

Федеральное государственное автономное образовательное
учреждение высшего образования
«Национальный исследовательский Томский политехнический
университет»

На правах рукописи

Шевелев Алексей Эдуардович

ФОРМИРОВАНИЕ ВЫСОКОИНТЕНСИВНЫХ ПУЧКОВ ИОНОВ
МЕТАЛЛОВ НИЗКОЙ ЭНЕРГИИ НА ОСНОВЕ ПЛАЗМЫ ВАКУУМНОЙ
ДУГИ

01.04.20 — физика пучков заряженных частиц и ускорительная техника

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук, профессор
Рябчиков А.И.

Томск – 2019

ОГЛАВЛЕНИЕ

ОГЛАВЛЕНИЕ	2
ВВЕДЕНИЕ.....	5
ГЛАВА I СОСТОЯНИЕ ИССЛЕДОВАНИЙ ПО ФОРМИРОВАНИЮ ВЫСОКОИНТЕНСИВНЫХ ПУЧКОВ ИОНОВ МЕТАЛЛОВ И ИХ ПРАКТИЧЕСКОМУ ПРИМЕНЕНИЮ.....	15
1.1. Особенности формирования плазмы вакуумно-дуговым разрядом.....	16
1.2. Методы и оборудование для очистки потока вакуумно-дуговой плазмы от макрочастиц	20
1.3. Формирование сильноточечных пучков ионов металлов и газов	25
1.4. Закономерности плазменно-иммерсионного формирования ионных потоков	31
1.5. Методы ионной имплантации с использованием сильноточечных ионных пучков.....	34
Выводы.....	37
ГЛАВА II ЗАКОНОМЕРНОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ И ТРАНСПОРТИРОВКИ ВЫСОКОИНТЕНСИВНЫХ ПУЧКОВ ИОНОВ МЕТАЛЛОВ НИЗКОЙ ЭНЕРГИИ.....	39
2.1. Принципы плазменно-иммерсионного формирования высокоинтенсивных пучков ионов.....	39
2.2. Экспериментальная установка и система формирования высокоинтенсивных пучков ионов с использованием плазмы вакуумно- дугового разряда.....	42
2.3. Исследование закономерностей уменьшения микрокапельной фракции плазмы вакуумной дуги.....	46

2.4. Закономерности формирования и транспортировки высокоинтенсивных пучков ионов низкой энергии в условиях компенсации их пространственного заряда электронами вакуумно-дуговой плазмы.....	55
2.5. Влияние давления остаточного газа на эффективность транспортировки коротко-импульсных и длинно-импульсных высокоинтенсивных пучков ионов низкой энергии	68
2.6. Обсуждение закономерностей и особенностей транспортировки высокоинтенсивных пучков ионов металлов.....	72
Выводы.....	83
ГЛАВА III ДИНАМИКА ФОКУСИРОВКИ ВЫСОКОИНТЕНСИВНЫХ ПУЧКОВ ИОНОВ МЕТАЛЛОВ.....	85
3.1. Закономерности изменения интегрального распределения плотности ионного тока по сечению баллистически фокусируемого пучка ионов низкой энергии	85
3.2. Исследование динамических эффектов изменения плотности ионного тока высокоинтенсивного коротко-импульсного пучка ионов алюминия низкой энергии	90
3.3. Влияние давления остаточного газа на распределение плотности ионного тока высокоинтенсивных пучков ионов металлов и динамику их фокусировки	93
3.4. Анализ и обсуждение закономерностей баллистической фокусировки высокоинтенсивных пучков ионов металлов низкой энергии	96
Выводы.....	105

ГЛАВА IV ИССЛЕДОВАНИЕ ВЫСОКОИНТЕНСИВНОЙ ИМПЛАНТАЦИИ ПУЧКОВ ИОНОВ МЕТАЛЛОВ НИЗКОЙ ЭНЕРГИИ.....	107
4.1. Формирование глубоко легированных слоев материалов при высокоинтенсивной имплантации пучков ионов металлов.....	108
4.2. Изменение морфологии поверхности и микроструктуры титана, никеля, циркония в процессе высокоинтенсивной имплантации ионов низкой энергии	120
4.3. Изучение фазовой композиции интерметаллидных систем Ti-Al, Zr-Ti и Ni-Al различной стехиометрии сформированных в процессе высокоинтенсивной имплантации ионов металлов.....	124
4.4. Исследование структурно-фазовой и элементной композиции интерметаллидной системы Ti-Al методом просвечивающей электронной микроскопии	129
4.5. Измерение механических и эксплуатационных характеристик образцов имплантированных низкоэнергетичными ионами металлов на примере системы Zr-Ti.....	133
Выводы.....	136
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	138
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.....	142

ВВЕДЕНИЕ

Методы направленного изменения свойств материалов при использовании пучков заряженных частиц получили широкое практическое распространение как при решении научных, так и технологических задач [1-6]. Одним из наиболее значимых и востребованных подходов является метод ионной имплантации, поскольку в процессе радиационного воздействия на исходный материал возможна не только модификация его структурно-фазовых свойств, но и существенное изменение элементного состава поверхностных и приповерхностных слоев [7-10]. В отличие от технологий нанесения тонкопленочных покрытий, например, методами вакуумного напыления или химического осаждения из паровой фазы, при ионной имплантации отсутствуют проблемы, связанные с недостаточной адгезией и высокими внутренними напряжениями в сформированном покрытии, приводящими к его частичному или полному отслоению [11].

К настоящему моменту развилось несколько основных подходов к ионной имплантации, различающихся принципами формирования ионных потоков и их ускорения [12, 13].

Традиционный метод ионной имплантации заключается в формировании ионных пучков в ускорителях с многоапертурными сеточными системами [14-19]. К достоинствам метода можно отнести возможность формирования пучков ионов с высокими энергиями и, соответственно, проективными пробегами. В тоже время, при облучении в режиме ионно-лучевой имплантации основные трудности связаны с необходимостью разработки сложной системы перемещения и вращения образцов, для обеспечения их однородного легирования.

В последние десятилетия активно развивался альтернативный подход к формированию ускоренных ионных потоков, получивший название плазменно-иммерсионной имплантации ионов [20-28]. В основе подхода лежит принцип ускорения ионов в высоковольтном слое пространственного

разделения зарядов, формирующегося при приложении к мишени, погруженной в плазму, отрицательного потенциала смещения. Тот факт, что ускорение ионов с плазменно-эмиссионной границы происходит нормально в каждой точке поверхности, привел к развитию так называемого метода трехмерной плазменно-иммерсионной ионной имплантации, используемого при обработке деталей сложной формы. К настоящему моменту оба подхода как ионно-лучевая, так и плазменно-иммерсионная имплантации широко используются в полупроводниковой промышленности и имеют свои особые области применения [174, 175].

Развитие метода ионной имплантации при модификации материалов различного функционального назначения привело к необходимости существенного увеличения доз ионного облучения и плотностей ионного тока по сравнению с ионной имплантацией в полупроводники [7, 8]. Один из методов формирования сильноточных пучков ионов металлов основан на их экстракции из плазмы вакуумно-дугового разряда и последующем ускорении. Плазма вакуумной дуги обладает рядом существенных преимуществ: высокая плотность ионного тока насыщения из плазмы, присутствие многозарядных ионов, наличие направленной скорости ионного потока. Однако, существенный недостаток вакуумно-дугового разряда связан с одновременной эмиссией как плазмы, так и неионизированных частей катодного материала, находящихся в жидком или твердом состоянии, называемых макрочастицами [30-39]. Их наличие приводит к загрязнению поверхности имплантируемой мишени и требует использования специальных систем фильтрации, как правило приводящих к уменьшению плотности ионного тока [40-46].

