, эти дефекты являются менее эффективными для закрепления вихревой структуры, а вихревая решетка становится также не регулярной.

3. Для образца, облученного 167 МэВ и флюенсом $1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, образуются радиационные треки, проникающие на всю толщину образца. По всей видимости, образуются повреждения, описываемые моделью "кулоновского взрыва" (процесс электростатического расталкивания положительно заряженных ионов за характерное время существования областей, покинутых быстрыми электронами) [163]. При максимальной энергии образуются треки, пронизывающие всю толщину пленки, напоминающие следы, создаваемые осколками деления при ядерных реакциях. В последнем случае возможно образование вдоль оси трека обедненной области при значительных смещениях за счет ударной волны. Топология этих центров пиннинга аналогична центрам пиннинга, создаваемых на этапе формирования пленки. Реализуется так называемый пиннинг на колончатых дефектах. Введение центров пиннинга, таким образом, приводит к увеличению критической плотности тока, но заметно снижает его анизотропию. Сила пиннинга в этом образце также снижается, как видно из Рисунка 5.41 – (г), в сравнении с силой пиннинга

для образца, облученного энергией 44 МэВ, но увеличивается в сравнении с силой пиннинга исходного образца.

На Рисунках 5.42 и 5.43 представлены результаты зависимости лифт-фактора от энергии облучения, определённые для температур 77 и 4.2К и полях до 8 Тл. При этих температурах зависимости выглядят различно. Отчетливо наблюдается, что при температуре 77К лифт-фактор имеет максимум при энергии 46 МэВ и флюенсе $5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, а затем снижается уже при энергии 77 МэВ и флюенсе $5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. При энергии 167 МэВ, но флюенсе $1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ увеличивается во всем диапазоне полей. При температуре 4.2К зависимость лифт-фактора от энергии увеличивается и имеет максимум при энергии 46 МэВ и флюенсе $5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, затем снижается при 77 МэВ и флюенсе $5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ во всем диапазоне полей.

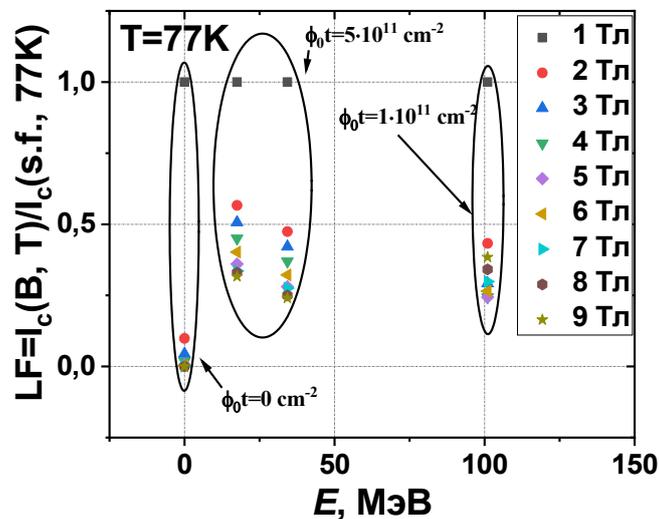


Рисунок 5.42 – Зависимость лифт-фактора от энергии облучения при температуре 77К

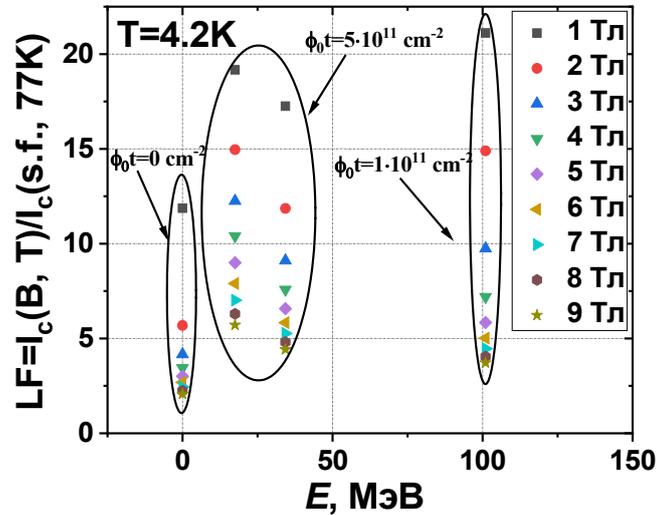


Рисунок 5.43 – Зависимость лифт-фактора от энергии облучения при температуре 4,2К

Благодаря проведенным систематическим исследованиям ВТСП лент 2-го поколения, облученных высокоэнергетичными ионами Хе с энергией 167 МэВ и флюенсами до $1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, удалось определить оптимальное значение флюенса для получения максимального критического тока при различных температурах и внешнем магнитном поле. На Рисунке 5.44 – (а) представлены данные нормированного значения критического тока от нормированного флюенса ионов Хе при температурах 77 и 65К и поле 1 Тл. Отчетливо наблюдается увеличение критического тока с увеличением флюенса. При этом пик критического тока при температуре 77К в поле 1 Тл соответствует флюенсу $2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, что свидетельствует о его смещении по сравнению с пиком для исходного образца, который наблюдается при флюенсе $2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Аналогичное смещение наблюдается и при 65К. При 20К в поле 1 Тл пик критического тока смещается в область флюенса $3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, а при 20К и поле 8 Тл пик критического тока

соответствует флюенсу $5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Это продемонстрировано на Рисунке 5.44 – (б). Наблюдаемое поведение критического тока связано с увеличением концентрации ионных треков, выступающих в роли эффективных центров пиннинга. То есть облучение приводит к образованию большей плотности ионных треков длиной порядка глубины ВТСП пленки (брэгговская длина пробега таких ионов составляет несколько мкм). При этом с флюенсом растет число образовавшихся ионных треков, расстояние между которыми становится сопоставимым с 2λ (λ – глубина проникновения). Именно на таком расстоянии происходит максимальное увеличение силы коллективного пиннинга, то есть пик-эффект по критическому току. Согласно литературе [7], глубина проникновения для исследуемого типа системы составляет 27 нм, а по данным электрофизических измерений для образца, облученного ионами Хе с флюенсом $3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, глубина проникновения составляет 29,6 нм. В образце реализуется состояние упругого межвихревого взаимодействия, которое и способствует максимальному повышению токнесущей способности. Для наглядности в Таблице 5.5 представлены максимальные значения критического тока I_c , полученные для 3 характерных внешних условий: при ($B=0$, $T=77\text{К}$) флюенс для получения максимального критического тока – $1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ – даёт $I_c=274\text{А}$, при ($B=2$ Тл, $T=50\text{К}$) оптимум смещается до флюенса $2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (735 А), а при ($B=8$ Тл, $T=20\text{К}$) – уже до $5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (критический ток 921 А), в последнем случае критический ток при 77К в собственном поле и критическая температура уже начинают значительно снижаться из-за нарушения дальнего порядка сверхпроводника.

Зависимость нормированного значения критической температуры сверхпроводящего перехода, представленная на Рисунке 5.45, показывает монотонное уменьшение T_c при увеличении флюенса. Отмечена зависимость критической температуры от дозы облучения $T_c \approx T_{c0}(1 - k(\phi t))$, $k \approx 0.14 \cdot 10^{12}$), где T_{c0} – критическая температура необлученного образца.

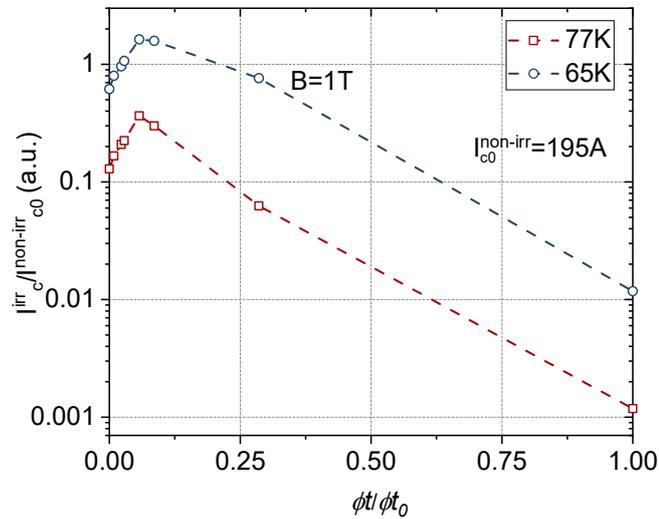
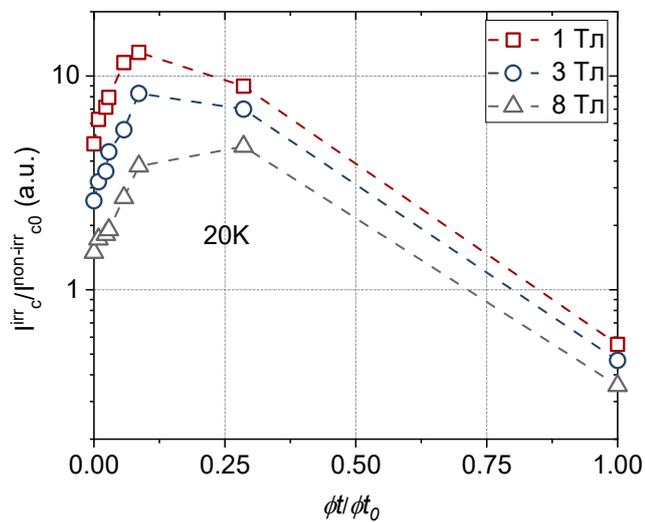


Рисунок 5.44 – (а) – Зависимость нормированного критического тока образцов ВТСП ленты 2-го поколения от нормированного флюенса ионов Хе энергией 167 МэВ в поле 1 Тл и при температурах 77 и 65К



б)

Рисунок 5.44 – (б) – Зависимость нормированного критического тока образцов ВТСП ленты 2-го поколения от нормированного флюенса ионов Хе энергией 167 МэВ в полях 1, 3 и 8 Тл и при температуре 20К.

Таблица 5.5 – Параметры референсного не облученного и облученных различным флюенсом образцов.

Флюенс, см ⁻²	I _c , А (4мм, Н=0, 77К)	I _c , А (4мм, Н=2Т, 50К)	I _c , А (4мм, Н=8Т, 20К)	T _c , К	XRD RD FWHM, град. (полуширина кривой качания (005)YBCO вдоль ленты)	XRD TD FWHM, град. (полуширина кривой качания (005)YBCO поперек ленты)	XRD Phi (103)YBCO scan средний FWHM, град.
0	195	207	291	88	1,129	1,350	2,86
3·10 ¹⁰	195	257	336	88	1,144	1,887	3,39
8·10 ¹⁰	233	368	400	87.8	1,163	2,33	3,81
1·10 ¹¹	274	455	496	87.7	1,175	2,413	4,53
2·10 ¹¹	270	735	734	87.4	1,227	5,346	5,03
3·10 ¹¹	198.5	635	725	87	1,179	3,079	4,39
5·10 ¹¹	171	644	921	86.5	1,192	4,359	5,29
1·10 ¹²	63	397	906	84.5	1,268	5,294	5,89

Падение T_c начинается при флюенсе $8 \cdot 10^{10}$ см⁻² и при флюенсе $1 \cdot 10^{12}$ см⁻² снижается на 4% до 84,5К (см. Таблицу 5.5). Такое поведение связано с образованием ионных треков, которые являются причиной ухудшения остроты текстуры образцов. При этом создаваемые ионные треки являются эффективными центрами пиннинга вихревой структуры, что приводит к увеличению токонесущей способности образцов.

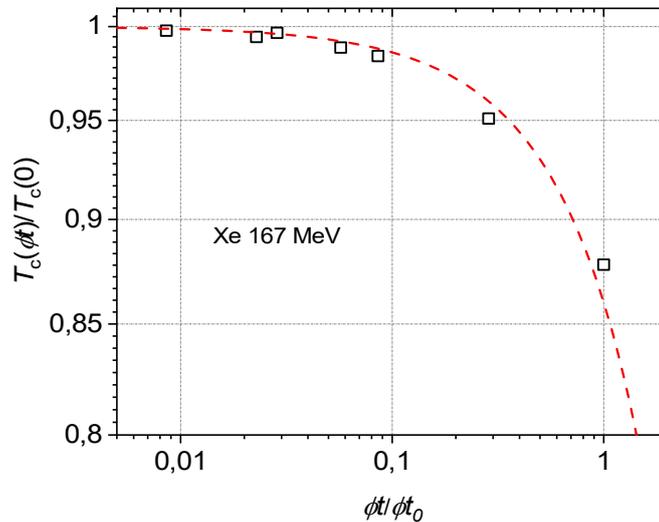


Рисунок 5.45 – Зависимость нормированной критической температуры сверхпроводящего перехода образцов ВТСП лент 2-го поколения от нормированного значения флюенса ионов Хе с энергией 167 МэВ

На Рисунке 5.46 представлены дифрактограммы, снятые в симметричном режиме на дифрактометре Rigaku Smart Lab. Из Рисунка 4.46 – (а) видно, что положения пиков исходного и облученных образцов (для примера показана дифрактограмма для образца, облученного флюенсом $3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$) практически не различимы, а значит с-параметр решетки под облучением не изменяется. Однако существенно увеличиваются ширины пиков, что говорит о снижении остроты текстуры, см. приближенную область на Рисунке 5.46 – (б). Сравнение ширин дифракционных пиков и их амплитуд является корректным, учитывая одинаковую толщину образцов и проводимую нормировку по амплитуде рефлекса от подложки (Хастеллой). Ухудшение остроты текстуры с увеличением флюенса подтверждается и Phi-сканом (103) YBCO (см. Рисунок 5.46 – (в)). Обращает на себя внимание различный характер увеличения ширин пиков кривых качания (005) YBCO в параллельном (RD) и перпендикулярном (TD) ленте направлении в зависимости от флюенса: у необлученного образца кривые качания в двух

перпендикулярных направлениях (RD и TD) имеют примерно одинаковую ширину, а у облученных образцов наблюдается однозначное уширение в направлении TD. Такое поведение подтверждает, что в образце реализуется аморфная структура регулярных треков с небольшим наклоном относительно кристаллографической плоскости ab .

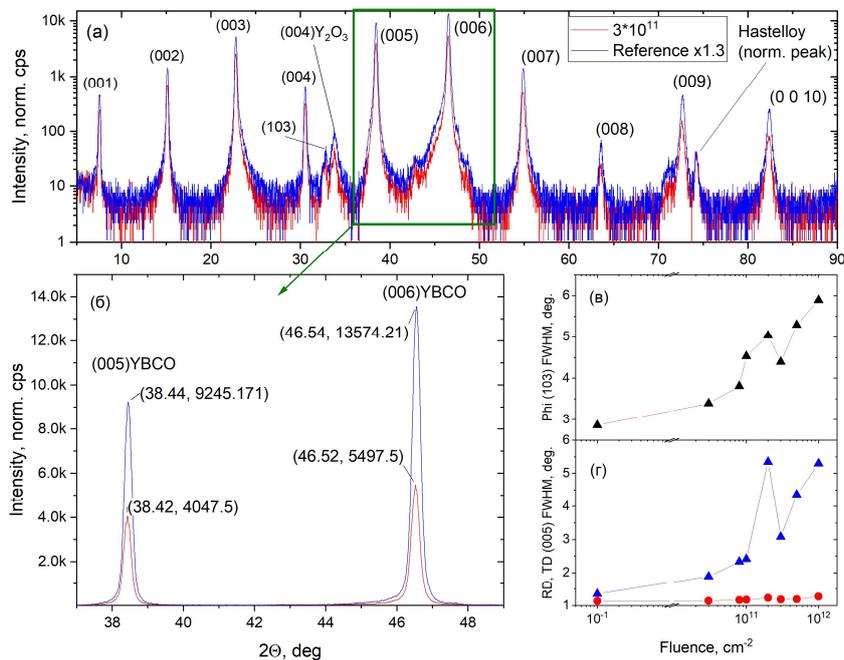


Рисунок 5.46 – (а) Дифрактограммы, снятые в симметричном $\theta/2\theta$ режиме, для исходного и облученного флюенсом $3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ образцов.

«Norm. peak» - это рефлекс от подложки, по которому проводилась нормировка интенсивности; (б) – Приближенная область рисунка «а», на которой детально видно существенное изменение интенсивности (005) и (006)YBCO рефлексов до и после облучения; (в) Средние значения FWHM (103)YBCO рефлекса при Phi сканировании в зависимости от флюенса; (г)

FWHM кривой качания (005)YBCO в параллельном (RD) и перпендикулярном (TD) ленте направлениях в зависимости от флюенса

Далее представлены результаты экспериментальных исследований образцов ВТСП лент 2-го поколения производства компании «С-Инновации», облученных

ионами Au с энергией 18 МэВ и ионами Ni с энергией 12 МэВ. Облучение образцов проводилось на ускорителе тяжелых ионов Тиара (Япония). Фотография установки для облучения представлена на Рисунке 5.47. Для облучения использовались образцы с покрытием из серебра толщиной порядка 2 мкм.

Согласно проведенным расчетам, облучение ионами Au должно приводить к образованию дефектов в области порядка 1,5 мкм, то есть не на полную толщину сверхпроводящей пленки (Рисунок 5.45 – (а)). В отличие от образца, облученного ионами Au, для образца, облученного Ni с энергией 12 МэВ, проведенный расчет свидетельствует о том, что пробег ионов происходит на полную толщину пленки. Это поведение подтверждается тем, что значение критического тока в сравнении с исходным образцом увеличивается уже при температуре 77К.