Использование ионного ускорителя на основе плазмы непрерывного вакуумно-дугового разряда позволило формировать пучки ионов металлов с плотностями ионного тока на уровне нескольких мА/см² с энергией ионов до 120 кэВ (с учетом зарядового состояния) и достигать флюенса ионного облучения порядка 10^{19} ион/см². Высокие плотности тока в совокупности с повышением флюенса облучения позволили продемонстрировать

возможность формирования интерметаллидных систем Ti-Al, Ni-Al и Ni-Ti на глубинах, значительно превышающих проективный пробег ионов в среде, в том числе за счет диффузионного механизма массопереноса под действием ионного пучка высокой интенсивности [118, 119]. Существенного увеличения глубины модификации материалов при воздействии ионных пучков с плотностями тока в диапазоне от единиц до десятка мА/см² удалось достичь и в случае использования ионов азота [120, 121]. Помимо формирования протяженных ионно-легированных слоев, авторы работ показали, что при сильноточной ионной имплантации энергия ионов не является ключевым фактором, определяющим глубину проникновения имплантируемой примеси, а повышенные плотности ионного тока приводили к значительной интенсификации диффузионных процессов. Важно отметить, что в работе [121] наблюдалось насыщение кривой толщины ионно-модифицированного слоя при росте плотности ионного тока от 4 до 6 мА/см², однако возможное насыщение может быть связано и с низкой энергией ионов азота (100 эВ).

В тоже время, несмотря на наблюдаемое увеличение глубины ионного легирования при высоких плотностях ионного тока и низких энергиях ионов в пучке, до настоящего момента осталась неисследованной область плотностей ионного тока в диапазоне от десятков мА/см² до нескольких А/см². На основании теоретических предсказаний авторы работы [176] показали, что при воздействии низкоэнергетического импульсного пучка ионов с плотностью тока порядка 0.06–0.6 А/см² возможна реализация не диффузионного механизма проникновения легирующей примеси на глубины, многократно превышающие пробег ионов в веществе. Таким образом, актуальной представляется тема диссертационной работы, связанная с разработкой принципиально нового подхода к формированию очищенных от макрочастиц сильноточных пучков ионов металлов с плотностями тока, достигающими десятков-сотен мА/см² и исследованием закономерностей модификации элементного состава, микроструктуры и макроскопических свойств материалов при высокоинтенсивной имплантации.

Цель диссертационной работы заключается в развитии метода плазменно-иммерсионного формирования высокоинтенсивных пучков ионов металлов с плотностями ионного тока достигающими десятков-сотен mA/cm^2 при ускоряющих напряжениях в несколько единиц кВ с использованием плазмы непрерывного вакуумно-дугового разряда, исследовании процессов транспортировки и фокусировки таких пучков в условиях динамической компенсации их пространственного заряда, а также исследовании воздействия таких пучков на элементный, структурно-фазовый состав и макроскопические свойства поверхностных и приповерхностных слоев различных материалов.

Научная новизна работы заключается в том, что:

1. Сформулированы принципы плазменно-иммерсионного формирования высокоинтенсивных пучков ионов металлов низкой энергии на основе плазмы непрерывного вакуумно-дугового разряда. Определены основные закономерности формирования высокоинтенсивных ионных потоков, транспортировки и фокусировки пучков в зависимости от геометрии фокусирующей системы, условий нейтрализации их объемного заряда и параметров ускоряющего напряжения.

2. Показано, что совместное применение вакуумно-дугового источника с тангенциальным к поверхности катода магнитным полем, импульсно-периодических потенциалов смещения отрицательной полярности и оригинальной системы фильтрации микрокапельной фракции на основе дискового затеняющего электрода и свойств ионной оптики позволяет добиться полной очистки фокальной области высокоинтенсивного ионного пучка от макрочастиц вакуумно-дугового разряда.

3. Показано, что условия нейтрализации высокоинтенсивного пучка ионов металлов можно обеспечить за счет предварительной инъекции вакуумно-дуговой плазмы в пространство дрейфа или наработки пучковой плазмы в процессе ионизации остаточного газа ионами пучка в рабочей камере. Установлено, что при баллистической фокусировке ионных пучков в системе с малой кривизной фокусирующего электрода, условия

нейтрализации объемного заряда динамически изменяются как во времени, так и в пространстве.

4. Впервые показана возможность применения пучков ионов металлов с плотностью тока от 10 до 200 мА/см², с энергией ионов в единицы кэВ для высокоинтенсивного ионного легирования металлов и сплавов. При облучении мишеней из никеля, титана и циркониевого сплава высокоинтенсивными пучками ионов алюминия и титана сформированы протяженные ионно-легированные слои с толщинами от единиц до нескольких десятков мкм.

Научная и практическая значимость работы состоит в том, что:

1. Разработан метод генерации высокоинтенсивных пучков ионов металлов на основе плазмы вакуумной дуги, позволяющий при напряжениях на уровне единиц кВ формировать баллистически сфокусированные ионные пучки с током до 1.2 А и плотностью ионного тока до 390 мА/см².

2. Предложен эффективный способ очистки поверхности мишени от микрокапельной фракции вакуумной дуги при совместном применении вакуумно-дугового испарителя с тангенциальным магнитным полем напряженностью 150 Гс и коротко-импульсных высокочастотных отрицательных потенциалов смещения (7 мкс, 10⁵ имп/с, -2 кВ). Показана возможность полной очистки высокоинтенсивных, баллистически сфокусированных пучков ионов металлов низкой энергии при минимальных потерях ионного тока с использованием системы фильтрации типа «солнечное затмение».

3. Воздействие высокоинтенсивных пучков ионов металлов низкой энергии с плотностями ионного тока, достигающими десятков-сотен мА/см² приводит к формированию ионно-модифицированных слоев с толщинами, многократно превышающими проективный пробег ионов низкой энергии. На примере систем Ni-Al, Zr-Ti и Ti-Al показана возможность получения легированных слоев с максимальной толщиной, достигающей 6, 16 и 50 мкм, соответственно. Температурный режим облучения и плотность ионного тока

существенно влияют на фазовый состав и формирование интерметаллидных систем или твердых растворов в ионно-модифицированных слоях.

Работа состоит из введения, четырех глав и заключения. Полный объем диссертации составляет 158 страниц, работа содержит 56 рисунков и 6 таблиц. Список цитируемой литературы включает 177 источников.

В первой главе, на основе литературных данных, проведен обзор опубликованных работ и проанализировано современное состояние дел по формированию сильноточных пучков ионов, преимущественно на основе плазмы вакуумно-дугового разряда. Подробно рассмотрены процессы формирования плазменного потока катодным пятном вакуумно-дугового разряда и микрокапельной фракции. Рассмотрены методы очистки потока вакуумно-дуговой плазмы от макрочастиц как за счет использования электромагнитных систем фильтрации (плазменные фильтры), так и альтернативных подходов. Представлен обзор работ, посвященных разработке и исследованию источников сильноточных пучков ионов металлов и газов на основе импульсно-периодической и непрерывной вакуумной дуги, и газоразрядных систем. Рассмотрены особенности и некоторые закономерности пучков и плазменно-иммерсионной имплантации проводящих материалов.

Вторая глава диссертационной работы посвящена описанию физических принципов плазменно-иммерсионного формирования высокоинтенсивных пучков ионов. Описаны конструкция экспериментальной установки и системы формирования высокоинтенсивных пучков ионов металлов низкой энергии на основе плазмы вакуумно-дугового разряда. Представлены экспериментальные результаты исследования процессов комбинированного уменьшения микрокапельной фракции вакуумной дуги на поверхности мишени за счет снижения общей эмиссии макрочастиц из катодного пятна и их характерных размеров, и повышения эффективности их отражения, испарения и распыления при приложении к мишени коротко-импульсных высокочастотных потенциалов смещения. Показана возможность полной

очистки сфокусированного ионного пучка от микрокапельной фракции при использовании затеняющей область фокусировки ионного пучка сплошного дискового электрода (система типа «солнечное затмение»). Представлены закономерности формирования ускоренных ионных потоков вблизи мелкоструктурного сеточного электрода. Рассмотрены процессы транспортировки высокоинтенсивных пучков ионов металлов в зависимости от параметров ускоряющего напряжения и условий нейтрализации их пространственного заряда в вакуумно-дуговой плазме и при наработке пучковой плазмы. Обнаружены эффекты дестабилизации транспортировки ионных пучков, вплоть до полного развала.

Третья глава посвящена исследованию процессов баллистической фокусировки в зависимости от параметров ускоряющего потенциала смещения, параметров плазмы и условий нейтрализации его объемного заряда. Показано, что действие нескомпенсированного пространственного заряда приводит к возникновению сил радиального расталкивания и соответствующему уширению ионного пучка. Продемонстрировано, что динамическое нарушение условий нейтрализации пространственного заряда пучка, по мере увеличения его плотности, приводит не только к уширению пучка, но и смещению максимума плотности ионного тока за фокальную область, определяемую кривизной сеточного экстрагирующего электрода. Показано, что конечное время выхода плазменных ионов из области пучка приводит к сложной динамике фокусировки высокоинтенсивного ионного пучка. Методами численного моделирования подтверждены эффекты запирания ионного пучка под действием некомпенсированного объемного заряда, вплоть до образования виртуального анода в пространстве транспортировки пучка.

Четвертая глава работы посвящена исследованию закономерностей воздействия высокоинтенсивных пучков ионов на различные материалы. Представленные результаты демонстрируют возможность глубинного ионного легирования титана, никеля и циркониевого сплава, с формированием

ионно-модифицированных слоев с толщинами, многократно превышающим пробеги ионов в соответствующей среде. Представлены результаты исследования поверхностного и пространственного распределения имплантированных атомов. Методами рентгеноструктурного анализа и просвечивающей электронной микроскопии показана возможность формирования интерметаллидных системы, типа Ti-Al, Zr-Ti на глубинах в десятки мкм. Представлены данные об изменении некоторых эксплуатационных свойств интерметаллидных слоев, на примере системы Zr-Ti.

В заключении кратко изложены основные результаты работы, отмечается личный вклад автора и выражается благодарность научному руководителю и сотрудникам лаборатории за помощь в работе.

На защиту выносятся следующие **научные положения**:

1. Комбинация предварительной инжекции вакуумно-дуговой плазмы в эквипотенциальное пространство дрейфа с последующей плазменно-иммерсионной экстракцией ионов вблизи сеточного криволинейного потенциального электрода, транспортировкой и баллистической фокусировкой ионных потоков в сочетании с затеняющим электродом, препятствующим осаждению макрочастиц вакуумной дуги в область фокусировки ионного пучка, обеспечивает формирование высокоинтенсивных, очищенных от макрочастиц, пучков ионов низкой энергии с плотностями тока в десятки-сотни mA/cm^2 . Например, в случае алюминиевой вакуумно-дуговой плазмы при использовании сеточной системы экстракции с радиусом кривизны 7.5 см, плотности ионного тока насыщения из плазмы $5 \text{ mA}/\text{cm}^2$, амплитуде ускоряющего напряжения 3 кВ, частоте следования импульсов 10^5 имп/с и длительности импульса 4 мкс формируется пучок ионов с током 1.15 А и плотностью $390 \text{ mA}/\text{cm}^2$.

2. Эффективность транспортировки высокоинтенсивного пучка ионов металлов низкой энергии в эквипотенциальном пространстве дрейфа при баллистической фокусировке определяется компенсацией его

пространственного заряда холодными электронами плазмы и временем выхода плазменных ионов из объема пучка. Динамическая декомпенсация, связанная с постепенным уходом плазменных электронов из пучка в ускоряющий зазор, приводит к развитию неустойчивости, срыву транспортировки с образованием виртуального анода, как и в случае отсутствия предварительной инжекции плазмы, при этом вероятность такого срыва возрастает с увеличением длительности импульса и ионного тока в пучке. Например, при использовании сеточной системы экстракции с радиусом кривизны 13 см, амплитуде ускоряющего напряжения 1.5 кВ, частоте следования импульсов 10^3 имп/с, длительности импульса 40 мкс и амплитуде ионного тока 1 А, вероятность срыва транспортировки пучка повышается по мере увеличения длительности импульса ионного тока от 15 до 40 мкс.

3. Возникающий в процессе баллистической фокусировки высокоинтенсивного пучка ионов металлов низкой энергии продольный градиент концентрации приводит к неравномерной компенсации пространственного заряда по длине пучка. Наличие области, в которой плотность пучка ионов многократно превосходит плотность предварительно инжектированной вакуумно-дуговой плазмы, обуславливает возникновение радиальных расталкивающих сил из-за недокомпенсации объемного заряда пучка, приводящих к изменению угла его сходимости, уширению и смещению максимума плотности ионного тока за геометрический фокус системы.

4. Высокоинтенсивная имплантация пучков ионов металлов с плотностями ионного тока в диапазоне десятков-сотен mA/cm^2 обеспечивает возможность формирования ионно-модифицированных слоев с толщинами, на порядки превышающими проективный пробег ионов низкой энергии. На примере систем Ni-Al, Zr-Ti и Ti-Al показана возможность формирования интерметаллидных фаз и твердых растворов в ионно-легированных слоях на глубинах до 6, 16 и 50 мкм, соответственно.

Апробация работы. Результаты работы докладывались и обсуждались на 19 и 20 Международных конференциях по модификации поверхности ионными пучками (Чиангмай, Таиланд, 2015, Лиссабон, Португалия, 2017), 7 Международной научно-практической конференции «Физико-технические проблемы в науке, промышленности и медицине» (Томск, 2015), 13-14 конференциях по модификации материалов пучками заряженных частиц и плазменными потоками (Томск, 2016, 2018), 12 Международной конференции по взаимодействию излучений с твердым телом (Минск, Беларусь, 2017), 22 Международной конференции по технологии ионной имплантации (Вюрцбург, Германия, 2018).

По результатам исследований по теме диссертации опубликовано 24 печатные работы: 14 статей в рецензируемых изданиях, из которых 7 статей в журналах 1 и 2 квартилей; 10 публикаций в трудах международных конференций.

Результаты работы использовались при выполнении НИР в рамках гранта Российского научного фонда (№ 17-19-01169) и конкурсной части госзадания Министерства образования и науки Российской Федерации (3.2415.2017/4.6, № 3.7245.2017/6.7).

ГЛАВА I

**СОСТОЯНИЕ ИССЛЕДОВАНИЙ ПО ФОРМИРОВАНИЮ
ВЫСОКОИНТЕНСИВНЫХ ПУЧКОВ ИОНОВ МЕТАЛЛОВ И ИХ
ПРАКТИЧЕСКОМУ ПРИМЕНЕНИЮ**

Необходимость получения сильноточных пучков ионов металлов для модификации различных материалов предопределила развитие ионных ускорителей на основе вакуумно-дугового разряда. Первые экспериментальные работы по ускорению ионов из плазмы вакуумной дуги велись в конце 50-х начале 60-х годов 20-ого века под руководством А.А. Плюто в Сухумском физико-техническом институте [47-48]. Авторы заложили основные концепции экстракции ионных пучков из вакуумно-дуговой плазмы, в том или ином виде используемые во всех остальных источниках. В 1979 году Преветт и Холмс разработали вакуумно-дуговой источник ионов углерода низкой энергии с током пучка, достигающим 0.5 А [49]. В 1982 году интенсивные исследования вакуумно-дуговых ионных источников начались в Национальной лаборатории Беркли, США для разработки сильноточного инжектора урановых ионов в ускоритель тяжелых ионов – синхротрон [50-52]. Значительные успехи, достигнутые при модификации свойств материалов пучками заряженных частиц в 80-е годы, стимулировали развитие ионных источников на основе вакуумной дуги во многих странах мира [14-19, 28, 29, 53-57, 177]. Данная глава посвящена обзору особенностей формирования металлической плазмы вакуумной дугой, описанию систем и подходов очистки плазменного потока от микрокапельной фракции и разработкам сильноточных источников ионов металлов и газов на основе вакуумной дуги. Коротко рассмотрены методы пучковой и плазменно-иммерсионной ионной модификации свойств металлов и сплавов.