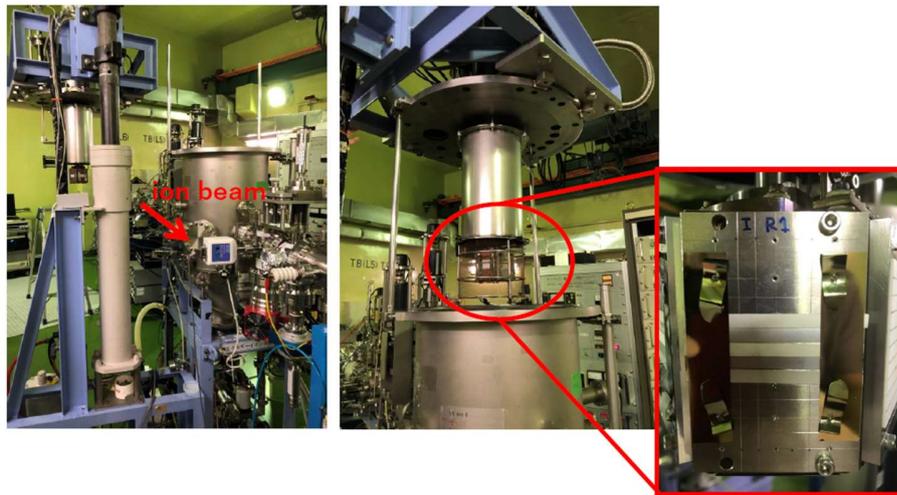


Рисунок 5.47 – Фотография ускорителя тяжелых ионов для облучения ВТСП лент 2-го поколения

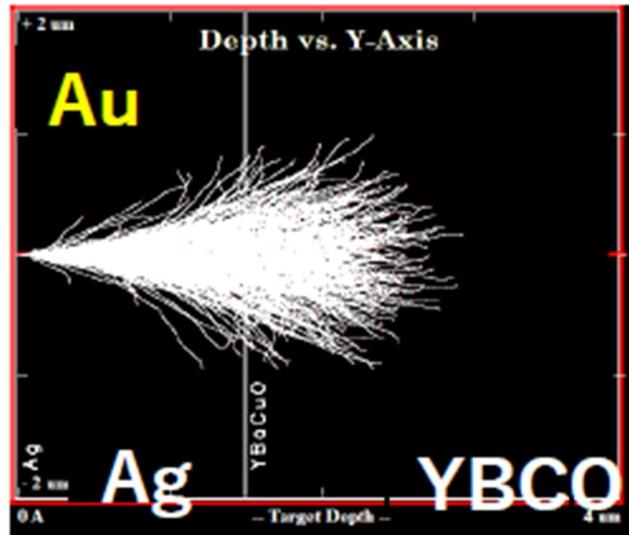


Рисунок 5.48 – (а) – Диаграмма повреждения образцов ВТСП лент 2-го поколения в результате облучения ионами Au с энергией 18 МэВ, расчет проводился при помощи кода SRIM2013

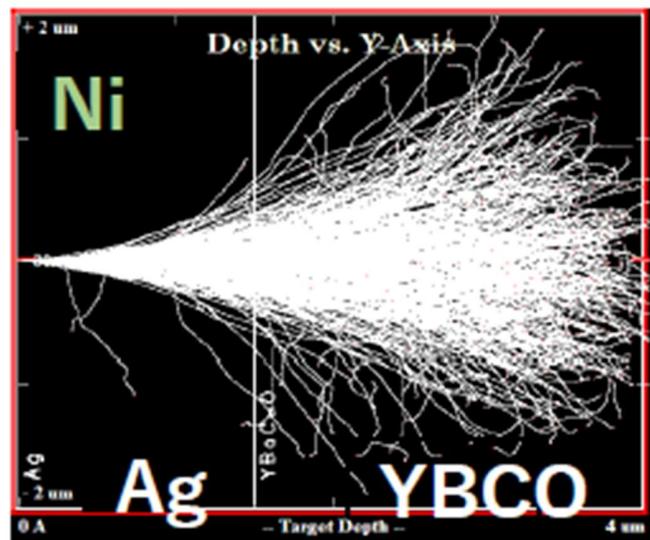


Рисунок 5.48 – (б) – Диаграмма повреждения образцов ВТСП лент 2-го поколения в результате облучения ионами Ni с энергией 12 МэВ, расчет проводился при помощи кода SRIM2013

Измерение полевой зависимости критического тока (см. Рисунок 5.49 и 5.52) для образцов YBCO проводилось с использованием методики, описанной выше.

При облучении ионами Au с энергией 18 МэВ и флюенсом $1,5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ отчетливо наблюдается увеличение критического тока в 1,5 раза по сравнению с исходным образцом. Увеличение флюенса облучения до $6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ приводит к снижению абсолютного значения критического тока. Причем это значение становится гораздо ниже значения тока для исходного образца и составляет 236 А при 77К в собственном магнитном поле. Для ионов Ni с энергией 12 МэВ также наблюдается увеличение критического тока, но оно происходит в 1,2 раза при температурах 77 и 65К.

Зависимость силы пиннинга от внешнего магнитного поля представлена на Рисунке 5.50 – (а). Наблюдаемое смещение пика нормированной силы пиннинга в область сильных магнитных полей для необлученного образца относительно облученных при температуре 77К свидетельствует об изменении типа пиннинга вихревой решетки в результате облучения ионами Au. Аналогичное поведение наблюдается и при температуре 65К. Такое смещение связано с тем фактом, что доминирующую роль в подобных системах играет слабый пиннинг на точечно-подобных дефектах. При этом трехмерное разупорядочение приводит к росту критического тока, так как появляется вклад от слабых, но многочисленных точечных сил. Это подтверждается тем фактом, что происходит смещение пика силы пиннинга в область более сильных магнитных полей, как при температуре 77К, так и при температуре 65К. Облучение же ионами Ni не приводит к изменению типа пиннинга вихревой решетки из-за того, что энергия ионов слишком мала, чтобы внести дефектность в структуру, что подтверждается данными зависимости силы пиннинга от внешнего магнитного поля при 77 и 65К (см. Рисунок 5.50 – (б)) и данными зависимости поля необратимости B_{irr} от $1 - (T/T_c)^2$ (см. Рисунок 5.51). Для образца NdEuGdBaCuO, в сравнении с образцом YNdBaCuO эта зависимость претерпевает изменение наклона от увеличения флюенса.

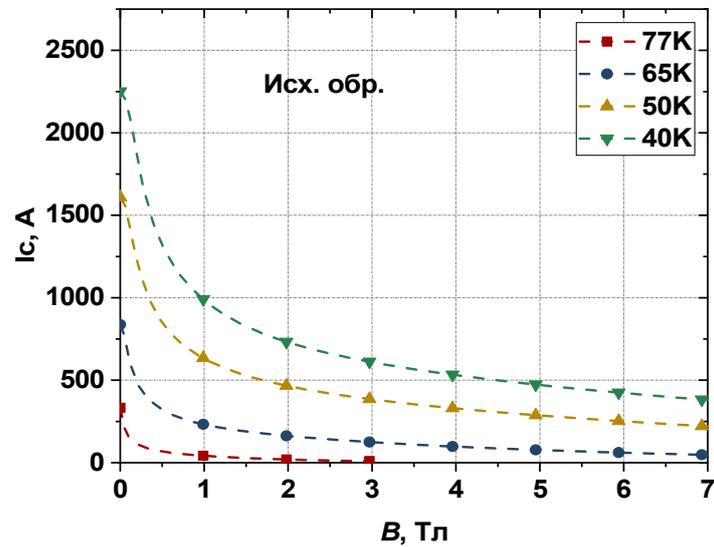


Рисунок 5.49 – (а) – Полевая зависимость критического тока необлученного образца ВТСП ленты 2-го поколения на основе YBCO в полях до 7 Тл и при температурах 77, 65, 50 и 40К

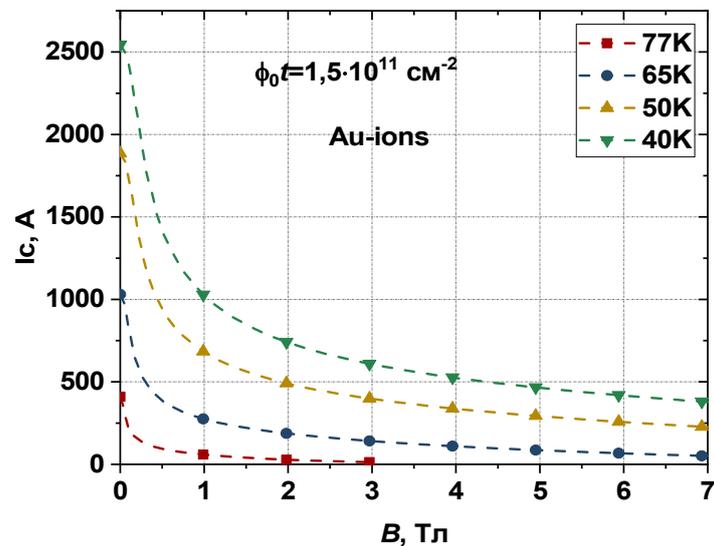


Рисунок 5.49 – (б) – Полевая зависимость критического тока, облученного ионами Au с энергией 18 МэВ и флюенсом $1,5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ образца ВТСП ленты 2-го поколения на основе YBCO в полях до 7 Тл и при температурах 77, 65, 50 и 40К

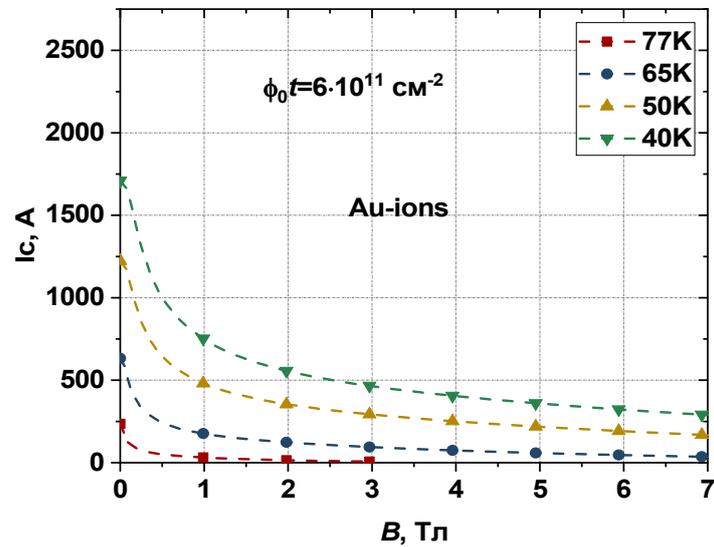


Рисунок 5.49 – (в) – Полевая зависимость критического тока, облученного ионами Au с энергией 18 МэВ и флюенсом $6 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ образца ВТСП ленты 2-го поколения на основе YBCO в полях до 7 Тл и при температурах 77, 65, 50 и 40К

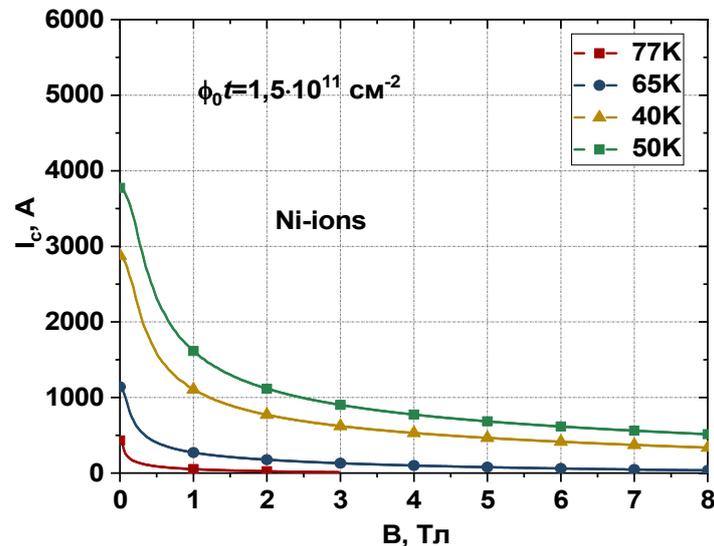


Рисунок 5.49 – (г) – Полевая зависимость критического тока, облученного ионами Ni с энергией 12 МэВ и флюенсом $1,5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ образца ВТСП ленты 2-го поколения на основе YBCO в полях до 7 Тл и при температурах 77, 65, 50 и 40К

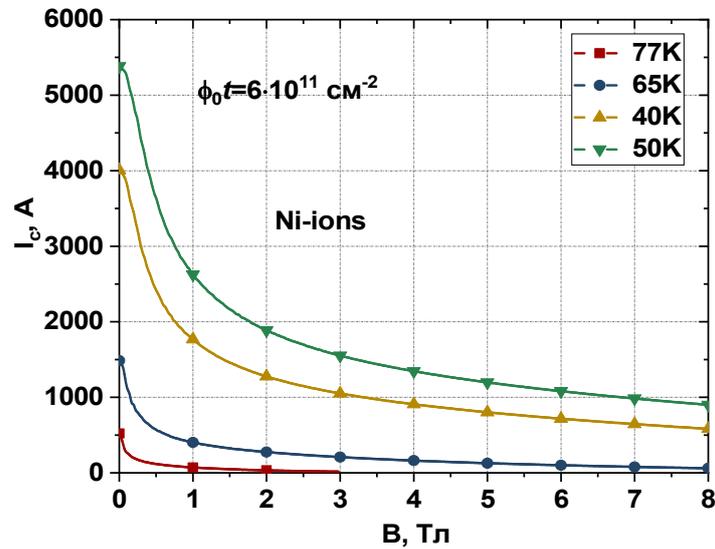


Рисунок 5.49 – (д) – Полевая зависимость критического тока, облученного ионами Ni с энергией 12 МэВ и флюенсом $6 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ образца ВТСП ленты 2-го поколения на основе YBCO в полях до 7 Тл и при температурах 77, 65, 50 и 40К

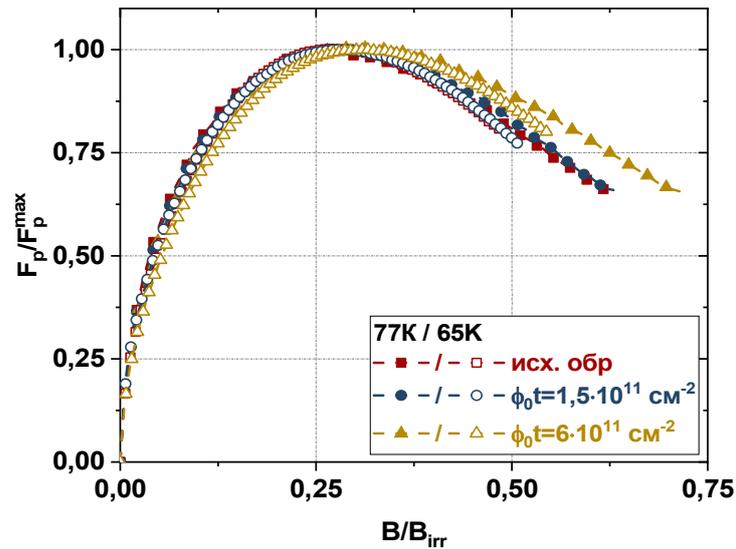


Рисунок 5.50 – (а) – Зависимость нормированной силы пиннинга от нормированного внешнего магнитного поля образцов ВТСП провода 2-го поколения, облученных ионами Au с энергией 18 МэВ и различными флюенсами

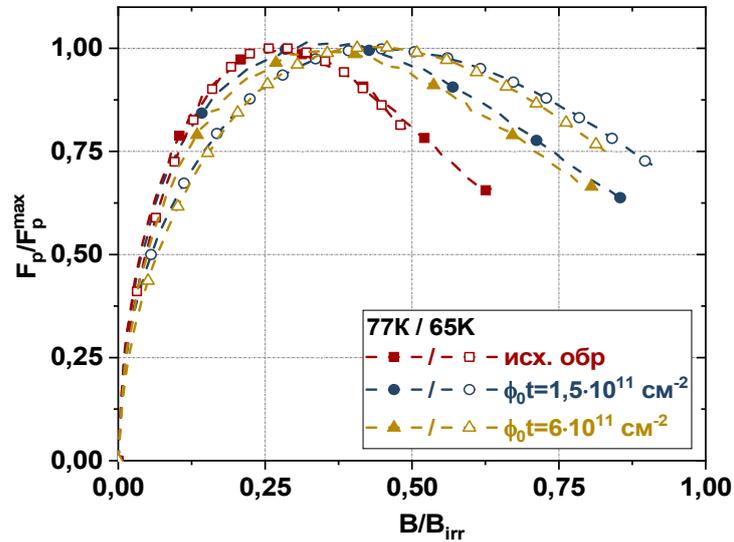


Рисунок 5.50 – (б) – Зависимость нормированной силы пиннинга от нормированного внешнего магнитного поля образцов ВТСП провода 2-го поколения, облученных ионами Ni с энергией 12 МэВ и различными флюенсами

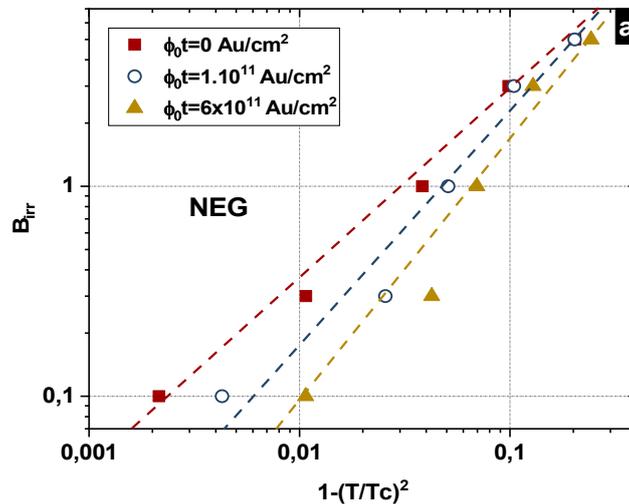


Рисунок 5.51 – (а) – Зависимость поля необратимости от $1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^2$ для образца ВТСП провода 2-го поколения, облученного ионами Au с энергией 18 МэВ и различными флюенсами

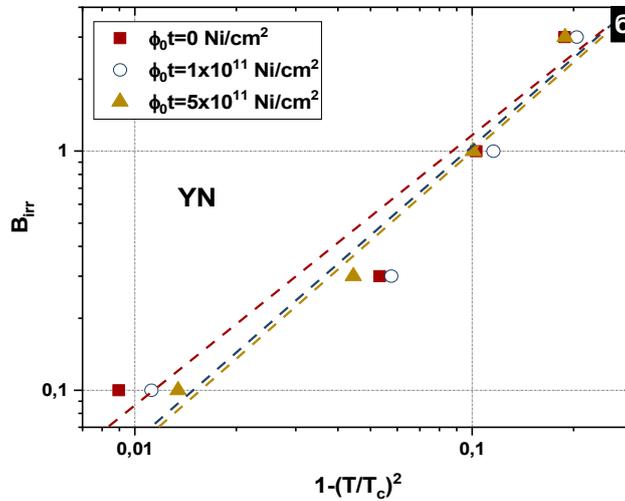


Рисунок 5.51 – (б) – Зависимость поля необратимости от $1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^2$ для образца ВТСП провода 2-го поколения, облученного ионами Ni с энергией 12 МэВ и различными флюенсами

Заключительными результатами по облучению ВТСП лент 2-го поколения в этой главе представлены результаты по облучению ВТСП лент ионами Bi с энергией 670 МэВ. Наравне с ранее описанными результатами по облучению ионами Xe [164] ионы Bi создают аналогичные протяжённые треки. Эти треки являются эффективными центрами пиннинга вихревой структуры, что выражается в росте критического тока при облучении флюенсом $\varphi_0 t = 1 \cdot 10^{11}$ см⁻². На Рисунках 5.49 – (а) – 5.49 – (в) представлены результаты измерения абсолютного значения критического тока для исходного образца и образцов, облученных флюенсом $\varphi_0 t = 1 \cdot 10^{11}$ см⁻² и $\varphi_0 t = 1 \cdot 10^{12}$ см⁻². Также отчетливо видно снижение анизотропии при увеличении внешнего магнитного поля. Однако, для образца, облученного флюенсом $\varphi_0 t = 1 \cdot 10^{12}$ см⁻², происходит полная деградация абсолютного значения критического тока во всем диапазоне полей и температур (см. Рисунок 5.52).