1.1. Особенности формирования плазмы вакуумно-дуговым разрядом

Формирование плазмы вакуумно-дугового разряда происходит как результат взрывоэмиссионных процессов, возникающих при дуговом пробое вблизи микроострий на поверхности катода при напряженностях электрического поля порядка 10^8 В/м [58-65, 67]. Микровзрывы приводят к формированию кратковременных лавин заряженных частиц, получивших название эктонов, в которых плотность тока достигает величин 10^9 А/см² и более [58]. Возникновение эктонов сопровождается образованием так называемых катодных пятен, ярких, быстроперемещающихся центров плазменной эмиссии на поверхности катода. Инициация вакуумно-дугового разряда может быть осуществлена при использовании любого проводящего материала, а степень ионизации плазмы может достигать практически 100 % [59].

Катодные пятна различаются по типам и имеют сложную внутреннюю структуру [77-80]. К катодным пятнам первого рода относят нестационарные, короткоживущие пятна (характерное время жизни на уровне нескольких нс), возникающие на поверхности диэлектрических включений. Такие пятна, как правило, характеризуются высокой скоростью перемещения по рабочей поверхности (100-500 м/с) и малой степенью эрозии материала катода [81-83]. Ко второму типу относятся более крупные и медленные катодные пятна, характерные размеры которых могут достигать десятков и даже сотен мкм, существующие в течении микросекунд, однако скорость их перемещения в отсутствие внешних магнитных полей уменьшается на несколько порядков [60, 84].

Одной из важных особенностей плазмы вакуумно-дугового разряда, эмитированной из катодного пятна, является наличие у плазменных ионов высокой направленной скорости [66-72]. Большое количество экспериментов по исследованию процессов генерации катодных пятен указывают на тот факт,

что падение напряжения на дуге, как правило, не превышает 16-25 В и практически не зависит от материала катода [73-74]. В тоже время, исследования скорости направленного движения плазменной струи показывают, что энергия ионов, определяющая скорость движения плазмы, в вакуумно-дуговой плазме достигает величин порядка 50-100 эВ. Ускорение ионов в катодном пятне происходит против направления электрического поля. Было предположено, что вблизи поверхности катода должно существовать дополнительное падение потенциала, приводящее к ускорению ионов, однако эксперименты не обнаружили однозначных доказательств наличия этого «потенциального горба» [75], и наибольшее распространение до настоящего момента получила так называемая газодинамическая модель ускорения плазменного потока, вызванная существованием ион-ионного и электрон-электронного градиентов давления [71]. В недавнее время, в работах А. Андерса была предложена оригинальная модель «движущегося потенциального горба», объединяющая в себе некоторые атрибуты обеих концепций [76], однако она еще нуждается в экспериментальной верификации.

Одним из достоинств плазмы вакуумно-дугового разряда, с точки зрения возможности её использования в сильноточных ускорителях, помимо высоких плотностей ионного тока и наличия высокой направленной скорости, является присутствие в плазме многозарядных ионов [47-48, 85]. В тоже время, зарядовый состав плазмы не является стационарной величиной и существенно зависит как от параметров дугового разряда, так и наличия внешних магнитных полей и их напряженностей [86, 87].

Однако, несмотря на многие достоинства, существенный недостаток вакуумно-дугового разряда заключается в присутствии в потоке вакуумно-дуговой плазмы не только заряженных частиц и нейтральных атомов, но и неионизованных массивных частиц катодного материала, называемых макрочастицами [30-37].

Основная причина возникновения макрочастиц связана с взрывоэмиссионными процессами. В течении времени инициации и существования катодного пятна 2 рода на поверхности катода, в его области, материал находится во всех основных агрегатных состояниях (твердое тело, жидкость, газ и плазма). Возникающие градиентные слои приводят к местному ослаблению прочности металла и под действием давления плазменной струи расплавленный металлический слой вытесняется на периферию, формируя кольцевой гребень, а его образование сопровождается разбрызгиванием части материала, принимающего форму капель [36]. Характерные фотографии сформированного на поверхности катода кольцевого кратера представлены на рис. 1.1.

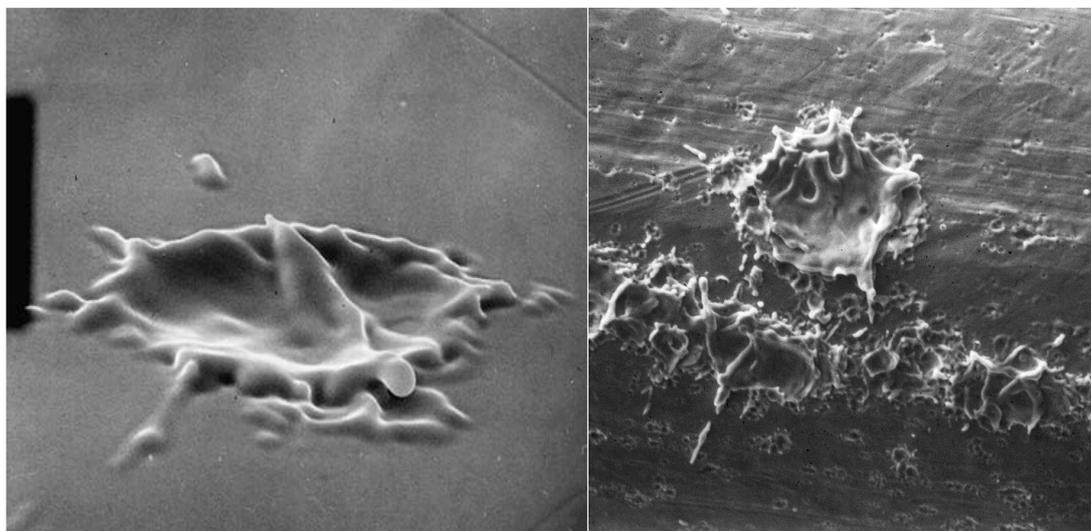


Рисунок 1.1. Характерные микрофотографии кратеров на поверхности молибденового катода вакуумно-дугового испарителя

Даалдер в работах [88, 89] показал, что максимум угловой эмиссии макрочастиц находится в диапазоне $10-30^\circ$ относительно оси катода. Однако, достаточна велика доля макрочастиц, испущенных в направлении нормали, представляющих наибольшие трудности их подавления при разработке как ионных источников на основе вакуумно-дугового разряда, так и методов плазменно-иммерсионной имплантации, ионно-ассистированного и традиционного осаждения покрытий.