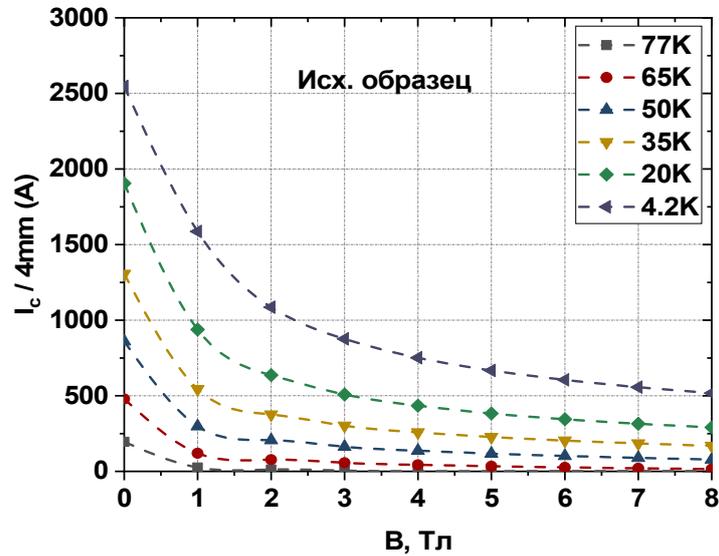


Рисунок 5.52 – (а) – Полевая зависимость критического тока необлученного образца ВТСП ленты 2-го поколения на основе YBCO в полях до 8 Тл и при температурах от 77 до 4,2К

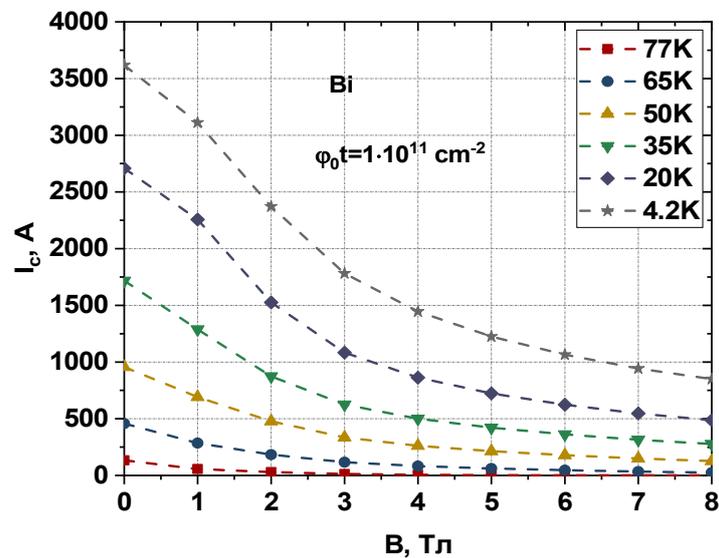


Рисунок 5.52 – (б) – Полевая зависимость критического тока образца ВТСП ленты 2-го поколения на основе YBCO, облученного ионами Bi с энергией 670 МэВ и флюенсом $\phi_0 t = 1 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ в полях до 8 Тл и при температурах от 77 до 4,2К

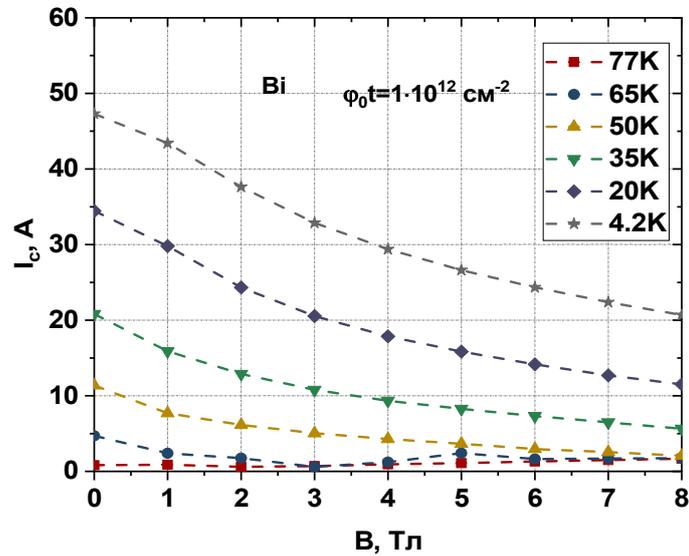


Рисунок 5.52 – (в) – Полевая зависимость критического тока образца ВТСП ленты 2-го поколения на основе YBCO, облученного ионами Bi с энергией 670 МэВ и флюенсом $\varphi_0 t = 1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ в полях до 8 Тл и при температурах от 77 до 4,2К

Согласно данным температурной зависимости динамической магнитной восприимчивости температура сверхпроводящего перехода снижается с увеличением флюенса облучения. Облучение ионами Bi с энергией 670 МэВ и флюенсом $\varphi_0 t = 1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ приводит к снижению температуры сверхпроводящего перехода на 3К (см. Рисунок 5.53). При флюенсе $\varphi_0 t = 1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ снижение температуры сверхпроводящего перехода происходит до 77К. По всей видимости, большой флюенс облучения приводит к полной деградации образца, что также отчетливо видно на температурной зависимости действительной части магнитной восприимчивости и выражается в виде размытия перехода для всех значений внешнего магнитного поля. Именно по этой причине, так как нет возможности

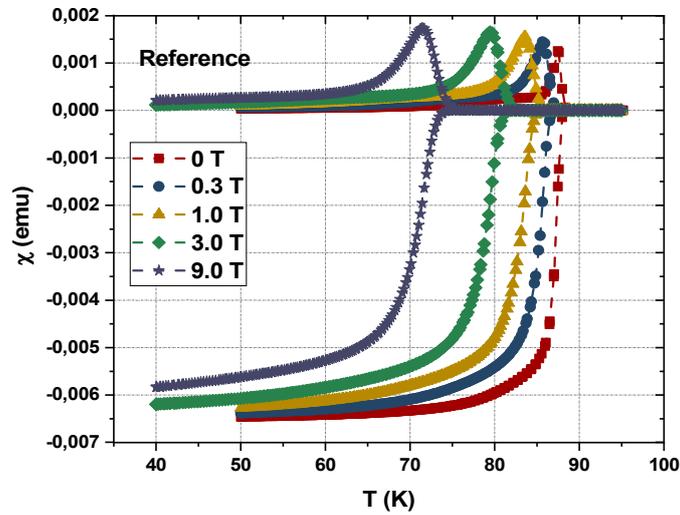


Рисунок 5.53 – (а) – Зависимость мнимой и действительной частей динамической магнитной восприимчивости для необлученного образца ВТСП ленты 2-го поколения в магнитных полях 0,1; 0,3; 1; 3 и 9 Тл

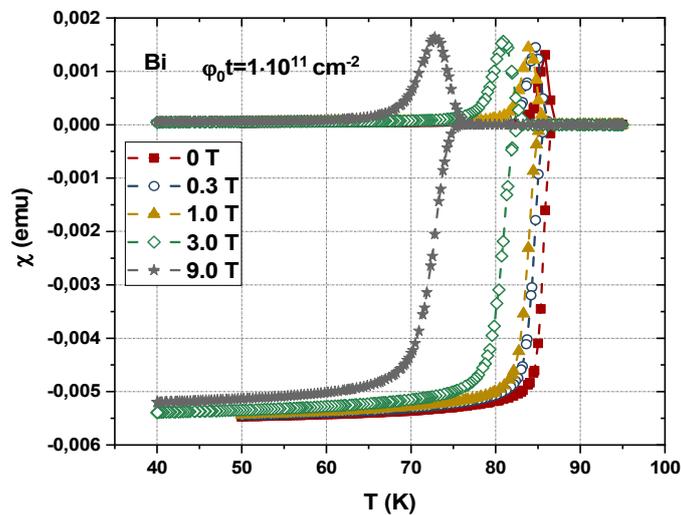


Рисунок 5.53 – (б) – Зависимость мнимой и действительной частей динамической магнитной восприимчивости для образца ВТСП ленты 2-го поколения, облученной ионами Bi с энергией 670 МэВ и флюенсом $\phi_0 t = 1 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ в магнитных полях 0,1; 0,3; 1; 3 и 9 Тл

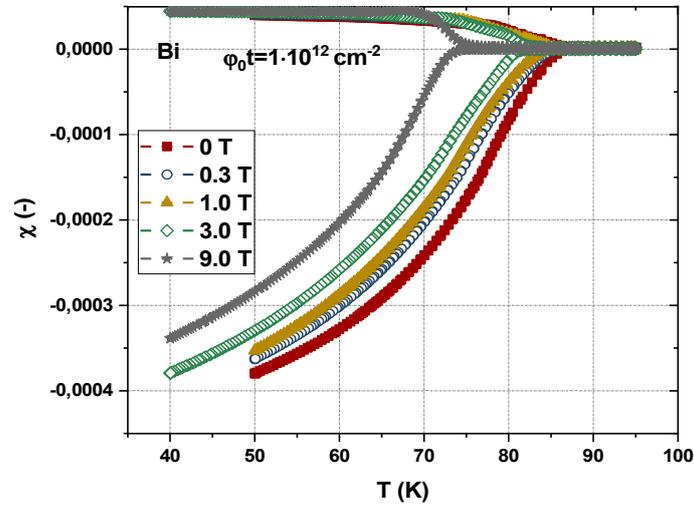


Рисунок 5.53 – (в) – Зависимость мнимой и действительной частей динамической магнитной восприимчивости для образца ВТСП ленты 2-го поколения, облученной ионами Bi с энергией 670 МэВ и флюенсом $\varphi_0 t = 1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ в магнитных полях 0,1; 0,3; 1; 3 и 9 Тл

определить максимум в мнимой части динамической восприимчивости, проводить анализ изменения электрофизических измерений образца, облученного ионами Bi с флюенсом $\varphi_0 t = 1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, не представляется возможным, а дальнейший анализ проводится на необлученном образце и образце, облученном ионами Bi с флюенсом $\varphi_0 t = 1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

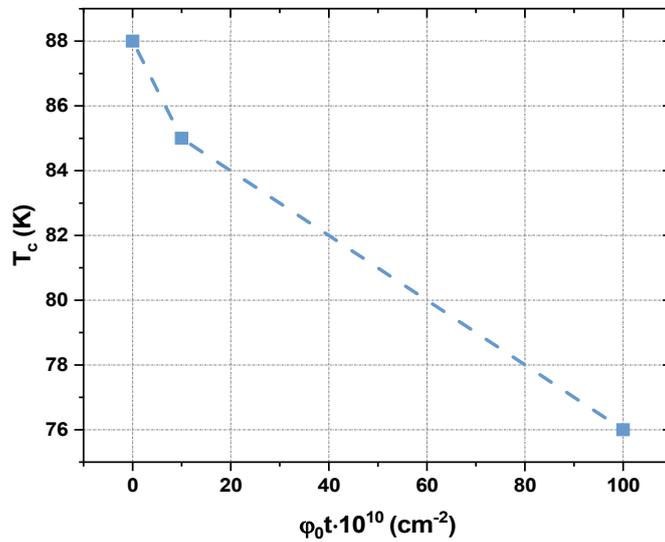


Рисунок 5.54 – Зависимость температуры сверхпроводящего перехода от флюенса ионов V_i с энергией 670 МэВ

На Рисунках 5.52 – (а) и 5.52 – (б) представлены зависимости нормированной силы пиннинга от нормированного значения магнитного поля на поле необратимости для температур 77 и 65К. Отчетливо видно, что облучение приводит к изменению пиннинга вихревой структуры за счет образования в пленке радиационных треков. Это выражается в смещении пика силы пиннинга, и оно увеличивается с понижением температуры измерений. Более того, при температуре 65К после достижения максимума, спад силы пиннинга становится более пологим для облученного образца (см. Рисунок 5.55 – (б)).

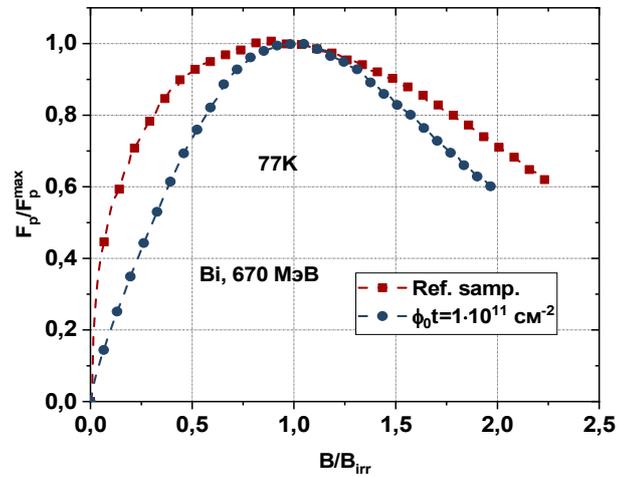


Рисунок 5.55 – (а) – Зависимость нормированной силы пиннинга от нормированного внешнего магнитного поля на поле необратимости – $f(b)$ для необлученного и облученного ионами Bi с энергией 670 МэВ и флюенсом $\phi_0 t = 1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ образцов ВТСП лент 2-го поколения, построенной по данным полевой зависимости критического тока при температуре 77К

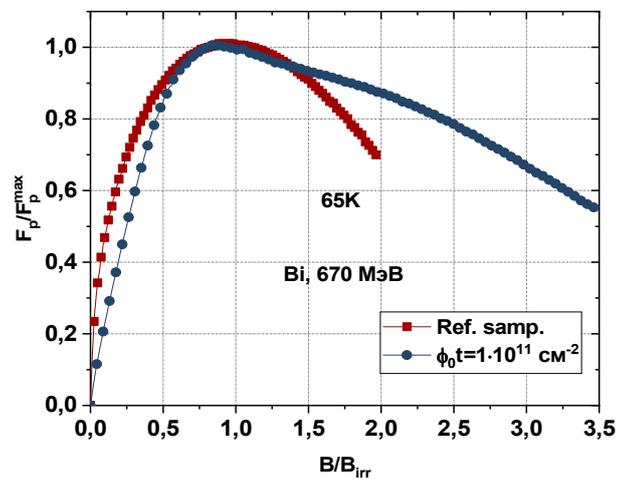


Рисунок 5.55 – (б) – Зависимость нормированной силы пиннинга от нормированного внешнего магнитного поля на поле необратимости – $f(b)$ для необлученного и облученного ионами Bi с энергией 670 МэВ и флюенсом $\phi_0 t = 1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ образцов ВТСП лент 2-го поколения, построенной по данным полевой зависимости критического тока при температуре 65К

На Рисунке 5.56 представлена зависимость поля необратимости от $1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^2$, демонстрирующая изменение пиннинга вихревой структуры в образцах. Анализ этих результатов с использованием модели Матсушиты [165]:

$$B_{irr}(T) = B_{irr}(0) \times \left(\frac{T}{T_c}\right)^p \times \left[1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^2\right]^n,$$

где $n = \frac{2(m-\gamma)}{3-2\gamma}$ и $p = \frac{4}{3-2\gamma}$, продемонстрировал отчетливое наблюдение изменение параметра n облученного ионами Vi образца ВТСП ленты, свидетельствующее об образовании несверхпроводящей фазы. Образование этой фазы свидетельствует о том, что в образце образуются протяженные треки, которые являются эффективными центрами пиннинга. Именно за счет образования дополнительных центров пиннинга происходит рост критического тока, что подтверждается сделанным анализом микроструктуры образцов, представленным на Рисунке 5.57.

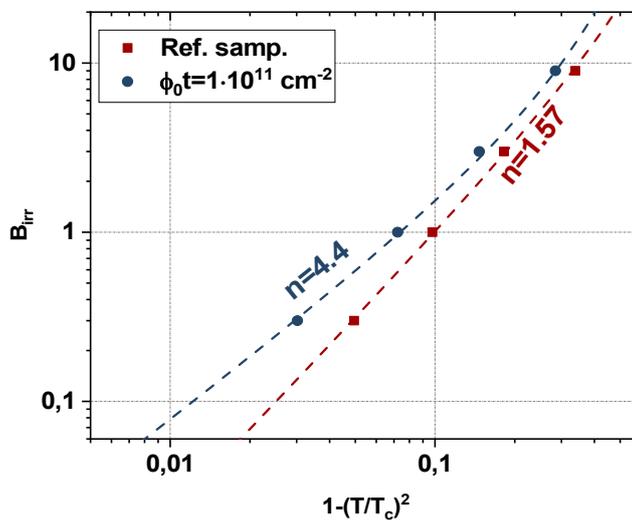


Рисунок 5.56 – Зависимость поля необратимости (B_{irr}) от $1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^2$ для необлученного и облученного образца ионами Vi и флюенсом $\phi_0 t = 1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ образца ВТСП ленты 2-го поколения

На изображениях микроструктуры (см. Рисунок 5.57) отчетливо видны ионные треки диаметром порядка 6-8 нм. Ионные треки проходят на всю глубину пленки и образуют регулярную структуру, что подтверждается нашими многочисленными исследованиями.