Фундаментальные исследования процессов формирования потока микрокапельной фракции представлены в пионерских работах Удриса [90], Девиса, Миллера [71] и многих других исследователей [91-97]. На основе анализа этих работ можно отметить следующие основные закономерности. Во-первых, абсолютное большинство эмитированных в направлении мишени макрочастиц имеет размеры, не превышающие одного микрона. Минимально зарегистрированные частицы имеют размеры порядка 100 нм, однако, как отмечено в ряде работ, эта величина носит не фундаментальный характер, а во многом ограничена разрешающей способностью аналитического оборудования. Во-вторых, характерные размеры макрочастиц, их количество и даже агрегатное состояние существенно зависят от материала катода. Так, в случае легкоплавких материалов велика доля крупных макрочастиц с характерными размерами, достигающими десятков и даже сотен мкм, а их форма указывает на то, что эти макрочастицы достигают подложки в расплавленном состоянии. Для тугоплавких материалов характерно значительное уменьшение как общего количества макрочастиц, так и их размеров, а в случае графита большинство макрочастиц имеют форму не капель, а твердых осколков. Распределение макрочастиц в зависимости от их размеров на примере Pb, W, Ag, Ni, Pt и Cu катодов при импульсном характере вакуумно-дугового разряда представлено на рис. 1.2 [95].

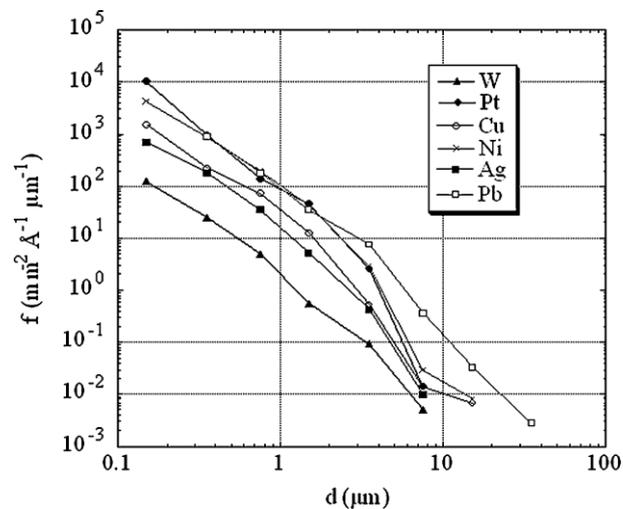


Рисунок 1.2. Характерные размеры макрочастиц и их распределение для различных материалов катода импульсного вакуумно-дугового разряда [95]

Процессы эмиссии микрокапельной фракции так же существенно зависят от характера вакуумно-дугового разряда (импульсный или непрерывный), его параметров (ток, длительность разряда), температуры катода и наличия его охлаждения, напряженности и формы внешних магнитных полей, влияющих на характер движения катодного пятна по рабочей поверхности, наличия остаточного газа в рабочей камере, приводящего к образованию оксидных и нитридных слоев, уменьшающих его эрозию, и многих других параметров.

1.2. Методы и оборудование для очистки потока вакуумно-дуговой плазмы от макрочастиц

Существует несколько основных подходов к решению проблемы наличия микрокапельной фракции в потоке вакуумно-дуговой плазмы. К первому подходу можно отнести использование специальных электромагнитных устройств – плазменных фильтров. Несмотря на все разнообразие предложенных конструкций плазменных фильтров, их основная философия основана на общем принципе: предотвращении прямого пролета макрочастиц от катода вакуумно-дугового испарителя до подложки за счет установки непрозрачного для макрочастиц препятствия и/или изменения траектории движения плазменного потока во внешних электромагнитных полях. Рассмотрим наиболее характерные конструкции более детально.

Одним из наиболее распространенных в лабораторной и производственной практике типом плазменных фильтров является фильтр с криволинейным плазмодом [171], представленный на рис. 1.3.

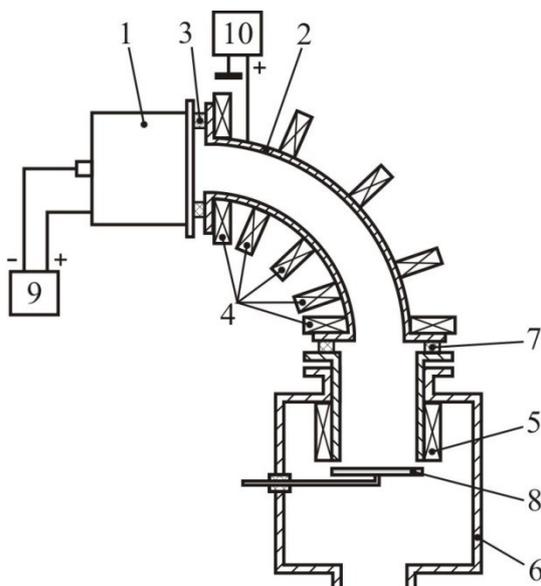


Рисунок 1.3. Схема плазменного фильтра с криволинейным плазмодом: 1 – источник плазмы; 2 – плазмод; 3, 7 – изоляторы; 4, 5 – электромагнитные катушки; 6 – вакуумная камера; 8 – мишень; 9 – источник питания дугового разряда; 10 – источник смещения плазмодода

Очистка потока вакуумно-дуговой плазмы от микрокапель в данной конструкции реализуется за счет изменения траектории движения плазменного потока во внешних магнитных полях. Приложение небольшого положительного потенциала к плазмоду способствует уменьшению потерь ионной компоненты на его элементах, однако не позволяет полностью избежать их. Еще одной проблемой данной конструкции является возможность отражения части макрочастиц от стенок плазмодода с их последующим осаждением на мишень. Увеличения степени очистки плазменного потока добиваются при использовании более сложной формы плазмодоведущего канала, например при S-образной геометрии, однако в данном случае эффективность транспортировки ионной компоненты составляет лишь несколько % и такая конструкция подходит для специфических применений, например осаждения тонкопленочных покрытий с очень высокими требованиями к их качеству.

В качестве альтернативы такой конструкции был предложен прямоточный плазменный фильтр с магнитным островом [98], представленный на рис. 1.4. На оси движения плазменного потока

устанавливается так называемый пассивный «остров», препятствующий прямому пролету макрочастиц, а транспортировка плазменного потока осуществляется вдоль силовых линий аксиально-симметричного магнитного поля, конфигурация которого позволяет дефокусировать и сфокусировать поток дуговой плазмы для его огибания непрозрачного для макрочастиц барьера. Использование такой системы фильтрации позволяет добиться высокой степени очистки плазмы при небольшой эффективности прохождения заряженной компоненты. Наличие «магнитного острова» приводит к уменьшению однородности распределения транспортируемого плазменного потока.

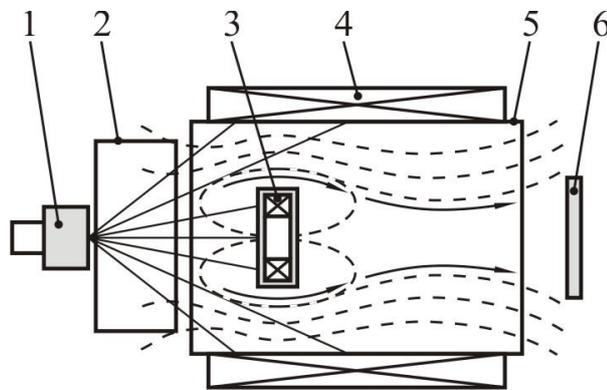


Рисунок 1.4. Плазменный фильтр с «магнитным островом»: 1 – катод; 2 – анод; 3 – отклоняющий соленоид; 4 – соленоид; 5 – плазмовод; 6 – мишень

Простая и эффективная конструкция прямоточного жалюзийного фильтра была исследована в работах [99, 100] и показана на рис. 1.5. Система фильтрации состоит из набора непрозрачных конических электродов, через которые пропускается ток около 400 А, обеспечивающий формирование магнитного поля между электродами. Положительный потенциал с амплитудой порядка 12-15 В создает барьер для ионов и уменьшает их потери на элементах системы транспортировки. Коническая форма электродов препятствует прямому пролету макрочастиц до мишени и обеспечивает уменьшение микрокапельной фракции на 2-3 порядка. При этом эффективность прохождения плазменного потока в таком типе системы высока и может достигать 30-50 %.