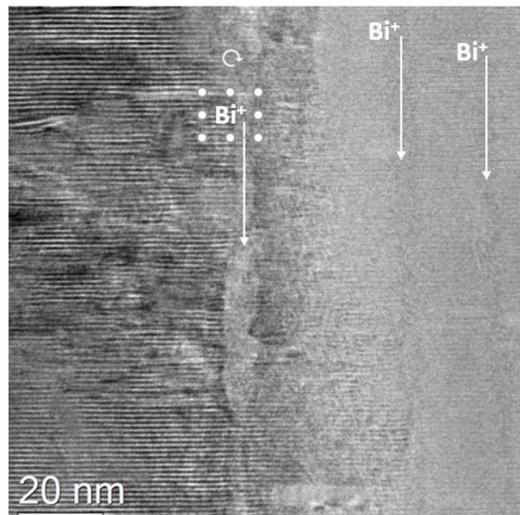


Рисунок 5.57 – (а) - Непрерывные треки ионов Bi^+ в облученных образцах ВТСП лент энергией 670 МэВ и флюенсом $\varphi_0 t = 1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$

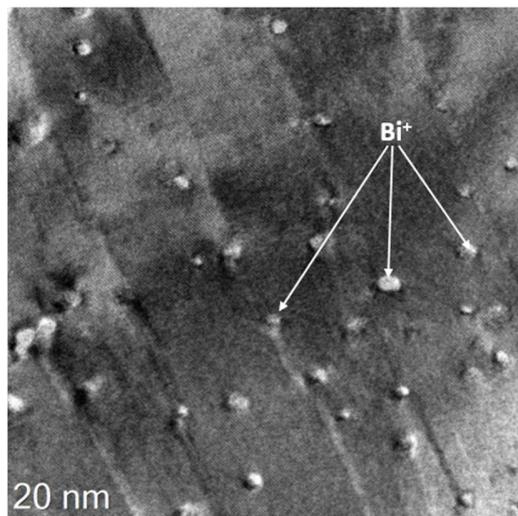


Рисунок 5.57 – (б) – Планарное изображение ионных треков, облученных ионами Bi^+ с энергией 670 МэВ и флюенсом $\varphi_0 t = 1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ образцов ВТСП лент

5.6 ВЫВОДЫ К ГЛАВЕ 5

1. Проведены оценки среднего диаметра и плотности ИЦП в ВТСП лентах 2-го поколения по данным микроструктурных изображений планарных и поперечных срезов образцов с ИЦП типа BaSnO_3 и BaZrO_3 с молярным содержанием 6%. При этом средний диаметр ИЦП типа BaSnO_3 составляет порядка 8 нм, а типа BaZrO_3 - порядка 6.5 нм. Рассчитанное значение плотности ИЦП составляет 500 мкм^{-2} для обоих типов образцов с ИЦП типа BaSnO_3 и BaZrO_3 , что хорошо совпадает со значением концентрации ИЦП.
2. Доказано, что абсолютное значение критического тока уменьшается при добавлении ИЦП с 360 А до 140 А (ИЦП типа BaSnO_3) и 120 А (ИЦП типа BaZrO_3), соответственно. Несмотря на это, данные, перестроенные в угловую зависимость лифт фактора, указывают на снижение анизотропии при температурах 77 и 65К. Причём снижение анизотропии для обоих типов образцов с ИЦП больше при более низких температурах. Для образца с ИЦП типа BaSnO_3 снижение критической температуры происходит до температуры 91.9К, а для образца с ИЦП типа BaZrO_3 - до 91К. Наиболее вероятно, это объясняется совокупностью деформации решётки ВТСП при сращивании с имеющими другой параметр элементарной ячейки ИЦП. На перестроенных зависимостях СП перехода в логарифмических координатах обнаружен перегиб, который отвечает за наличие продольных и поперечных центров пиннинга, который выражается в наличии двух участков на кривой. Полученные результаты свидетельствуют о том, что введение ИЦП приводит к улучшению характеристик анизотропии промышленных ВТСП лент 2-го поколения с ИЦП разного типа.

3. Впервые изучены эффекты влияния на микроструктуру облучения ионами Хе различной энергии в диапазоне от 0.13 до 0.76 МэВ/нуклон, включая исследования влияния внешних магнитных полей величиной до 8 Тл при температурах от 77 до 4.2К на критическую плотность тока ВТСП лентах 2-го поколения. Наблюдались непрерывные или прерывистые треки с неупорядоченной (аморфной) структурой, создаваемые ионами облучения Хе с первичными энергиями 167, 77 и 46 МэВ в слое YBCO толщиной 1 мкм, закрытом слоем Ag толщиной 2 мкм. HRTEM показал, что треки ионов являются аморфными. Количественный анализ при помощи EDXS подтвердил микроструктуру элементов внутри треков, уменьшении их объема при образовании сверхпроводящей матрицы и плотность материала с 6300 кгм^{-3} для YBCO до 3600 кгм^{-3} . Уменьшение сверхпроводящего объема соответствует неупорядоченной структуре, которая не превышает более 4% от общего объема образца. Треки действуют как центры закрепления вихрей. Увеличение критической плотности тока наблюдается для каждой энергии ионов. Наибольшая критическая плотность тока наблюдается в облученных образцах с самой низкой энергией, что соответствует наибольшему числу центров пиннинга (сфероидальные дефекты) вдоль разрывных треков.

ГЛАВА 6 ОПТИМИЗАЦИЯ КОНСТРУКЦИИ ВТСП КАБЕЛЕЙ ЗА СЧЕТ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ ЛЕНТ 2-ГО ПОКОЛЕНИЯ С УЛУЧШЕННОЙ ТОКОНЕСУЩЕЙ СПОСОБНОСТЬЮ

ВВЕДЕНИЕ

В данной главе представлены результаты предыдущих глав, имеющих своей целью обеспечить минимизацию потерь на переменном токе в ВТСП кабелях различной конструкции.

В России разработаны модели для оптимизации ВТСП кабелей [165], [166]. Представленная в диссертации модель позволяет не только разрабатывать ВТСП-кабели с более высокими номинальными токами [167], но и снижать потери переменного тока в обычных кабелях с критическими токами не более 5 кА при сохранении той же конструкции кабеля, т. е. при простой замене обычных ВТСП лент 2-го поколения на усовершенствованные. При этом стоит отметить, что потери на переменном токе можно уменьшить за счет уменьшения отношения номинального тока кабеля к критическому. Такой вариант является слишком дорогим, так как цена ВТСП лент 2-го поколения устанавливается по их токонесущей способности на единицу длины (в $\$/\text{кА}\cdot\text{м}$), а не просто на единицу длины ленты. При экономии материала ВТСП лент, т.е. при уменьшении количества лент ВТСП до значения, при котором критический ток кабеля остается прежним, появляются возможности значительного снижения потерь переменного тока за счет уменьшения количества слоев ВТСП лент 2-го поколения, а также расстояния между сверхпроводящими покрытиями в соседних слоях. Эффективность этих методов анализировалась в работах [168], [169], где варьировалась конструкция кабелей, а также непосредственно состав ВТСП лент 2-го поколения.

6.1 МЕТОДИКА РАСЧЕТА ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ПОТЕРЬ

Расчеты потерь переменного тока проводились с помощью программы, основанной на методе индуктивно-связанной цепи тока [170]. Для расчета распределения токов ВТСП-материал кабеля разбивается на N цепей, в которых токи находятся путем интегрирования следующей системы уравнений:

$$\sum_{i=1}^N M_{ik} \frac{dJ_k}{dt} - U^F = 0, \quad (6.1)$$

где M_{ik} – взаимная индуктивность цепей i и k , J_k – ток цепи k , U^F – напряжение фазы, к которой принадлежит цепь i . Система N уравнений дополняется дополнительными уравнениями, описывающими текущую зависимость от времени в каждой из фаз.

Гистерезисные потери Q_{hi} за цикл изменения тока в каждой цепи i равны:

$$Q_{hi} = V_i \int E_i j_{ci} dt, \quad (6.2)$$

где E_i и j_{ci} — соответственно электрическое поле в каждой цепи объемом V_i и ее плотность тока.

Потери на вихревые токи в несверхпроводящих элементах кабеля получают аналогично, с использованием системы уравнений, учитывающей активные сопротивления этих цепей. Наш алгоритм, в отличие от метода конечных элементов, не ограничен условиями сходимости, а значение N может достигать 800, что позволяет рассчитывать кабели сложной конструкции.

В качестве токонесущих элементов рассматриваемых кабелей используются три следующих конструкции ВТСП-лент:

- обычные ВТСП-ленты производства компании «С-Инновации» с ранее полученными критическими характеристиками (ленты с архитектурой 1, Рисунок 6.1(a));

- ленты с измененной конфигурацией (ленты с архитектурой 2), которые имеют единственное отличие от исполнения 1 – медное покрытие перенесено со стороны ВТСП на подложку из Хастеллоя;

- ВТСП-ленты с повышенными характеристиками, получаемые в настоящее время компанией «С-Инновации» - ленты с архитектурой 3 (Рисунок 6.1(б)).

Поскольку основная цель – это анализ эффекта снижения потерь на переменном токе только за счет вариации конструкций ВТСП лент, остальные существенные характеристики кабелей принимаются одинаковыми: фазный критический ток $I_c = 5$ кА, толщина межфазной изоляции 4 мм, диаметр кабельного каркаса 24 мм.

Как правило, кабели, помимо медных покрытий самих ВТСП-лент, имеют также дополнительные медные слои, предназначенные для предотвращения критического перегрева кабеля при аварийных ситуациях или локальном ухудшении условий охлаждения [171]. В [172] было показано, что для расчета оптимального количества дополнительной меди необходимо знать длину кабеля и конкретные характеристики защищаемой электросети. Так как этот анализ носит общий характер, принимается приближение, что усредненная дополнительная площадь сечения меди – 120 мм² на фазу. Приведенные ниже расчеты выполнены для двух типов кабелей: первый — с экранированными фазами, а второй — трехфазный с единым охлаждением.

максимально плотному расположению фаз, при котором превышение диаметра кабеля (D_k) над диаметром фазы (D_{ph}) минимально ($D_k \approx 2,154 D_{ph}$).

Ниже рассмотрены три конструктивных варианта кабелей с экранированными фазами (кабели 1 типа Ph3R-Sh), точные геометрические характеристики которых приведены в Таблице 6.1: - кабель второго типа содержит два слоя ВТСП лент с архитектурой 1 на фазу и на экран. Как внутри фазы, так и внутри экрана ленты обращены друг к другу подложками из Хастеллоя, и, соответственно, расстояние между их сверхпроводящими покрытиями в слоях составляет 120 мкм; - кабель третьего типа содержит два слоя ВТСП лент с архитектурой 3 на фазу и на экран. Однако в этом варианте конструкции ленты в слоях обращены друг к другу сверхпроводящими покрытиями. В результате расстояние между последними сокращается до 4 мкм; - в кабеле 2 достаточно одного слоя лент с архитектурой 2 для получения значения критического тока фазы 5 кА. Ленты фазового слоя обращены своими сверхпроводящими слоями к внутреннему периметру этой фазы, а ленты экранного слоя - к внешнему периметру этого экрана. Следует, однако, отметить, что в связи с фактически симметричной конструкцией лент с архитектурой 2 изменение этой ориентации на противоположную не оказывает существенного влияния на величину потерь переменного тока. Во всех кабелях дополнительная медь фазы расположена по внутреннему периметру, а дополнительная медь экрана – по внешнему периметру. В обеих этих областях магнитное поле, зависящее от времени, минимально, что, в свою очередь, минимизирует потери на вихревые токи.

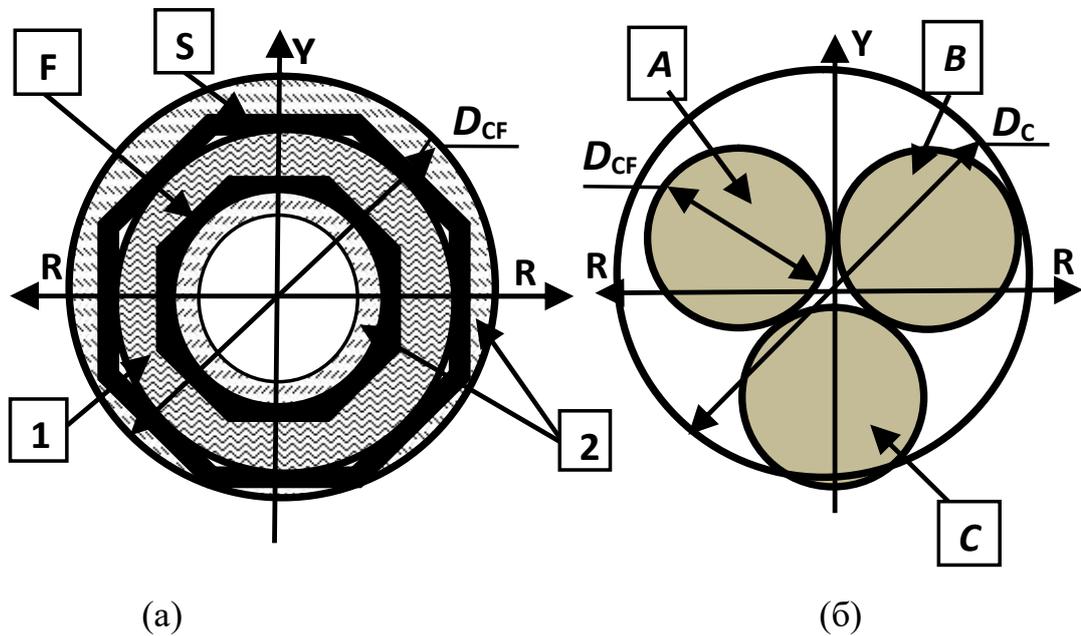


Рисунок 6.2 – Схематическое изображение трехфазного кабеля с экранированными фазами. (а) – экранированная фаза: F и S – ВТСП слой фазы и экрана, 1 – изоляция, 2 – дополнительное медное покрытие; (б) – схематическая изображение расположения фаз в кабеле: A, B, C – экранированные фазы

Следует также отметить, что увеличение числа лент в экране по сравнению с количеством лент в фазе необходимо для обеспечения еще одного условия минимизации гистерезисных потерь – плотного расположения лент слоями. Результаты расчетов полных потерь переменного тока P_s (т. е. суммы гистерезисных потерь в сверхпроводнике P_h и потерь на вихревые токи в несверхпроводящих элементах кабеля P_e) показывают замену лент с архитектурой 1 новыми лентами с архитектурой 2 к радикальному снижению P_s (Рисунок 6.3). Как правило, в качестве номинальной амплитуды тока фазы кабеля принимается значение, равное $0,8I_c$. Соответственно, в рассматриваемом случае при амплитуде номинального тока фазы 4 кА потери уменьшаются в 5,8 раза по сравнению с лентами архитектурой 1. Использование лент с архитектурой 3 приводит к близкому, но все же меньшему эффекту. Следует отметить, что для

данной модификации был выбран следующий вариант – удаление всей меди со стороны ВТСП ленты. Вклад потерь на вихревые токи в общую сумму потерь для всех рассмотренных вариантов кабеля увеличивается с уменьшением амплитуды тока. Но при амплитудах, представляющих практический интерес, она все же остается не очень существенной – менее 5 % при $J_0 > 3$ кА.

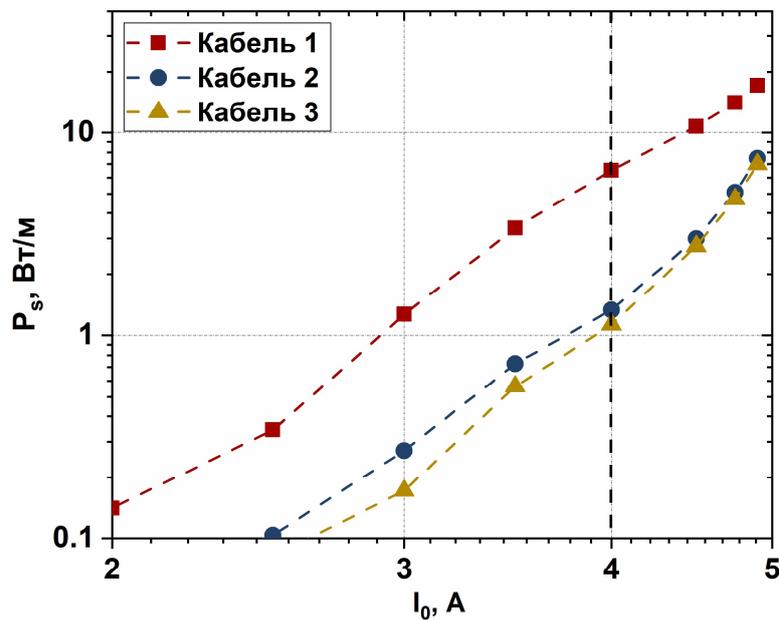


Рисунок 6.3 – Кабель с экранированными фазами. Полная мощность АС – потеря от амплитуды тока фазы при частоте $f = 50$ Hz. Прерывистой линией обозначена номинальная амплитуда тока (I_{0n})

Таблица 6.1 – Параметры ВТСП кабелей с экранированными фазами. D_{CF} , D_c , – диаметр экранированной фазы и внешний диаметр кабеля (без внешней изоляции); n_i and d_{si} – число лент в слое i фазы или экрана и диаметр этого слоя по сверхпроводнику; N – полное число ВТСП лент в кабеле. Структура кабеля (от внутренних к внешним слоям): F_i , и S_i – слои фаз и экрана (i – число слоев); Cu “ xx ” – толщина дополнительного слоя меди, in “ xx ” толщина слоя изоляции

Тип кабеля	Структура и состав экранированного кабеля	
Кабель 1 $D_{ST}=38$ $D_K=82$ $N=282$	Cu1,5 - F ₁ - F ₂ -in4 - S ₁ -S ₂ - Cu 1,0	
	F	Два слоя лент с архитектурой 1: $n_1 = n_2 = 20$; $d_{S1}=27,125$; $d_{S2}=27,368$
	S	Два слоя лент с архитектурой 1: $n_1 = 26$; $n_2 = 28$; $d_{S1}=35,62$; $d_{S2}=35,86$.
Кабель 2 $D_{ST}=115$ $D_K=254$ $N=516$	Cu1,5 - F ₁ - F ₂ -in4 - S ₁ -S ₂ - Cu 1,0	
	F	Два слоя лент с архитектурой 3: $n_1 = n_2 = 20$; $d_{S1}=27,24$; $d_{S2}=27,25$
	S	Два слоя лент с архитектурой 3: $n_1 = 26$; $n_2 = 28$; $d_{S1}=35,74$; $d_{S2}=35,75$
Кабель 3 $D_{ST}=61$ $D_K=189$ $N=528$	Cu1,5 - F ₁ -in4 - S ₁ - Cu 1,0	
	F	Один слой лент с архитектурой 2: $n_1 = 20$; $d_{S1}=27,012$
	S	Один слой лент с архитектурой 2: $n_1 = 26$; $d_{S1}=35,115$