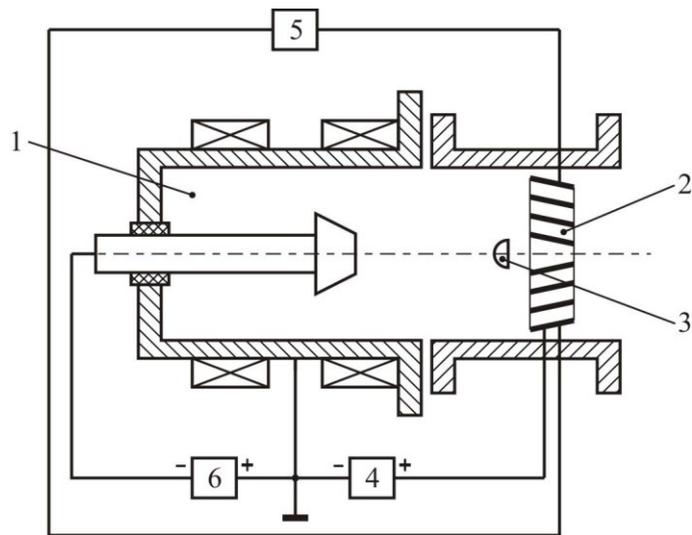


Рисунок 1.5. Плазменный фильтр жалюзийного типа совместно с электродуговым испарителем «Булат-3»: 1 – электродуговой испаритель; 2 – электроды (жалюзи) плазменного фильтра; 3 – защитный экран; 4 – источник питания для формирования дополнительного смещения на электродах плазменного фильтра; 5 – источник питания для формирования в межэлектродном пространстве плазменного фильтра магнитного поля; 6 – источник питания электродугового испарителя

Однако общая проблема всех существующих плазменных фильтров, связанная со значительными потерями ионной компоненты в процессе транспортировки плазменного потока и ограниченной степени его очистки, предопределило поиски альтернативных способов удаления микрокапельной фракции из потока вакуумно-дуговой плазмы.

В ряде работ детально исследован энергетический баланс макрочастицы в потоке вакуумно-дуговой плазмы, её разогрев и возможное испарение [101]. В зависимости от процессов и параметров плазмы, которые учитывались в расчетах, конечные результаты могут отличаться, однако, не вызывает сомнения, что за короткие времена пролета макрочастицы от поверхности катода до образца в свободно расширяющейся плазме, полное испарение макрочастицы – невозможно. Один из вариантов полной очистки предполагает использование мощного инфракрасного источника, например, CO_2 -лазера [101], однако данный подход в обычных лабораторных и промышленных условиях – экономически нецелесообразен.

Интересное физическое явление было обнаружено экспериментально в работе [102] при помощи высокоскоростной лазерной интерферометрии. При использовании импульсного дугового разряда, в потоке плазмы на удалении от поверхности катода вокруг некоторых макрочастиц регистрировались плазменные микросгустки, параметры плазмы которых близки к параметрам плазмы катодного пятна. Явление, по аналогии, получило название капельного пятна. Экспериментальные данные показали, что вероятность возникновения капельных пятен зависит от температуры плавления материала катода. Теоретические расчеты продемонстрировали, что вероятный механизм образования капельных пятен связан с термоэлектронной эмиссией с поверхности макрочастицы, и, что при больших плотностях плазмы и температуры электронов возможно её полное испарение. Однако, требуемая плотность плазмы, превышающая 10^{15} см^{-3} , существует лишь на небольшом удалении от катодного пятна. Таким образом, осуществление данного механизма испарения в традиционных вакуумно-дуговых испарителях со свободно расширяющейся плазмой требует разработки сложной системы фокусировки и транспортировки плазменного потока.

Альтернативный подход связан с возможностью уменьшения плотности макрочастиц непосредственно на поверхности образца при приложении к нему отрицательного потенциала смещения. Впервые, эффект был продемонстрирован экспериментально в работе [103], авторы которой наблюдали 4-х кратное снижение поверхностной плотности макрочастиц в TiN-покрытии, осаждаемом в течении 10 мин при использовании постоянного отрицательного смещения -1 кВ . Теоретическое объяснение наблюдаемого явления было предложено Кейдаром и Бейлисом, которые связали уменьшение числа макрочастиц с их отрицательной зарядкой в плазме и последующим электростатическим отражением от поверхности потенциального электрода [104]. С целью возможного усиления эффекта, авторы работ [105-107] предложили использовать высокочастотный импульсно-периодический потенциал смещения, позволивший значительно

увеличить амплитуду отрицательного смещения без образования на поверхности образца микродуг. Анализ поверхности образцов после 18 мин ионно-плазменной обработки титановой и алюминиевой плазмой при амплитуде отрицательного потенциала смещения 2 кВ, частоте следования импульсов 10^5 имп/с и длительности импульса 7 мкс, продемонстрировал многократное снижение поверхностной плотности макрочастиц, однако в зависимости от теплофизических свойств материала результаты несколько отличались. В случае алюминиевой плазмы при определенных параметрах потенциала смещения удалось добиться полной очистки поверхности мишени даже от крупных макрочастиц с размером в десятки мкм в результате их испарения и усиленного ионного распыления. В случае же титановой плазмы, макрочастицы, которые имеют существенно большую температуру плавления, наиболее значительный эффект уменьшения поверхностной плотности макрочастиц зарегистрирован для макрочастиц с диаметром менее 1 мкм (до 3-х порядков), в то время как число крупных макрочастиц практически не уменьшилось [106]. Очевидно, что такой подход представляет практический интерес и может быть использован, например, при плазменно-иммерсионной имплантации, однако в случае тугоплавких материалов необходимо полностью или частично решить проблему генерации крупных макрочастиц.

1.3. Формирование сильноточных пучков ионов металлов и газов

Первоначальные исследования с использованием плазмы вакуумно-дугового разряда велись преимущественно в контексте ионно-плазменного осаждения тонкопленочных покрытий различного функционального назначения [1]. Достаточно быстро, в том числе в связи со стремительным развитием ускорительной техники, был осознан потенциал использования вакуумно-дуговой плазмы в качестве источника для ускорителей тяжелых ионов и направленного изменения свойств материалов методом ионной

имплантации, потребовавших создания сильноточных источников, обеспечивающих высокие флюенсы облучения.

Несмотря на различные конструкционные модификации, общие принципы ускорения, основанные на использовании многоапертурных экстракторов, остались практически неизменными со времен первых работ по формированию сильноточных ионных пучков из плазмы вакуумной дуги [47, 48]. Рассмотрим их на примере ионного источника Mevva II [14], принципиальная схема которого представлена на рис. 1.6.