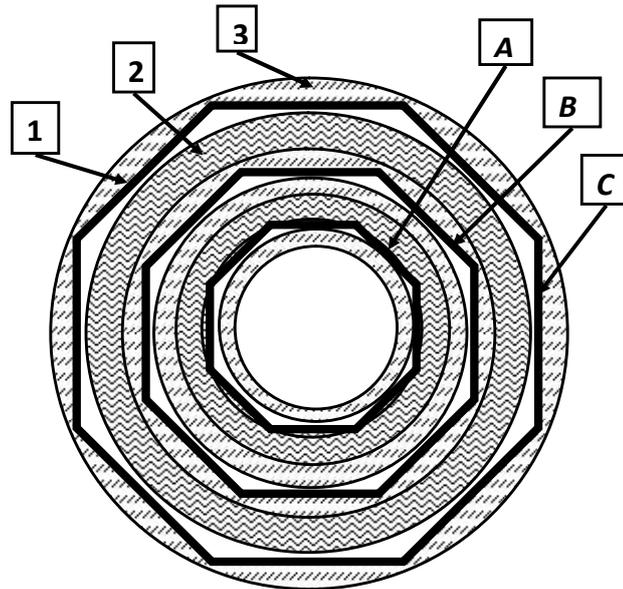


Рисунок 6.4 – Схематическое изображение триаксиального кабеля. 1- толщина ВТСП слоя, 2 и 3 – слои изоляции и дополнительной меди. *A*, *B*, *C* – фазы кабеля

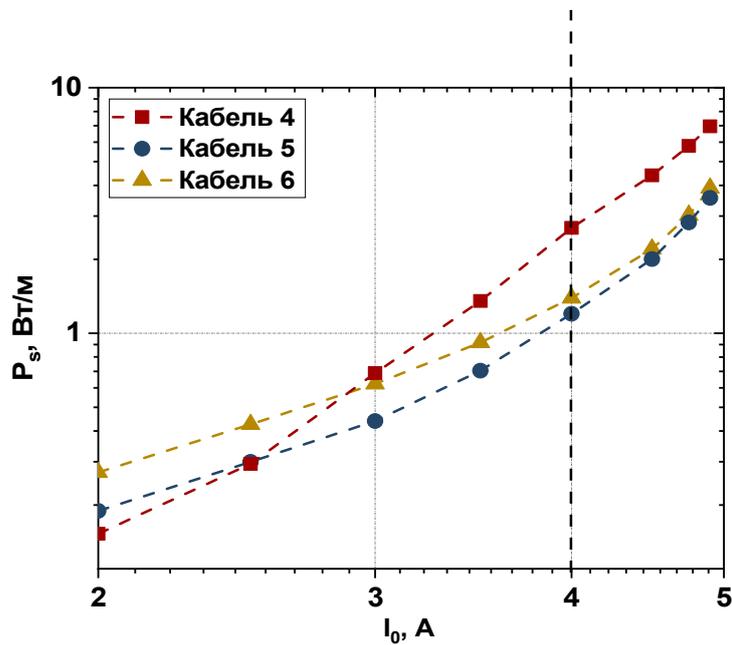


Рисунок 6.5 – Полная мощность потерь на переменном токе в зависимости от амплитуды тока при частоте $f = 50\text{Hz}$ для триаксиального кабеля. Прерывистой линией обозначена номинальная амплитуда тока (I_{0n})

Таблица 6.2 – Параметры триаксиального кабеля

Тип кабеля	Структура и состав триаксиального кабеля	
Кабель 4 $D_C=56.1$ $N=168$	Cu1.5-F _{A1} -F _{A2} -in4-Cu0.5-F _{B1} -F _{B2} -Cu0.5-in4-F _{C1} -F _{C2} -Cu0.8-in4	
	Фаза А	Два слоя лент с архитектурой 1: $n_1 = n_2 = 20$; $d_{S1}=27.125$, $d_{S2}=27.368$
	Фаза В	Два слоя лент с архитектурой 1: $n_1 = n_2 = 28$; $d_{S1}=36.620$, $d_{S2}=36.863$
	Фаза С	Два слоя лент с архитектурой 1: $n_1 = n_2 = 36$; $d_{S1}=46.114$, $d_{S2}=46.357$
Кабель 5 $D_C=56.1$ $N=168$	Cu1.5-F _{A1} -F _{A2} -in4-Cu0.5-F _{B1} -F _{B2} -Cu0.5-in4-F _{C1} -F _{C2} -Cu0.8-in4	
	Фаза А	Два слоя лент с архитектурой 3: $n_1 = n_2 = 20$; $d_{S1}=27.242$, $d_{S2}=27.253$
	Фаза В	Два слоя лент с архитектурой 3: $n_1 = n_2 = 28$; $d_{S1}=36.736$, $d_{S2}=36.747$
	Фаза С	Два слоя лент с архитектурой 3: $n_1 = n_2 = 36$; $d_{S1}=46.230$, $d_{S2}=46.241$
Кабель 6 $D_C=54.9$ $N=82$	Cu1.5-F _A -in4-Cu0.5-F _B -Cu0.5-in4-F _C -Cu0.8-in4	
	Фаза А	Один слой лент с архитектурой 2: $n_1 = 20$; $d_{S1}=27.012$
	Фаза В	Один слой лент с архитектурой 2: $n_1 = 28$; $d_{S1}=37.115$
	Фаза С	Один слой лент с архитектурой 2: $n_1 = 34$; $d_{S1}=45.218$

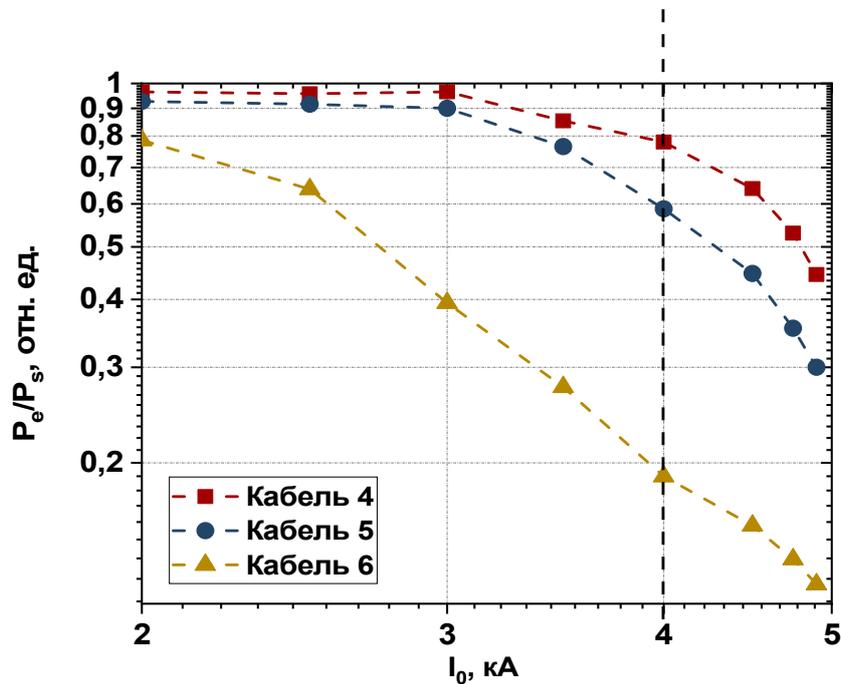


Рисунок 6.6 – Отношение мощности потерь вихревых токов к общей мощности потерь переменного тока при $f=50$ Гц. Прерывистой линией обозначена номинальная амплитуда тока (I_{0n})

В триаксиальных кабелях взаимное влияние перпендикулярных составляющих магнитного поля фаз сведено к минимуму за счет их соосного расположения (Рисунок 6.4). Отсутствие экранов позволяет уменьшить расход ВТСП лент и уменьшить габариты кабеля. Однако сохраняется необходимость увеличения количества лент во внешних фазах по сравнению с внутренними, поскольку сохраняется требование плотного расположения лент в слоях для минимизации потерь переменного тока. Вызванный этим обстоятельством перерасход лент увеличивается с увеличением толщины межфазной изоляции. Одновременно ухудшаются условия охлаждения средней фазы кабеля. Из-за этого высоковольтные триаксиальные кабели теряют абсолютный приоритет перед кабелями с экранированными фазами. Оптимальное расположение

дополнительной меди во внутренней и внешней фазах кабеля остается таким же, как и в кабелях с экранированными фазами – соответственно на внутреннем и внешнем периметрах этих фаз. Излишняя медь средней фазы не может быть удалена из зоны действия интенсивного нестационарного магнитного поля. Это обуславливает большую величину потерь на вихревые токи в трехосных кабелях по сравнению с кабелями с экранированными фазами. Размещение дополнительной меди в средней фазе триаксиального кабеля существенно влияет не только на P_e , но и на P_h . Для выбора оптимального варианта в каждом конкретном случае необходимы оптимизационные расчеты. Ниже рассмотрены три конструктивных варианта триаксиальных кабелей, точные геометрические характеристики которых приведены в Таблице 6.2: - фазы кабеля 4 содержат по два слоя ВТСП лент с архитектурой 1 на фазу. Ленты обращены друг к другу подложками из Хастеллоя, и, соответственно, расстояние между их сверхпроводящими покрытиями в слоях составляет 120 мкм; - фазы кабеля 5 содержат по два слоя ВТСП лент с архитектурой 3 на фазу. Однако в этом варианте конструкции ленты в слоях обращены друг к другу своими сверхпроводящими покрытиями. В результате расстояние между ними сокращается до 4 мкм; - в кабеле 6 для обеспечения необходимого значения критического тока 5 кА достаточно иметь только один слой лент исполнения t2. Ленты фазового слоя обращены своими ВТСП-слоями к внутреннему периметру этой фазы. Следует, однако, отметить, что в связи с фактически симметричной конструкцией лент с архитектурой 2 изменение этой ориентации на противоположную не оказывает существенного влияния на величину потерь переменного тока. Дополнительная медь средней фазы в кабелях в первых двух конструктивных вариантах разделена на два равных слоя, расположенных по внутреннему и внешнему периметру фазы. Для кабеля 6 оптимально было расположить его в один слой по внутреннему периметру фазы. Суммарная

мощность потерь переменного тока P_s в триаксиальном кабеле из лент с архитектурой 2 значительно меньше, чем в кабеле с лентами 1 (Рисунок 6.5). Однако минимальное значение P_s имеет вариант конструкции кабеля с лентами 3 архитектуры. Из Рисунка 6.6 видно, что это обусловлено существенным вкладом потерь на вихревые токи, которые наиболее высоки для кабеля с архитектурой 2. Но гистерезисные потери в кабеле 6 минимальны по сравнению с другими конструкциями. Например, при номинальных токах гистерезисные потери для кабелей с лентами архитектурой 2, 3, 1 равны соответственно 0,352, 0,495 и 2,177 Вт/м. Окончательное увеличение P_e в триаксиальных кабелях вызвано большими потерями в лишней меди в средних фазах. Его нельзя удалить из области интенсивного нестационарного магнитного поля. Поэтому в триаксиальных кабелях, в отличие от кабелей с экранированными фазами, уменьшение лишней меди является важным фактором, позволяющим уменьшить потери переменного тока. Тем не менее, поскольку при номинальной амплитуде тока разница в P_s кабелях 5 и 6 незначительна, а разработка ВТСП лент модифицированной конфигурации связана с дополнительными технологическими проблемами, целесообразно отдавать предпочтение кабелю конструкции 6, даже при установленном дополнительном количестве меди, т. е. 120 мм² на фазу.

6.3 Выводы к Главе 6

1. Разработан метод расчета потерь на переменном токе в 3-х фазных ВТСП кабелях различной конструкции.
2. Модернизация метода позволила провести расчеты с целью значительного снижения потерь с учетом модификации конструкции ВТСП лент 2-го поколения.

3. Разработаны и экспериментально исследованы ВТСП ленты 2-го поколения новой конструкции с повышенной токонесущей способностью.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлены результаты комплексных исследований композитных сверхпроводников с различными типами дефектов, являющихся эффективными центрами пиннинга, которые направлены на развитие существующих подходов в улучшении токонесущей способности сверхпроводников и последующего их использования для создания различного типа нового оборудования для электротехники, электромеханики, ускорительной техники, установок термоядерного синтеза, а также изделий специального применения.

На основании проведенных в работе исследований сформулированы следующие основные результаты работы.

1. Получены численные решения и их временная картина нестационарных уравнений Гинзбурга – Ландау для параметра порядка и распределения сверхтока в сверхпроводниках с различной конфигурацией, ранее не рассмотренные в литературе – сверхпроводник, окруженный слоем металла, система сверхпроводников, разделенных слоем металла, сверхпроводник с поверхностным дефектом, сверхпроводник, содержащий различное число ИЦП.

2. Выполнены теоретические и экспериментальные исследования композитных НТСП материалов, в рамках которых:

- разработана методика измерений критических параметров сверхпроводников при облучении различного вида. С использованием разработанной методики проведены экспериментальные исследования электрофизических характеристик, а также микроструктурный анализ чистого Nb_3Sn до и после облучения быстрыми протонами с флюенсом $\phi_{t_0}=5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ (с энергией 12,4 МэВ) и $\phi_{t_0}=1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$ (с энергией 12,8 МэВ).

Полученные экспериментальные данные позволяют проводить разработку токонесущих элементов с учетом работы в сильных радиационных полях;

- установлены пороговые значения энергии и флюенсов облучения, при которых происходит появление в облученном образце беспорядочно ориентированных областей, насыщенных частицами Nb, при одновременном снижении температуры СП перехода, определены пороговые дозы облучения;

- в образцах перспективных НТСП проводов Nb₃Sn обнаружен рост критической плотности тока, как при низких флюенсах облучения и достигающий максимума в области низких магнитных полей, так и при высоких значениях флюенса, достигающий максимума в области сильных магнитных полей;

- установлено снижение электронной плотности состояний вблизи поверхности Ферми в интерметаллиде Nb₃Sn в результате облучения на основе сравнительного анализа поведения критической температуры СП перехода облученных и необлученных образцов.

3. Выполнены теоретические и экспериментальные исследования критических параметров современных композитных высокотемпературных сверхпроводников на основе ВТСП лент 2-го поколения при введении ИЦП в виде нанодобавок, радиационных дефектов и вариации стехиометрического состава, в результате которых:

- обнаружено снижение температуры сверхпроводящего перехода при введении различного типа ИЦП с одновременным увеличением критической плотности тока и снижением его анизотропии, которое объясняется возникновением напряжений кристаллической решетки из-за несогласованности параметров решеток ВТСП матрицы и решетки ИЦП;

- обнаружены радиационно-созданные треки с прерывистой субкаскадной структурой в ВТСП лентах 2-го поколения, облученных высокоэнергичными ионами, которые являются наиболее эффективными центрами закрепления вихревой решетки;

- установлены общие закономерности в изменении механизма пиннинга вихревой структуры при облучении путем анализа полей необратимости на основе модели Мацуситы в облученных ВТСП лентах 2-го поколения.

4. Предложен оригинальный эффективный метод увеличения критического тока в ВТСП лентах 2-го поколения за счет облучения тяжелыми ионами непосредственно на завершающей стадии промышленного производства.

5. Разработана модель для расчета потерь в 3-х фазных ВТСП кабелях различной конфигурации. На основании предложенной модели и проведенных экспериментальных исследований разработаны ВТСП ленты 2-го поколения с повышенной токонесущей способностью, что позволило снизить энергетические потери в промышленных кабелях.

СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

1. **P. Degtyarenko**, V. Skuratov, V. Semina, A. Ovcharov, A. Vasiliev, A. Malyavina, S. Gavrilkin, A. Tsvetkov, A. Petrzhik, and M. Novikov / Superconducting Properties of 2G HTS Wires Irradiated by Bi Ions with Energy 670 MeV // Bulletin of the Lebedev Physical Institute, vol. 51, No. 8, pp. 284-289, 2024 (**Scopus, Web of Science**).
2. **П. Н. Дегтяренко**, В. А. Скуратов, А.Л. Васильев, А.В. Овчаров, А.М. Петржик, В.К. Семина, С.Ю. Гаврилкин, М.С. Новиков, А.Ю. Малявина, В.А. Амеличев, А.Ю. Цветков / Влияние облучения ионами хе с энергией 167 МэВ на сверхпроводящие свойства ВТСП-лент второго поколения // ЖЭТФ, том. 165, вып. 6, стр. 827-832, 2024 (**Scopus, Web of Science**).
3. **P. N. Degtyarenko**, A. V. Ovcharov, A. L. Vasiliev, V. N. Chepikov, N. N. Balashov and A. Y. Degtyarenko / Investigation of Pinning and Current-Carrying Capacity in 2G HTS Wires with Artificial Pinning Centers Obtained at Various Deposition Rates // IEEE Transactions on Applied Superconductivity, vol. 33, no. 9, pp. 1-6, Dec. 2023, Art. no. 4802506 (**Scopus, Web of Science**).
4. **P. N. Degtyarenko**, S. Y. Gavrilkin, A. Y. Tsvetkov, A. V. Ovcharov, A. Y. Degtyarenko / Investigation of pinning properties in second generation HTS tape irradiated by ions with different energy // Bulletin of the Russian Academy of Sciences. Physics, vol. 86(11), pp. 1-6, 2023 (**Scopus, Web of Science**).
5. **П. Н. Дегтяренко**, А. В. Садаков, А. В. Овчаров, А. Ю. Дегтяренко, С. Ю. Гаврилкин, О. А. Соболевский, А. Ю. Цветков, Б. И. Массалимов / Влияние концентрации Gd на сверхпроводящие свойства в ВТСП лентах 2-го поколения // Письма в ЖЭТФ, vol. 118 (8), p. 590, 2023 (**Scopus, Web of Science**).
6. **Degtyarenko P.**, Balashov N., Zheltov V., Arkangelsky A., Buyanov Y., Degtyarenko A. / Additional opportunities of AC losses minimization in HTS cables

caused by the enhancement of HTS tapes critical characteristics // IEEE Trans. On Appl. Supercond., 32(4), 2022 (**Scopus, Web of Science**).