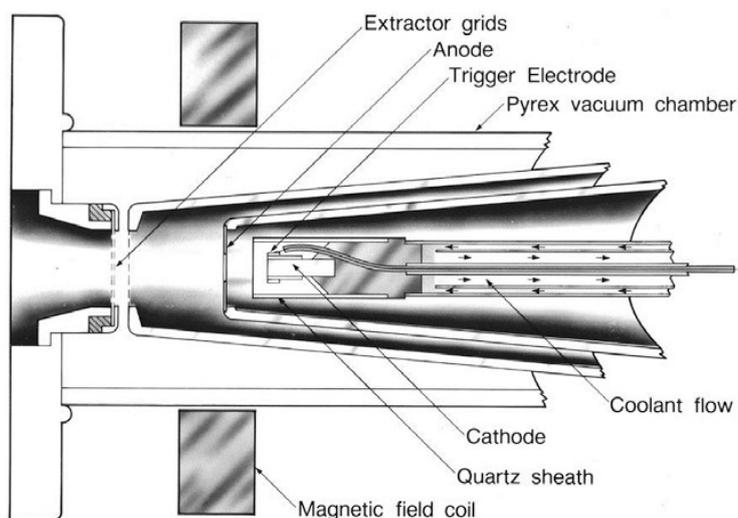


Рисунок 1.6. Принципиальная схема конструкции ионного источника Mevva II

Как и в случае любого ионного источника на основе плазмы вакуумно-дугового разряда, источник состоит из двух основных конструктивных частей: генератора плазмы и системы извлечения ионного пучка. В данном источнике катод вакуумно-дугового испарителя имеет форму цилиндрического стержня с типичным диаметром 5-10 мм, изготовленным из проводящего материала, а инициация дугового разряда происходит при подаче на поджигающий электрод импульсного высоковольтного потенциала. В данном случае, система экстракции состоит из набора многоапертурных электродов. Ближайший к вакуумно-дуговому источнику электрод, по аналогии, получил название плазменного электрода и, как и источник плазмы, находится под высоким положительным потенциалом. Второй и третий электроды образуют

систему экстракции. Первый из них (ближайший к плазменному электроду) называется подавляющим и находится под небольшим отрицательным потенциалом относительно земли, препятствуя возникновению обратного потока низкоэнергетических ионов из рабочей камеры. Последний электрод получил название заземленный, поскольку он находится под потенциалом земли.

Источники типа Mevva работают в режиме импульсно-периодического формирования плазмы с длительностью импульса 100-500 мкс и частотой следования импульсов до нескольких десятков импульсов за секунду (имп/с). Типичный ток дугового разряда составляет 50-500 А. Напряжение на поджигающем электроде достигает величины порядка 10 кВ при длительности около 10 мкс, обеспечивая пиковый ток в несколько десятков А. Постоянное напряжение на системе экстракции обычно составляет несколько десятков кВ (максимум порядка 100 кВ). Как правило, при импульсном вакуумно-дуговом разряде полный ионный ток, извлекаемый из плазмы, обычно не превышает 2-4% [108-110] и в данном случае составляет несколько А, а полный ток ионного пучка в такой геометрии (радиус пучка около 1-10 см) составляет порядка 100-500 мА.

Оригинальный тип ионных источников разработали сотрудники Института сильноточной электроники (г. Томск), получивший название Титан, способный на основе дугового разряда генерировать как пучки ионов металлов, так и газов [54]. В качестве источника ионов металлов используется вакуумно-дуговой разряд, газовые ионы формируются за счет контрагированного разряда в газе низкого давления. В режиме импульсной экстракции напряжение на системе извлечения ионов находится в диапазоне от 10 до 100 кВ. Система позволяет формировать пучки ионов металлов и газов с током порядка 1 А при частоте следования импульсов до 50 имп/с и длительности импульса ~400 мкс. В непрерывном режиме напряжение на источнике ограничивалось 10 кВ, а ионный ток составляет сотни мА. Благодаря инициации дугового разряда в этом источнике за счет

использовании контрагированного разряда, удалось существенно увеличить ресурс стабильной инициации вакуумно-дуговой плазмы. Объединение преимуществ данного типа источника с источником типа MEVVA-5 позволило разработать комбинированный источник MEVVA-V.RU (рис. 1.5), использующий систему быстрой смены катодов револьверного типа для получения пучков ионов металлов различных материалов [19].

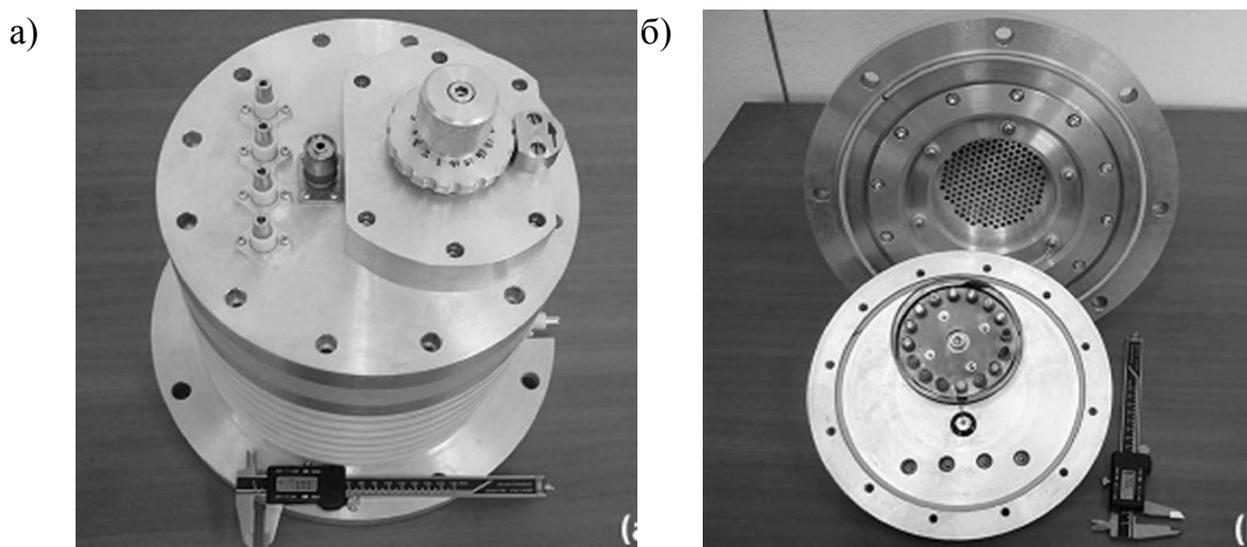


Рисунок 1.7. Внешний вид источника Mevva-V.Ru: а) вид сзади; б) многокатодная револьверная система и экстрагирующие электроды [19]

Разработкой источников сильноточных пучков ионов газов активно занимается коллектив Института электрофизики РАН под руководством Н.В. Гаврилова. Например, известен широкоапертурный ионный источник, способный формировать пучки ионов как химически активных, так и инертных газов [112, 173]. Источник основан на использовании тлеющего разряда с холодным катодом в магнитном поле, а формирование плазмы обеспечивается в большом объеме полого катода при низком давлении газа. Оптимизация конфигурации системы электродов и магнитных полей обеспечивает работоспособность источника при давлениях ниже 0.1 Па в импульсно-периодическом (ток разряда 1-10 А, длительность импульса 1 мс, частота следования 25-50 имп/с) и непрерывных режимах (ток разряда до 2 А). Плотность ионного тока при использовании системы экстракции с апертурой выходного отверстия 15 см достигает 10 mA/cm^2 в импульсном режиме и 1

мА/см² в непрерывном. Кроме того, эксперименты с апертурой системы экстракции до 50 см, указывают на то, что даже при такой значительной площади пучка его неоднородность не превышает $\pm 10\%$, что свидетельствуют о высоком потенциале источника к масштабированию при соответствующей оптимизации системы экстракции. Ионный источник способен эффективно функционировать в среде реактивных газов, формируя пучки ионов кислорода, азота или ионизованных радикалов СН (например, C₃H₈). Масс-спектрометрические исследования показывают, что формируемый пучок отличается высокой чистотой (> 99%). Система экстракции рассчитана на работу как при малых ускоряющих напряжениях и энергиях ионов (1-3 кэВ) для ионного травления, так и в режиме традиционной ионной имплантации при импульсно-периодическом потенциале до 50 кВ.