7. E. I. Suvorova, **P. N. Degtyarenko**, A. V. Ovcharov & A. L. Vasiliev / Influence of the Structure of Ion Tracks in YBCO on the Superconducting Properties of Composite Wires // Journal of Surface Investigation X-Ray. Synchrotron and Neutron Techniques, 16(1), 112-117, 2022 (**Scopus, Web of Science**).

8. A. Molodyk, S. Samoilenkov, A. Markelov, **P. Degtyarenko**, S. Lee, V. Petrykin, M. Gaifullin, A. Mankevich, A. Vavilov, B. Sorbom, J. Cheng, S. Garberg, L. Kesler, Z. Hartwig, S. Gavrilkin, A. Tsvetkov, T. Okada, S. Awaji, D. Abraimov, A. Francis, G. Bradford, D. Larbalestier, C. Senatore, M. Bonura, A. E. Pantoja, S. C. Wimbush, N. M. Strickland, A. Vasiliev / Development and large volume production of extremely high current density $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ superconducting wires for fusion // Sci. Rep., 11(1), pp. 1-11, 2021 (**Scopus, Web of Science**).

9. Dmitry Lipa, Sergey Kopylov, Vladimir Zheltov, Nikolay Balashov, **Pavel Degtyarenko**, Oksana Lipa / Design optimization of flat HTS three-phase cables // Proceedings - ICOECS 2020: 2020 International Conference on Electrotechnical Complexes and Systems, 2020, 9278409 (**Scopus**).

10. A. Yu. Arkhangelsky, N. N. Balashov, **P. N. Degtyarenko**, S. I. Kopylov, V.V. Zheltov / Design optimization of high-voltage HTS three-phase cables with screened phases // Journal of Physics: Conference Series, 1559 (1), 012133, 2020 (**Scopus**).

11. Alexey V. Ovcharov, **Pavel N. Degtyarenko**, Vsevolod N. Chepikov, Alexander L. Vasiliev, Sergey Yu. Gavrilkin, Igor A. Karateev, Alexey Yu. Tsvetkov & Andrey R. Kaul / Microstructure and superconducting properties of high-rate PLD-derived $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ coated conductors with BaSnO_3 and BaZrO_3 pinning centers // Sci. Rep., 9, 15235, 2019 (**Scopus, Web of Science**).

12. Elena I. Suvorova, **Pavel N. Degtyarenko**, Igor A. Karateev, Alexey V. Ovcharov, Alexander L. Vasiliev, Vladimir A. Skuratov, and Philippe A. Buffat /

Energy dependent structure of Xe ion tracks in YBCO and the effect on the superconductive properties in magnetic fields // J. Appl. Phys. 126, 145106, 2019 (**Scopus, Web of Science**).

13. Sergey Kopylov, Nikolay Balashov, **Pavel Degtyarenko**, Sergei Ivanov, Sergej Samoilenkov, Alexey Soldatenko, Vladimir Zheltov, Vladimir Vysotsky / Investigation of HTS Power Transmission Lines Stability Conditions in Short-Circuit Mode // IEEE Trans. On Appl. Supercond., 29(5), 2019 (**Scopus, Web of Science**).

14. Pavel Degtyarenko, Sergey Gavrilkin, Alexey Tsvetkov, Nikolay Mineev, Igor Rudnev, Alexey Ovcharov, Vsevolod Chepikov, Sergey Lee, Valery Petrykin, Alexander Molodyk / The influence of BaSnO₃ artificial pinning centres on the resistive transition of 2G high-temperature superconductor wire in magnetic field, Supercond. Sci. and Tech., 33 (4), 045003, 2019 (**Scopus, Web of Science**).

15. N.N. Balashov, **P.N. Degtyarenko**, S.S. Ivanov, S.I. Kopylov, D.A. Gorbunova, A.A. Molodyk, S.V. Samoilenkov, V.E. Sytnikov, V.V. Zheltov / Low-Resistance Soldered Joints of Commercial 2G HTS Wire Prepared at Various Values of Applied Pressure // IEEE Trans. On Appl. Supercond., 28(4), 2018 (**Scopus, Web of Science**).

16. V. A. Altov, N. N. Balashov, **P. N. Degtyarenko**, S. S. Ivanov, S. I. Kopylov, D. A. Lipa, S. V. Samoilenkov, V. E. Sytnikov, V. V. Zheltov / Design versions of HTS three-phase cables with the minimized value of AC losses // Journal of physics: Conference Series, 969 (1), 012049, 2018 (**Scopus**).

17. А.Л. Васильев, А. Балларино, Л. Боттура, С.Ю. Гаврилкин, **П.Н. Дегтяренко**, И.А. Каратеев, В.С. Круглов, С.Т. Латушкин, А.В. Лунев, А.И. Рязанов, Е.В.Семенов, В.Н. Унежев, Р. Флюкегер, С.В. Шавкин / О возможном выделении фазы, обогащённой Nb, в сверхпроводящем интерметаллиде Nb₃Sn при облучении быстрыми протонами // Краткие сообщения по физике ФИАН, 4, стр. 47-53, 2017 (**Scopus, Web of Science**).

18. А. Балларино, Л. Боттура, С.Ю. Гаврилкин, **П.Н. Дегтяренко**, В.С. Круглов, С.Т. Латушкин, А.И. Рязанов, Е.В.Семенов, Т. Спино, В.Н. Унежев, Р. Флюкегер, К. Шаурляйн, С.В. Шавкин/ Влияние облучения быстрыми протонами с энергией 32 МэВ на критические параметры современных композиционных проводов на основе сверхпроводящего соединения Nb_3Sn // ПЖТФ, 12, стр. 68, 2017 (**Scopus, Web of Science**).
19. R. Flükiger, T. Spina, F. Cerutti, A. Ballarino, C. Scheuerlein, L. Bottura, Y. Zubavichus, A. Ryazanov, R. D. Svetogorov, S. Shavkin, **P. Degtyarenko**, Y. Semenov, C. Senatore and R. Cerny // Variation of T_c , lattice parameter and atomic ordering in Nb_3Sn platelets irradiated with 12 MeV protons: correlation with the number of induced Frenkel defects // Supercond. Sci. and Tech., 30 (5), 054003, 2017 (**Scopus, Web of Science**).
20. V.A. Altov, N.N. Balashov, **P.N. Degtyarenko**, S.S. Ivanov, S.I. Kopylov, V.E. Sytnikov, V.V. Zheltov / Optimization of Three- and Single-Phase AC HTS Cables Design by Numerical Simulation // IEEE Trans. OnAppl. Supercond., 27(4), 2017 (**Scopus, Web of Science**).
21. V. Chepikov, N. Mineev, **P. Degtyarenko**, S. Lee, V. Petrykin, A. Ovcharov, A. Vasiliev, A. Kaul, V. Amelichev, A. Kamenev, A. Molodyk and S. Samoilenkov / Introduction of $BaSnO_3$ and $BaZrO_3$ artificial pinning centres into 2G HTS wires based on PLD-GdBCO films. Phase I of the industrial R&D programme at SuperOx // Supercond. Sci. and Tech., 30 (5), 124001, 2017 (**Scopus, Web of Science**).
22. **P.N. Degtyarenko**, A. Ballarino, L. Bottura, S.Y. Gavrilkin, R. Flukiger, I.A. Karateev, V.S. Kruglov, S.T. Latushkin, C. Scheuerlein, A.I. Ryazanov / Influence of fast proton irradiation with energies of 12.4 and 12.8 MeV on magnetic characteristics and microstructure changes of superconducting intermetallic compound Nb_3Sn // Journal of Physics: Conference Series, 747, 012030, 2016 (**Scopus**).

23. V.V Sychugov, **P.N. Degtyarenko**, A.V. Ovcharov, S.V. Shavkin, V.S. Kruglov, A.L. Vasiliev, P.V. Volkov and Yu. M. Chesnokov / Variation of critical current and n -value of 2G HTS tapes in external magnetic fields of different orientation // Journal of Physics: Conference Series, 747, 012048, 2016 (**Scopus**).
24. **P.N. Degtyarenko**, N.N. Balashov, S.S. Ivanov / Investigation of soldered low-resistance joints for coated conductors // Progress in superconductivity and cryogenics vol. 17, No. 1, pp. 23-27 (2015) (**Scopus, Web of Science**).
25. Shuvalov D.B., Barkalov K.E. Lyman A.V., Sychugov V.V., **Degtyarenko P.N.**, Shavkin S.V., Kruglov V.S. / Investigation of electro-physical and physical-mechanical properties of HTS 2G tapes // Physics Procedia v. 71, pp. 417-422 (2015).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. T. G. Berlincourt and R. R. Hake Pulsed-Magnetic-Field Studies of Superconducting Transition Metal Alloys at High and Low Current Densities // Bull. Am. Phys. Soc. – 1962. – Vol. 2. - №7. – P. 408.
2. Matthias B. T., Geballe T. H., Geller S., Corenzwit E. Superconductivity of Nb₃Sn. // Physical Review – 1954. – Vol. 95. - №6. – P. 1435.
3. J. L. MacManus-Driscoll, S. R. Foltyn, Q. X. Jia, H. Wang, A. Serquis, B. Maiorov, L. Civale, Y. Lin, M. E. Hawley, M. P. Maley, D. E. Peterson Systematic enhancement of in-field critical current density with rare-earth ion size variance in superconducting rare-earth barium cuprate films // Appl. Phys. Lett. – 2004. – Vol. 84. – P. 5329.
4. Erb A., Walker E. and Flükiger R. The use of BaZrO₃ crucibles in crystal growth of the High-T_c Superconductors Progress in crystal growth as well as in sample quality // Physica C: Superconductivity. – 1996. – Vol. 258 – №1-2. – PP. 9-20.
5. Tang Q., Wang S. Time dependent Ginzburg-Landau equations of superconductivity // Physica D: Nonlinear Phenomena. – 1995. – Vol. 88. – PP. 139-166.
6. Paolo Mele, Kosmas Prassides, Chiara Tarantini, Anna Palau, Petre Badica, Alok K. Jha, Tamio Endo // Superconductivity: From Materials Science to Practical Applications. – 2020. – Springer Book.
7. David Larbalestier, Alex Gurevich, D. Matthew Feldmann & Anatoly Polyanskii High-T_c superconducting materials for electric power applications // Nature. – 2001. – Vol. 414. – P. 368.
8. Berlincourt, T. G. Type-II superconductivity: quest for understanding // IEEE Trans. Magn. – 1987. – Vol. 23, – PP. 403–412.

9. London, F.; London, H. The Electromagnetic Equations of the Superconductor // Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences. – 1935. – Vol. 149. – №866. – P. 71.
10. Шмидт В.В. // Введение в физику сверхпроводников. – 2000. – Изд. 2-е, испр. и доп. – МЦНМО.
11. Ginzburg V. L. Some remarks on phase transitions of the second kind and the microscopic theory of ferroelectric materials // Fiz. Tverd. Tela – 1960. – Vol. 2. – №9. PP. 2031–2043.
12. Abrikosov A.A. On the magnetic properties of second kind superconductors // Sov. Phys. JETP. – 1957. – V.5, – №6, – PP.1174-1182.
13. Kunzler J. E., Buehler E., Hsu L. and Wernick J. Superconductivity in Nb₃Sn at high current density in a magnetic field of 88 kgauss // Phys. Rev. Lett. – 1961. – Vol. 6. – PP. 89–91.
14. M. Durante, P. Bredy, A. Devred, R. Otmani, M. Reyrier, T. Schild and F. Trillaud Development of a Nb₃Sn multifilamentary wire for accelerator magnet applications // Physica C. – 2001. – Vol. 354. – PP. 449–453.
15. P. Bruzzone, R. Wesche, B. Stepanov, F. Cau, M. Bagnasco, M. Calvi, R. Herzog and M. Vogel Qualification tests and facilities for the ITER superconductors // Nuclear Fusion. – 2009. – Vol. 49. – №6. – Art. № 065034.
16. Campbell A. M. A general treatment of AC losses in multifilamentary superconductors // Cryogenics. – 1982. – vol. 22. – №1. – P. 3.
17. J.G. Berdnos and K.A. Müller Possible high TC superconductivity in the Ba-La-Cu-O system // Z. Phys. B – Condensed Matter. – 1986. – Vol. 64. – PP. 189–193.
18. S. N. Putilin, E. V. Antipov, O. Chmaissem and M. Marezio Superconductivity at 94 K in HgBa₂CuO_{4+δ} // Nature. – 1993. – Vol. 362. – PP. 226-228.

19. C. L. Briant; E. L. Hall; K. W. Lay; I. E. Tkaczyk Microstructural evolution of the BSCCO-2223 during powder-in-tube processing // *J. Mater. Res.* – 1994. – Vol. 9. – №11. – PP. 2789–2808.
20. E. Thuries; V.D. Pham; Y. Laumond; T. Verhaege; A. Fevrier; M. Collet; M. Bekhaled Towards the superconducting fault current limiter // *IEEE on Power Delivery.* – 1991. – vol. 6. – №. 2, – PP. 801-808.
21. J. E. Hirsch Electrodynamics of superconductors // *Phys. Rev. B.* – 2004. – vol. 69. – P. 214515.
22. Stekly Z J J and Zar J L Stable superconducting coils // *IEEE Trans. Nucl. Sci.* – 1965. – vol. 12. – p. 367.
23. J. A. Parrell, M. B. Field, Y. Zhang, and S. Hong Nb₃Sn Conductor Development for Fusion and Particle Accelerator Applications // *AIP Conference Proceedings.* – 2004. – vol. 711. – p.369.
24. Emanuela Barzi and Alexander V. Zlobin Nb₃Sn Wires and Cables for High-Field Accelerator Magnets // *Nb₃Sn Accelerator Magnets* – 2019. – Springer. – pp. 23-51.
25. Godeke A. A review of the properties of Nb₃Sn and their variation with A15 composition, morphology and strain state // *Supercond. Sci. Technol.* – 2006. – vol. 19. – pp. R68–80.
26. Dew-Huges D. Flux pinning mechanisms in type II superconductors // *Phil. Mag.* – 1974. Vol. 30, №2. PP. 294-305.
27. Scalan R. M., Fietz W.A., Koch E. F. Flux pinning centers in superconducting Nb₃Sn // *J. Appl. Phys.* – 1975. – vol. 46. – №5. – P. 2244.
28. Campbell A. M., Evetts J.E. Flux vortices and transport current in the type II superconductors // *Adv. Phys.* – 1972. – Vol. 21. – №90. – PP. 199-428.
29. Pande C.S., Suenaga M. A model of flux pinning by grain boundaries in type II superconductors // *Appl. Phys. Lett.* – 1977. – vol. 29. – №7. – P. 443-444.

30. Suenaga M., Tsuchiya K., Higuchi N., Tachikawa K. Superconducting critical current densities of commercial multifilamentary Nb₃Sn(Ti) wires made by the bronze process // *Cryogenics*. – 1985. – vol. 25. – №3, – PP. 123-128.
31. Escamez Guillaume AC losses in superconductors: a multi-scale approach for the design of high current cables // *Université Grenoble Alpes*. – 2016.
32. H. Küpfer, R. MeierHirmer, and T. Reichert Field dependent change of the critical current density in neutron irradiated A15 superconductors with grain boundary pinning // *J. of Appl. Phys.* – 1980. – Vol. 51. – P. 1121.
33. T. Baumgartner, M. Eisterer, H. W. Weber, R. Flukiger, C. Scheuerlein, and L. Bottura Effects of Neutron Irradiation on Pinning Force Scaling in State-of-the-Art Nb₃Sn Wires // *Supercond. Sci. and Tech.* – 2014. – vol. 27. – P. 015005.
34. <http://www.iter.org/factsfigures>
35. Baig T., Yao Z., Doll D., Tomsic M. and Martens M. Conduction cooled magnet design for 1.5 T, 3.0 T and 7.0 T MRI systems // *Supercond. Sci. Technol.* – 2014. – vol. 27. – P. 125012.
36. Sharma R.G. Superconductivity: Basics and Applications to Magnets // *Springer International Publishing*. – 2015. – 360-3.
37. T. Spina, C. Scheuerlein, D. Richter, B. Bordini, L. Bottura, A. Ballarino and R. Flükiger Variation of the Critical Properties of Alloyed Nb-Sn Wires After Proton Irradiation at 65 MeV and 24 GeV // *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, – 2015. – vol. 25, – P. 6000505.
38. Sweedler A R, Cox D E and Moehlecke S 1978 *J Nucl Mater* 72 50
39. T. Spina, C. Scheuerlein, D. Richter, L. Bottura, A. Ballarino, R. Flükiger Critical current density of Nb₃Sn wires after irradiation with 65MeV and 24GeV protons // *Journal of Physics: Conference Series*. – 2014. – vol. 507. – p. 022035.
40. R. Flükiger, T. Spina, F. Cerutti, A. Ballarino, C. Scheuerlein, L. Bottura, Y. Zubavichus, A. Ryazanov, R. D. Svetogovov, S. Shavkin, P. Degtyarenko, Y. Semenov,

C. Senatore and R. Cerny Variation of T_c , lattice parameter and atomic ordering in Nb_3Sn platelets irradiated with 12 MeV protons: correlation with the number of induced Frenkel defects // *Supercond. Sci. Tech.* – 2017. – vol. 30. – №5. – p. 054003.

41. G. W. Cullen, R. L. Novak Effect of Neutron-Induced Defects on the Current-Carrying Behavior of Vapor-Deposited Niobium Stannide // *J. Appl. Phys.* – 1966. – vol. 37. – p. 3348.

42. R. Bett The effects of neutron irradiation damage on the superconducting properties of Nb_3Sn // *Cryogenics* – 1974. – vol. 14. – №7. – PP. 361-366

43. H. Adrian, G. Ischenko, M. Lehmann, P. Miller, H. Braun and G. Linker Low temperature irradiation of Nb_3Sn and V_3Si with high energy sulphur ions // *J. Less Com. Met.* – 1978. – v. 62. – pp. 99-110.

44. S. D. Bader and F. Y. Fradin, in D. H. Douglass (ed.), *Superconductivity in d- and f-Band Metals* // Plenum Press New York – 1976. – p. 567.

45. P. Horsch and H. Rietschel A new aspect of superconductivity in A-15 compounds // *Z. Phys. B. Cond. Matt.* – 1977. – vol. 27. – PP. 153-160.

46. 46. Г. Н. Кинчин и Р. С. Пиз Смещение Атомов В Твердых Телах Под Действием Излучения // *УФН* – т. 60. – вып. 4. – стр. 590-615.

47. Н. Н. Дегтяренко, В. Ф. Елесин, В. А. Кашурников, Д. В. Петров, Ю. П. Скопинцев Пространственно-неоднородные состояния параметра порядка в соединениях со структурой А-15 // *Журнал технической физики* – 1988. – т. 58. – №2. – стр. 388.

48. Pathak L. C., Mishra S. K. A review on the synthesis of Y–Ba–Cu-oxide powder // *Superconductor Science and Technology.* – 2005. – Т. 18. – №. 9. – С. R67.

49. Dijkkamp D., Venkatesan T., Wu X. D., Shaheen S. A., Jisrawi N., Min-Lee Y. H., McLean W. L. and Croft M. Preparation of Y-Ba-Cu oxide superconductor thin

films using pulsed laser evaporation from high T_c bulk material // *Appl. Phys. Lett.* – 1987. – vol. 51 – p. 619.

50. Fujita S., Daibo M., Igarashi M., Kikutake R., Kakimoto K. Iijima Y., Itoh M. and Saitoh T. In-field critical current property of IBAD/PLD coated conductors // *J. Phys.: Conf. Ser.* – 2014. – 507. – Art. №. 022007.

51. Alexander Usoskin, Herbert C. Freyhardt, Alexander Issaev, Juergen Dzick, Juergen Knoke, Marijn P. Oomen, Martino Leghissa, and Heinz-W. Neumueller Large Area YBCO-Coated Stainless Steel Tapes with High Critical Currents // *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, – 2003. – vol. 13. – №2. – p. 2452.

52. Yasuhiro Iijima, Kazuomi Kakimoto, Yasunori Sutoh, Shoji Ajimura and Takashi Saitoh Development of long Y-123 coated conductors by ion-beam-assisted-deposition and the pulsed-laser-deposition method // *Supercond. Sci, Tech.* – 2004. – vol. 17. – pp. S264-S268.

53. T. Kato, H. Sasaki, Y. Sasaki, T. Hirayama, Y. Ikuhara, T. Watanabe, A. Ibi, H. Iwai, T. Muroga, S. Miyata, Y. Yamada, Y. Iijima, K. Kakimoto, Y. Sutoh, T. Saitoh, T. Izumi, Y. Shiohara Nanostructural characterization of YBCO films on metal tape with textured buffer layer fabricated by pulsed-laser deposition // *J. Mater Sci.* – 2006. – vol. 2006. – pp. 2587-2595.

54. H. Tobita, K. Notoh, K. Higashikawa, M. Inoue, T. Kiss, T. Kato, T. Hirayama, M. Yoshizumi, T. Izumi and Y. Shiohara Fabrication of BaHfO₃ doped Gd₁Ba₂Cu₃O₇ coated conductors with the high I_c of 85 A/cm-w under 3 T at liquid nitrogen temperature (77 K) // *Supercond. Sci, Tech.* – 2012. – vol. 25. – pp. 062002.

55. Takahashi K., Kobayashi H., Yamada Y., Ibi A., Fukushima H., Konishi M., Miyata S., Shiohara Y., Kato T. and Hirayama T. Investigation of thick PLD-GdBCO and ZrO₂ doped GdBCO coated conductors with high critical current on PLD-CeO₂ capped IBAD-GZO substrate tapes // *Supercond. Sci. Technol.* – 2006. – vol. 19 pp. 924–929.

56. Y. Iijima, K. Kakimoto, M. Igarashi, S. Fujita, W. Hirata, S. Muto, T. Yoshida, Y. Adachi, M. Daibo, K. Naoe, T. Fukuzaki, K. Higashikawa, T. Kiss, and S. Awaji BMO-Doped REBCO-Coated Conductors for Uniform In-Field I_c by Hot-Wall PLD Process Using IBAD Template // *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, – 2017. – vol. 27. – № 4. – p. 6602804.
57. V. Chepikov, N. Mineev, P. Degtyarenko, S. Lee, V. Petrykin, A. Ovcharov, A. Vasiliev, A. Kaul, V. Amelichev, A. Kamenev, A. Molodyk and S. Samoilenkov Introduction of $BaSnO_3$ and $BaZrO_3$ artificial pinning centers into 2G HTS wires based on PLD-GdBCO films. Phase I of the industrial R&D programme at SuperOx // *Supercond. Sci, Tech.* – 2017. – vol. 30. – pp. 124001.
58. D. Abraimov Critical currents of modern ReBCO conductors in high magnetic fields up to 45T // *ICMC.* – July 2019.
59. C. Senatore Recent progress on HTS conductor for high-field magnets: critical surface studies // *FCC Week.* – June 2019.
60. Foltyn S., Civale L., MacManus-Driscoll J., Jia Q, Maiorov B., Wang H. and Maley M. Materials science challenges for high-temperature superconducting wire // *Nat. Mater.* – 2007. – Vol.6. – №9. – pp. 631–642.
61. Matsumoto K. and Mele. P Artificial pinning center technology to enhance vortex pinning in YBCO coated conductors // *Supercond. Sci. Technol.* – 2010. – vol. 23. – Art. №014001.
62. Blatter G., Feigelman M., Geshkenbein V., Larkin A. and Vinokur V. Vortices in high-temperature superconductors // *Rev. Mod. Phys.* – 1994 – vol. 66. p. – 1125.
63. M. Buchacek, R. Willa, V. B. Geshkenbein, and G. Blatter Strong pinning theory of thermal vortex creep in type-II superconductors // *Phys. Rev. B* – 2019. – vol. 100. – No. 1. – art. no. 014501.

64. Crabtree G., Leaf G., Kaper H., Vinokur V., Koshelev A., Braun D., Levine D., Kwok W. and Fendrich J. Time-dependent Ginzburg-Landau simulations of vortex guidance by twin boundaries // *Physica C* – 1996. – Vol. 263 – №1-4. – pp. 401–408.
65. Nelson D. and Vinokur V. Boson localization and correlated pinning of superconducting vortex arrays // *Phys. Rev. B* – 1993. – vol. 48 – №17. – p. 13060.
66. A. E. Koshelev, A. B. Kolton Theory and simulations on strong pinning of vortex lines by nanoparticles // *Phys. Rev.* – 2011. – vol. 84. – p. 104528.
67. Catana A., Broom R., Bednorz J., Mannhart J. and Schlom D. Identification of epitaxial Y_2O_3 inclusions in sputtered $YBa_2Cu_3O_7$ films: Impact on film growth // *Appl. Phys. Lett.* – 1992. – vol. 60. – pp. 1016-1018.
68. Haberkorn N., Miura M., Baca J., Maiorov B. and Usov I. High-temperature change of the creep rate in $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ films with different pinning landscapes // *Phys. Rev. B* – 2012. – vol. 85. – №17. – p. 174504.
69. Selvamanickam V., Gharahcheshmeh M., Xu A., Galstyan E., Delgado L. and Cantoni C. High critical currents in heavily doped (Gd,Y) $Ba_2Cu_3O_x$ superconductor tapes // *Appl. Phys. Lett.* – 2015. – vol. 106. – №3. – art. № 032601.
70. Xu A., Jaroszynski J., Kametani F. and Larbalestier D. Broad temperature range study of J_c and H_{c2} anisotropy in $YBa_2Cu_3O_x$ thin films containing either Y_2O_3 nanoparticles or stacking faults // *Appl. Phys. Lett.* – 2015. – vol. – №5. – art. № 052603.
71. K. A. Müller, M. Takashige, and J. G. Bednorz Flux trapping and superconductive glass state in $La_2CuO_{4-y}:Ba$ // *Phys. Rev. Lett.* – 1987. – vol. 58. № 11. – p. 1143.
72. A. M. Campbell and J. E. Evetts Flux vortices and transport currents in type II superconductors // *Adv. Phys.* – 1972. – vol. 21, – № 90. – pp. 199-428.
73. M. Tinkham Resistive Transition of High-Temperature Superconductors // *Phys. Rev. Lett.* – 1988. – vol. 61. – №14. – p. 1658.

74. Kwok Wai-Kwong, Welp Ulrich, Glatz Andreas, Koshelev Alexei E., Kihlstrom Karen J., Crabtree, George W. Vortices in High-Performance High-Temperature Superconductors // *Rep. Prog. Phys.* – 2016. – vol. 79. – No.11. – p. 116501.
75. S. L. Liu, G. J. Wu, X. B. Xu, J. Wu and H. M. Shao Scaling of the vortex–liquid resistivity in high temperature superconductors // *Supercond. Sci. Technol.* – 2005. – vol. 18. – pp. 1332-1336.
76. A. Goyal, D. P. Norton, D. M. Kroeger, D. K. Christen, M. Paranthaman, E. D. Specht, J. D. Budai, Q. He, B. Saffian, F. A. List, D. F. Lee, E. Hatfield, P. M. Martin, C. E. Klabunde, J. Mathis and C. Park Conductors with controlled grain boundaries: An approach to the next generation, high temperature superconducting wire // *J. Mat. Res.* – 1997. – vol. 12. – pp. 2924-2940.
77. Awaji S., Yoshida Y., Suzuki T., Watanabe K., Hikawa K., Ichino Y. and Izumi T. High-performance irreversibility field and flux pinning force density in BaHfO₃-doped GdBa₂Cu₃O_y tape prepared by pulsed laser deposition // *Appl. Phys. Express.* – 2015. – Vol. 8. – Art. No. 023101.
78. Varanasi C., Barnes P., Burke J., Brunke L., Maartense I., Haugan T., Stinzianni E., Dunn K. and Haldar P. Flux pinning enhancement in YBa₂Cu₃O_{7-x} films with BaSnO₃ nanoparticles // *Supercond. Sci. Technol.* – 2006. – vol. 19. – No. 10. – p. L37.
79. Ercolano G., Harrington S., Wang H., Tsai F. and MacManus-Driscoll J. 2010 State-of-the-art flux pinning in YBa₂Cu₃O_{7 - δ} by the creation of highly linear, segmented nanorods of Ba₂(Y /Gd)(Nb/Ta)O₆ together with nanoparticles of (Y /Gd)₂O₃ and (Y /Gd)Ba₂Cu₄O₈ // *Sci. Technol. Supercond.* – vol. 24. – No. 9. – Art. No. 022003.
80. Lars Opherden, Max Sieger, Patrick Pahlke, Ruben Hühne, Ludwig Schultz, Alexander Meledin, Gustaaf Van Tendeloo, Rainer Nast, Bernhard Holzapfel, Marco Bianchetti, Judith L. MacManus-Driscoll and Jens Hänisch Large pinning forces and matching effects in YBa₂Cu₃O_{7-δ} thin films with Ba₂Y(Nb/Ta)O₆ nano-precipitates // *Sci. Rep.* – 2016. – vol. 6. – art. no. 21188.

81. N. Haberkorn, M. Miura, J. Baca, B. Maiorov, I. Usov, P. Dowden, S. R. Foltyn, T. G. Holesinger, J. O. Willis High-temperature change of the creep rate in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ films with different pinning landscapes // *Physical Review B* – 2012. – Vol. 85 – art. No. 174504.
82. Haugan T., Barnes P., Wheeler R., Meisenkothen F. and Sumption M. Addition of Nanoparticle Dispersions to Enhance Flux Pinning of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ Superconductors // *Nature*. – 2004. – vol. 430. pp. 867–870.
83. Mary Ann P. Sebastian, Joshua N. Reichart, Margaret M. Ratcliff, Thomas J. Bullard, Jack L. Burke, Charles R. Ebbing, George Y. Panasyuk, Chen-Fong Tsai, Wenrui Zhang, Jijie Huang, Haiyan Wang, Judy Wu, Timothy J. Haugan Study of the Flux Pinning Landscape of YBCO Thin Films With Single and Mixed Phase Additions $\text{BaMO}_3+\text{Z}:\text{M} = \text{Hf}, \text{Sn}, \text{Zr}$ and $\text{Z} = \text{Y}_2\text{O}_3, \text{Y211}$ // *IEEE Trans. Appl. Supercond.* – 2017. – vol. 27. – No. – pp. 1–5.
84. J. Giapintzakis, W. C. Lee, J. P. Rice, D. M. Ginsberg, I. M. Robertson, R. Wheeler, M. A. Kirk, and M.-O. Ruault Production and identification of flux-pinning defects by electron irradiation in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ single crystals // *Phys. Rev. B.*– 1992. – vol. 45. – No. 18. – pp. 10677–10683.
85. F. M. Sauerzopf, H. P. Wiesinger, W. Kritscha, H. W. Weber, G. W. Crabtree, and J. Z. Liu Neutron-irradiation effects on critical current densities in single-crystalline $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ // *Phys. Rev. B.* – 1991. – vol. 43. – No. 4 – pp. 3091–3100.
86. Civale L., Marwick A., Worthington T., Kirk M., Thompson J., Krusin-Elbaum L., Sun Y., Clem J. and Holtzberg F. Vortex confinement by columnar defects in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ crystals: Enhanced pinning at high fields and temperatures // *Phys. Rev. Lett.* – 1991. – vol. 67. No. 5. – pp. 648–651.
87. Strickland N., Wimbush S., Kennedy J., Ridgway M., Talantsev E. and Long N. Effective Low-Temperature Flux Pinning by Au Ion Irradiation in HTS Coated

Conductors // IEEE Trans. Appl. Supercond. – 2015. – Vol. 25. – No. 3. – Art. No. 6600905. – pp. 1–5.

88. Matsui H., Ogiso H., Yamasaki H., Sohma M., Yamaguchi I., Kumagai T. and Manabe T. Influence of middle-energy ion-irradiation on the flux pinning properties of YBCO films: Comparison between different synthesis methods // J. Phys.: Conf. Ser. – vol. 507. – art. No. 022019.

89. Антоненко С. В., Безотосный И. Ю., Григорьев А. И., Дегтяренко Н. Н., Евстигнеев В. В., Елесин В. Ф., Жучков В. Е., Захарченко И. В., Молчанов А. С., Шавкин С. В., Головашкин А. И., Красносвободцев С.И., Печень Е. В. Влияние ионного облучения на свойства оксидных высокотемпературных сверхпроводников // Письма в ЖЭТФ. – 1987. – т. 46. – вып. 9. – стр. 362-364.

90. Антоненко С. В., Головашкин А. И., Елесин В. Ф., Есин И. А., Жучков В. Е., Красносвободцев С.И., Печень Е. В., Руднев И.А. Воздействие ионного облучения на критический ток пленок $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ // Письма в ЖЭТФ. – 1988. – т. 47., вып. 5. стр. 260-263.

91. R. Wheeler, M. A. Kirk, R. Brown, A.D. Marwick, L. Civalet, and F.H. Holtzberg TEM study of flux pinning defects in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ produced by 580 MeV Sn ion irradiation // Mat. Res. Soc. Symp. Proc. – 1992. – vol. 235. – pp. 683-688.

92. M.A. Kirk Structure and flux pinning properties of irradiation defects in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ // Cryogenics – 1993. – Vol. 33. – No. 3. – PP. 235-242.

93. L. Civale, A. D. Marwick, M. W. McElfresh, T. K. Worthington, A. P. Malozemoff, F. H. Holtzberg, J. R. Thompson, and M. A. Kirk Defect independence of the irreversibility line in proton-irradiated Y-Ba-Cu-O crystals // Phys. Rev. Lett. – 1990. – vol. 65. No. 9 – p. 1164.

94. W. Schindler, P. van Haaelt, G. Saemann-Ischenko, G.Kumm, K. Winze, B. Holzapfel, B. Roas, W. Gieres and H. Gerstenberg Critical Current Density and Pinning

Potential in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals and epitaxial thin films after fast neutron irradiation // *Supercond. Sci. Technol.* – 1992. – vol. 5. – PP. S129–132.

95. M. R. Koblishka, M. Muralidhar, M. Murakami Flux pinning in ternary $(\text{Nd}_{0.33}\text{Eu}_{0.33}\text{Gd}_{0.33})\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ melt-processed superconductors // *Appl. Phys. Lett.* – vol. 1998. – vol. 73. – pp. 2351-2353.

96. J. P. F. Feighan, A. Kursumovic and J. L. MacManus-Driscoll Materials design for artificial pinning centres in superconductor PLD coated conductors // *Supercond. Sci. Technol.* – 2017. – vol. 30. – art. No. 123001.

97. J. D. Adam et al. Status of the LHC Superconducting Cable Mass Production // *IEEE Trans. on Appl. Supercond.* – 2002. – Vol. 12, – №1. – pp. 1056-1062.

98. P. Fessia, D. Perini, S. Russenschuck, C. Voellinger, R. Vuillermet and C. Wyss Selection of the Cross-Section Design for the LHC Main Dipole // *IEEE Trans. on Appl. Supercond.* – 2000. – Vol.10. – No.1. – pp. 65-68.

99. Sidorin A. et al. Design of the Nuclotron Booster in the NICA Project // *Ibid.* P. 681–683.

100. L. Rossi, The LHC Superconducting Magnets, Proceedings of the 2003 Particle Accelerator Conference.

101. A. L. Bezbatchenko, I. N. Golovin, P. I. Kozlov, et al., in *Plasma Physics and the Problem of Controlled Nuclear Fusion* (Akad. Nauk SSSR, Moscow). – 1958. – Vol. 4. p. 116.

102. Тамм И.Е., Сахаров А.Д. Теория магнитного термоядерного реактора // в сб. *Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций* (отв. ред. М.А. Леонтович) – 1958. – Т. 1. (М.: Изд-во АН СССР).

103. Хвостенко П.П., Анашкин И.О., Бондарчук Э.Н., Инютин Н.В., Крылов В.А., Левин И.В., Минеев А.Б., Соколов М.М. Экспериментальная термоядерная установка токамак Т-15МД // *Вопросы атомной науки и техники. Серия: Термоядерный синтез.* – 2019. – т. 42. – вып. 1. стр. 15-38.

104. Samuele Meschini, Francesco Laviano, Federico Ledda, Davide Pettinari, Raffella Testoni, Daniele Torsello and Bruno Panella1 Review of commercial nuclear fusion projects // *Front. Energy Res.* – 2023. – vol. 11. – p. 1157394.
105. F. Weiss, R. Flukiger, W. Maurer, P. Hahn and M. Guinan Changes in superconducting properties by room temperature neutron irradiation for binary and alloyed Nb₃Sn multifilamentary wires // *IEEE Trans. On Mag.* – 1987. – vol. 23 –№2. – p. 976.
106. H. Kupfer, U. Wiech, I. Apfelstedt, R. Flukiger, R. Meier-Hirmer, T. Wolf, H. Scheurer Influence of fast neutron irradiation on inter- and intragrain properties of ceramic YBa₂Cu₃O₇ // *IEEE Trans. On Mag.* – 1989. – vol. 25 –№2. – p. 2303.
107. B. Hensel, F. Marti, G. Grasso, M. Dhalle, R. Flukiger, F. Paschoud and M. Victoria Enhanced critical current densities in (Bi,Pb)₂Sr₂Ca₂Cu₂O₁₀ silver-sheathed tapes by splayed columnar defects after 600 MeV proton irradiation // *IEEE Trans. On Appl. Supercond.* – 1997. – vol. 7 –№2. – p. 2030.
108. Wee S., Goyal A., Li J., Zuev Y. and Cook S. Strong Enhancement in Flux-Pinning in Thick NdBa₂Cu₃O_{7-δ} Films Grown on IBAD-MgO Templates Via 3-D Self-Assembled Stacks of BaZrO₃ Nanodots // *J. Appl. Phys.* – 2007. – vol. 102. – No. 6. – art. No. 063906.
109. Gustavo Carlos Buscaglia and Carlos Bolech and Arturo Hidalgo Lopez. On the Numerical Solution of the Time-Dependent Ginzburg-Landau Equations in Multiply Connected Domains // – 2000. – pp. 200-215. – Physics Publishing.
110. K.S. Grishakov, P.N. Degtyarenko, N.N. Degtyarenko, V.F. Elesin, V.S. Kruglov. Time dependent Ginzburg-Landau equations for modeling vortices dynamics in type-II superconductors with defects under a transport current // *Physic Procedia* – 2012. – Vol. 36. – pp. 1206-1210.
111. Ландау Л.Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика: Часть1 // ФИЗМАТЛИТ. М. – 2001. – 616 стр.

112. Де Жен П. Сверхпроводимость металлов и сплавов // Мир. М. – 1968. 280 стр.
113. Ландау Л.Д., Лифшиц Е. М., Теория поля // Наука. – 1988. – 509 стр.
114. L. P. Gorkov and G. M. Eliashberg. The Behavior of a Superconductor in a Variable Field // JETP – 1969. – Vol. 54. – No. 6. – p. 1291.
115. F. Liu, M. Mondello and N. Goldenfeld. Kinetics of the superconducting transition. // Phys. Rev. Lett. – 1991. – vol. 66. – No. 23. – pp. 3071-3074.
116. H. Frahm, S. Ullah and A. Dorsey Flux dynamics and the growth of the superconducting phase. // Phys. Rev. Lett. – 1991. – vol. 66. – No. 23. – pp. 3067-3070.
117. R. Kato, Y. Enomoto and S. Maekawa Effects of the surface boundary on the magnetization process in type-II superconductors // Phys. Rev. B. – 1993. – vol. 47 pp. 8016 - 8024.
118. M. Machida and H. Kaburaki Direct simulation of the time-dependent Ginzburg-Landau equation for type-II superconducting thin film: Vortex dynamics and V-I characteristics // Phys. Rev. Lett. – 1993. – v. 71. – pp. 3206-3209.
119. C. Bolech, G. C. Buscaglia and A. López. Numerical simulation of vortex arrays in thin superconducting films // Phys. Rev. B. – 1995. – vol. 52. – 15719-15722.
120. T. Ishida, R.B. Goldfarb Fundamental and harmonic susceptibilities of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ // Phys. Rev. B. – 1990. – vol. 41. – No. 13. – p. 8937.
121. C.P. Bean Magnetization of Hard Superconductors // Phys. Rev. Lett. – 1962. – vol. 8. – no. 6 – p. 250.
122. Y. Xue, H. Kaneko, Q. Tao, Z. Xu, N. Takeda, Y. Nemoto, T. Goto and H. Suzuki Low temperature x-ray diffraction study on superconductivity // J. Phys.: Conf. Ser. – 2009. – vol. 150. – art. No. 052284.
123. Viacheslav Kazmiruk Scanning Electron Microscopy // InTech Publisher – 2012.
124. R. Wiesendanger, D. Anselmetti, STM and AFM Studies of Layered Materials: General // Surface Properties of Layered Structures. – 2011. – vol. 16. – pp. 1-26.

125. L.S. Uspenskaya, V.K. Vlasko-Vlasov Study of the motion of vertical Bloch lines by the method of magneto-optic diffraction // JETP. – 1992. том 74. – вып. 3. – стр. 506.
126. P. Stadelmann EMS – a software package for electron diffraction analysis and HREM image simulation in material science // Ultramicroscopy. – 1987. – vol. 21. – no. 2. – pp. 131-146.
127. Александров А.С. и др. // ФТТ. – 1979. – т. 21. – вып. 7. – стр. 2062-2072.
128. P. N. Degtyarenko, A. Ballarino, L. Bottura, S. Y. Gavrilkin, R. Flükiger, I. A. Karateev, V. S. Kruglov, S. T. Latushkin, C. Scheuerlein, A. I. Ryazanov, E. V. Semenov, S. V. Shavkin, T. Spina, V. N. Unezhev, A. L. Vasiliev Influence of fast proton irradiation with energies of 12.4 and 12.8 MeV on magnetic characteristics and microstructure changes of superconducting intermetallic compound Nb₃Sn // J. of Phys.: Conf. Ser. – 2016. – vol. 747 – art. No. 012030.
129. Spina T., Scheuerlein C., Richter D., Ballarino A., Cerutti F., Esposito L.S., Lechner A., Bottura L. and Flükiger R. Correlation Between the Number of Displacements Per Atom and T_c After High-Energy Irradiations of Nb₃Sn Wires for the HL-LHC // IEEE Trans Appl. Supercond. – 2016. – Vol. 26. – art. no. 6001405.
130. Sweedler A.R., Cox D.E. and Moehlecke S. Neutron irradiation of superconducting compounds // J. Nucl. Mater. – 1978. – Vol. 72. – no. 1-2. – pp. 50-69.
131. Devantay H., Jorda J.L., Decroux M., Muller J. and Flükiger R. The physical and structural properties of superconducting A15-type Nb-Sn alloys // J. Mater. Sci. – 1981. – vol. 16 – pp. 2145-2153.
132. Moehlecke S., Cox D.E. and Sweedler A.R. The effects of neutron irradiation on the superconducting properties of Nb₃Pt // J. L.-Com. Met. – 1978. – vol. 62. – pp. 111-118.
133. Herbert C. Freyhardt, Dominic Lee and Teruo Izumi Coated conductors and their applications // Supercond. Sci. and Tech. – 2010. – vol. 23. – no. 1. – art. no. 010201.

134. Gurevich A. and Cooley L. D. Anisotropic flux pinning in a network of planar defects. *Phys. Rev. B* 50, 13563–13576 (1994).
135. N.D. Browning, J.P. Buban, P.D. Nellis, D.P. Norton, M.F. Chisholm, S.J. Pennycook The atomic origin of reduced critical currents at [001] tilt grain boundaries in YBa₂Cu₃O₇ thin films // *Physica C* – 1998. – vol. 294. – pp. 183-193.
136. Hilton D.K., Gavrilin A.V. and Trociewitz U.P. Practical fit functions for transport critical current versus field magnitude and angle data from (RE)BCO coated conductors at fixed low temperatures and in high magnetic fields // *Supercond. Sci. Tech.* – 2015. – vol. 28. – no. 7. – art. no. 074002.
137. V. Chepikov, N. Mineev, D. Abin, V. Petrykin, S. Pokrovskii, V. Amelichev, A. Molodyk, S. Lee, S. Samoilenkov, I. Rudnev and A. Kaul Pinning properties of PLD-obtained GdBa₂Cu₃O_{7-x} coated conductors doped with BaSnO₃ // *IEEE Trans.on. Appl. Supercond.* – 2017. – vol. 27. – art. no. 8000905. pp. 1–5.
138. F. Prado, A. Caneiro, A. Serquis. High temperature thermodynamic properties, orthorhombic/tetragonal transition and phase stability of GdBa₂Cu₃O_y and related R123 compounds // *Physica C.* – 1998. – vol. 295. – pp. 235-246.
139. Y. Hinatsu Electron Paramagnetic Resonance Spectra of Pr⁴⁺ in BaCeO₃, BaZrO₃, BaSnO₃, and Their Solid Solutions // *J. of solid-state chem.* – 1996. – vol. 122. – p. 0131.
140. S. Bud'ko, J. Guimpel, O. Nakamura, M. Maple, Ivan K. Schuller Uniaxial pressure dependence of the superconducting critical temperature in RBa₂Cu₃O_{7-δ} high-T_c oxides // *Phys. Rev. B.* – 1992. – vol. 46. – pp. 1257-1260.
141. M.F. Crommie, A.Y. Liu, A. Zettl, M.L. Cohen, P. Parilla, M.F. Hundley, W.N. Creager, S. Hoen, M.S. Sherwin c-axis stress dependence of normal and superconducting state properties of YBa₂Cu₃O₇ // *Phys. Rev. B.* – 1989. – vol. 39. – No. 7. – pp. 4231-4234.

142. A. Usoskin, U. Betz, F. Hofacker, A. Rutt, K. Schlenga, B. Prause, L. Rossi, L. Bottura, A. Ballarino, C. Senatore, A. Kario, W. Goldacker, D. Abraimov, D. Larbalestier Double-Disordered HTS Coated Conductors and Their Assemblies Aimed for Ultra-High Fields: Large Area Tapes // *IEEE Trans. Appl. Supercond.* – 2018. – vol. 28. – art. no. 6602506.
143. J. MacManus-Driscoll, S. Wimbush Processing and application of high-temperature superconducting coated conductors // *Nat. Rev Mat.* – 2021. – vol. 6. – pp. 587-604.
144. P. Mele, K. Matsumoto, T. Horide, A. Ichinose, M. Mukaida, Y. Yoshida, S. Horii and R. Kita // Ultra-high flux pinning properties of BaMO₃-doped YBa₂Cu₃O_{7-x} thin films (M=Zr, Sn) // *Supercond. Sci. Technol.* – 2008. – vol. 21. – art. no. 032002.
145. Xu Xiaojun, Fu Lan, Wang Liangbin, Zhang Yuheng, Fang Jun, Cao Xiaowen, Li Kebin, and Sekine Hisashi Dependence of activation energy upon magnetic field and temperature in YBa₂Cu₃O_{7-δ} epitaxial thin film // *Phys. Rev. B* – 1999. – vol. 59 – p. 163901.
146. Alexey V. Ovcharov, Pavel N. Degtyarenko, Vsevolod N. Chepikov, Alexander L. Vasiliev, Sergey Yu. Gavrilkin, Igor A. Karateev, Alexey Yu. Tsvetkov, and Andrey R. Kaul Microstructure and superconducting properties of high-rate PLD-derived GdBa₂Cu₃O_{7-δ} coated conductors with BaSnO₃ and BaZrO₃ pinning centers *Nature Scientific reports* // *Sci. Rep.* – 2019. – vol. 9. – art. no. 15235.
147. L. Civale B. Maiorov, A. Serquis, J. O. Willis, J. Y. Coulter, H. Wang, Q. X. Jia, P. N. Arendt, J. L. MacManus-Driscoll, M. P. Maley and S. R. Foltyn Angular-dependent vortex pinning mechanisms in YBa₂Cu₃O₇ coated conductors and thin films // *Appl. Phys. Lett.* – 2004. – vol. 84. – no. 12. – p. 2121.
148. Y. Lee, H. Yamasaki, M. Furuse Magnetic-field angle dependent critical current densities and flux pinning in commercial YBCO tapes below liquid nitrogen temperatures // *Physica C.* – 2011. – vol. 471. – pp. 1017–1020.

149. J. Gutiérrez, A. Llordés, J. Gázquez, M. Gibert, N. Romà, S. Ricart, A. Pomar, F. Sandiumenge, N. Mestres, T. Puig and X Obradors Strong isotropic flux pinning in solution-derived $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ nanocomposite superconductor films // *Nat. mat.* – 2007. – vol. 6. – pp. 367-373.
150. A.P. Menushenkov, V.G. Ivanov, V.N. Chepikov, R.R. Nygaard, A.V. Soldatenko, I.A. Rudnev, M.A. Osipov, N.A. Mineev, A.R. Kaul, O. Mathon and V. Monteseguro Correlation of local structure peculiarities and critical current density of 2G MOCVD YBCO tapes with BaZrO_3 nano-inclusions *Supercond. Sci. Tech.* – 2017. – vol. 30. – no. 4. – art. no. 045003.
151. N. Sakamoto, T. Akune, H.R. Khan and K. Lüders Scaling Law and Irreversibility Fields in High Temperature Superconductors // *J. Phys.: Conf. Ser.* – 2006. – vol. 43. – 148.
152. T. A. Tombrello Columnar track damage in YBCO // *Nucl. Instrum. Methods. Sect. B.* – 1995. – vol. 95. – p. 232.
153. A. D. Marwick, L. Civale, L. Krusin-Elbaum, R. Wheeler, J. R. Thompson, T. K. Worthington, M. A. Kirk, Y. R. Sun, H. R. Kerchner, and F. Holtzberg, Processing high- T_c superconductors with GeV heavy ions // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. B.* – 1993. – vol. 80-81. – p. 2. – pp. 1143-1149.
154. R. Weinstein, R.-P. Sawh, A. Gandini, B. Mayes, and D. Parks Is it really possible to increase J_c by reducing the pinning potential // *Supercond. Sci. Technol.* – 2007. – vol. 20. – art. no. S167.
155. R. Weinstein, R.-P. Sawh, D. Parks, and B. Mayes, Improvement of high T_c superconductor by near-optimum pinning centers created by high Z, high energy ions // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. B.* – 2012. – vol. 272. – pp. 284-290.
156. M. Leroux, K. J. Kihlstrom, S. Holleis, M. W. Rupich, S. Sathyamurthy, S. Fleshler, H. P. Sheng, D. J. Miller, S. Eley, L. Civale, A. Kayani, P. M. Niraula, U. Welp, and

W.-K. Kwok Rapid doubling of the critical current of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ coated conductors for viable high-speed industrial processing // *Appl. Phys. Lett.* – 2015. – vol. 107. – art. no. 192601.

157. M. W. Rupich, S. Sathyamurthy, S. Fleshler, Q. Li, V. Solovyov, T. Ozaki, U. Welp, W.-K. Kwok, M. Leroux, A. E. Koshelev, D. J. Miller, K. Kihlstrom, L. Civale, S. Eley, and A. Kayani Engineered pinning landscapes for enhanced 2G coil wire // *IEEE Trans. Appl. Supercond.* – 2016. – Vol. 26. – art. no. 6601904.

158. Y. L. Wang, L. R. Thoutam, Z. L. Xiao, B. Shen, J. E. Pearson, R. Divan, L. E. Ocola, G. W. Crabtree, and W. K. Kwok Enhancing superconducting critical current by randomness // *Phys. Rev. B.* – 2016. – vol. 93. – Art. no. 045111.

159. E. I. Suvorova, O. V. Uvarov, A. V. Ovcharov, I. A. Karateev, A. L. Vasiliev, V. A. Skuratov, and P. A. Buffat, Effects of Kr and Xe ion irradiation on the structure of Y_2O_3 nanoprecipitates in YBCO thin film conductors // *Philos. Mag. B.* – 2018. – vol. 98. – art. no. 3127.

160. Y. Zhu, Z. X. Cai, R. C. Budhani, M. Suenaga, and D. O. Welch Structures and effects of radiation damage in cuprate superconductors irradiated with several hundred MeV heavy ions // *Phys. Rev. B.* – 1993. – vol. 48. – Art. no. 6436.

161. M. Toulemonde, S. Bouffard, and F. Studer Swift heavy ions in insulating and conducting oxides: Tracks and physical properties // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. B.* – 1994. – vol. 91. – Art. no. 108.

162. N. M. Strickland, E. F. Talantsev, N. J. Long, J. A. Xia, S. D. Searle, J. Kennedy, A. Markwitz, M. W. Rupich, X. Li, and S. Sathyamurthy, Flux pinning by discontinuous columnar defects in 74 MeV Ag-irradiated $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ coated conductors // *Physica C.* – 2009. – Vol. 469. – art. no. 2060.

163. Рязанов А.И., Павлов С.А., Метелкин Е.В., Жемеров А.В. Влияние кулоновского взрыва на процесс образования треков в металлах при облучении тяжелыми ионами // *ЖЭТФ* – 2005. – Т. 128. – вып. 1. стр. 139.

164. Elena I. Suvorova, Pavel N. Degtyarenko, Igor A. Karateev, Alexey V. Ovcharov, Alexander L. Vasiliev, Vladimir A. Skuratov, and Philippe A. Buffat Energy dependent structure of Xe ion tracks in YBCO and the effect on the superconductive properties in magnetic fields // *J. Appl. Phys* – 2019. – vol. 126. – p. 145106.
165. Fetisov S., Zubko V., Zanezin S., Nosov A., Vysotsky V. Review of the design, production and tests of compact AC HTS power cables // *Progress in Superconductivity and Cryogenics* – 2020. – Vol. 22, No.4, pp.33~41.
166. Фетисов С., Зубко В. Базовые технологии изготовления силовых кабелей на основе высокотемпературных сверхпроводников второго поколения // *Электричество*. – 2021. – № 6. – С. 12-23.
167. V.V. Zheltov Program to calculate the magnetic field penetration into linear and circular superconductors // *Elektrichestvo*. – 2009. – vol. 7, pp. 61–67.
168. V. V. Zheltov Technique for calculations of the electric characteristics of superconducting objects // *Supercond.: Res. Dev.* – 2009. vol. 14. pp. 39–46.
169. D. W. Hazelton 2G HTS conductors at superpower // *Proc. Low Temperature High Field Superconductor Workshop*. – 2012, pp. 1–20.
170. D.W. Hazelton et al., Recent developments in 2G HTS coil technology // *IEEE Trans. Appl. Supercond.* – 2009. – vol. 19, – №3, – pp. 2218–2222.
171. H. London Alternating current losses in superconductors of the second kind // *Phys. Lett.* – 1963. – vol. 6. – pp. 162–165.
172. V.V. Zheltov Analytical calculation of rectilinear superconductors electric characteristics at combined excitation and predominant influence of the power supply // *Electrotehnika* – 2008. – No. 3. pp. 51–59.