Значительных успехов в разработке ионных источников на основе плазмы вакуумно-дугового разряда достиг коллектив научной лаборатории Высокоинтенсивной имплантации ионов под руководством А.И. Рябчикова (серия ионных источников Радуга [28]). Различные версии источников работают как в режиме плазменно-иммерсионной имплантации, так и в режиме традиционных ионных экстракторов при использовании импульсно-периодических ускоряющих напряжений. В источниках используется как импульсная, так и непрерывная плазма с импульсно-периодическим ускоряющим напряжением. Для подавления макрочастиц, генерируемых непрерывным дуговым разрядом, в ионном источнике используется компактная многожалюзная система фильтрации микрокапельной фракции. Схема источника Радуга-5 [18] представлена на рис. 1.8.

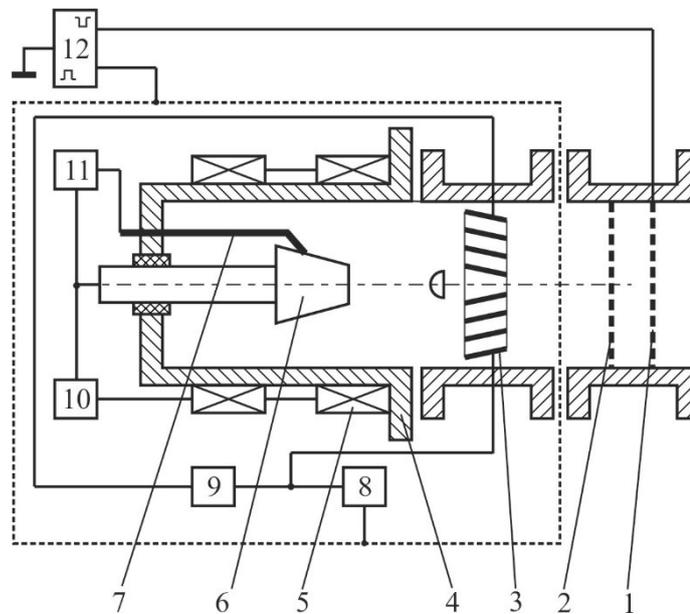


Рисунок 1.8. Структурная схема источника «Радуга-5»: 1 – сетка для отсечки плазменных электронов; 2 – ускоряющая сетка; 3 – плазменный фильтр; 4 – анод; 5 – катушки с током, 6 – катод; 7 – поджигающий электрод; 8, 9 – источники питания ПФ; 10 – источник питания ВДР; 11 – блок поджига; 12 – генератор импульсов ускоряющего напряжения

В качестве источника плазмы используется аксиально-симметричный вакуумно-дуговой испаритель, работающий в непрерывном режиме. Фильтрация плазменного потока осуществляется при использовании прямоточного плазменного фильтра жалюзийного типа [113]. Источник обеспечивает формирование сильноточных пучков ионов металлов с полным током пучка в импульсе до 2 А (ускоряющее напряжение 20-40 кВ, длительность импульса 200-400 мкс, частота следования 1-200 имп/с) при диаметре ионного пучка на выходе около 180 мм.

Использование плазмы непрерывного вакуумно-дугового разряда в источнике Радуга-5 позволяет осуществлять различные технологические процессы обработки материалов. Так, при отсутствии ускоряющего потенциала, источник работает в режиме плазменного осаждения тонкопленочных покрытий, очищенных от микрокапельной фракции вакуумно-дугового разряда при помощи прямоточного жалюзийного плазменного фильтра. В зависимости от параметров ускоряющего

напряжения, источник может реализовывать как ионно-ассистированное осаждение покрытия, так и ионно-лучевую имплантацию.

Характерная особенность этого режима заключается в возможности осуществления так называемой высококонцентрационной ионной имплантации [114]. Воздействие ионного потока на поверхность мишени приводит не только к внедрению ионов в матрицу материала, но и к её ионному распылению. Осаждение вакуумно-дуговой плазмы в паузах между импульсами ускоренных ионов позволяет сформировать на поверхности мишени так называемый «жертвенный слой», распыляемый под действием пучка. В тоже время, проимплантированные поверхностные слои практически не подвержены распылению. Таким образом удаётся достичь существенно более высоких поверхностных концентраций имплантированной примеси, достигающих 60-70 ат. % [118].

1.4. Закономерности плазменно-иммерсионного формирования ионных потоков

Еще одним из возможных способов формирования ускоренных ионных потоков является так называемый метод плазменно-иммерсионной имплантации (ПИ³), активно развиваемый с конца 80-х годов [22-24]. Суть метода заключается в приложении высоковольтного потенциала смещения отрицательной полярности к телу, погруженному в плазму. В результате, вблизи его поверхности формируется так называемый слой пространственного разделения зарядов, в котором происходит ускорение ионов с плазменной границы до поверхности потенциальной мишени и, в зависимости от энергии ионов и частотных параметров отрицательного потенциала смещения, осуществляется процесс ионной имплантации и/или ионно-ассистированного осаждения покрытия [20, 25, 42, 43, 114].

Динамика формирования слоя пространственного разделения зарядов имеет сложный характер. Плазменные электроны, характеризующиеся

высокой подвижностью, быстро покидают область отрицательного потенциала за время обратно пропорциональное электронно-плазменной частоте $t \sim 1/\omega_e$, составляющее несколько нс. В тоже время ионы, имеющие существенно большую массу, за это время практически не изменяют свою скорость. Такой высоковольтный слой с однородной плотностью ионов обедненный плазменными электронами принято называть «матричным». Распределение потенциала в слое находится из уравнения Пуассона и условия постоянной плотности ионов в слое и имеет вид гиперболической функции [137]:

$$\Phi = -\frac{Zen_e x^2}{\varepsilon_0 2} \quad (1.1).$$

Ширина этого слоя $s_{\text{мат}}$ может быть определена при задании граничных условий $\Phi = -U$ при $x = s_{\text{мат}}$:

$$s_{\text{мат}} = \lambda_D \sqrt{\frac{2U}{T_e}} \quad (1.2),$$

где $\lambda_D = \frac{\varepsilon_0 T_e}{Zen_e}$ – дебаевский радиус для электронов, U – амплитуда потенциала смещения, T_e – температура плазменных электронов. Толщина матричного слоя может достигать величины, равной десяткам радиусов Дебая.

Дальнейшее увеличение времени действия импульса отрицательного потенциала смещения приводит к ускорению ионов и перераспределению их плотности по зазору. Решение уравнения Пуассона дает форму распределения потенциала по ускоряющему зазору [138]:

$$\Phi = -\sqrt{\frac{4}{3}} \sqrt{\frac{3}{2} \left(\frac{j_{\text{ион}}}{\varepsilon_0}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{2Ze}{M_{\text{ион}}}\right)^{-\frac{1}{4}}} x \quad (1.3).$$

При задании граничных условий, аналогичных случаю матричного слоя, т.е. $\Phi = -U$ при $x = s$, ширина слоя пространственного разделения зарядов в стационарном состоянии будет равна:

$$s = \sqrt{\frac{4}{9} \varepsilon_0 \left(\frac{2Ze}{M_{\text{ион}}} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{U^{\frac{3}{2}}}{j_{\text{ион}}}} \quad (1.4).$$

Это уравнение является хорошо известным уравнением Чайлда-Ленгмюра в геометрии плоского электрода, определяющим ограничение предельного тока ионов под действием пространственного заряда. В данном случае катодом выступает поверхность тела, находящегося под отрицательным потенциалом, а анодом – свободная плазменно-эмиссионная граница. Уравнение (1.4), определяющее ширину стационарного слоя разделения пространственного зарядов, можно выразить через радиус Дебая [20]:

$$s = \frac{\sqrt{2}}{3} \lambda_D \left(\frac{2U}{T_e} \right)^{\frac{3}{4}} \quad (1.5).$$

Сравнение ширины матричного слоя и стационарного слоя, определяемого законом «трех вторых», позволяет сделать вывод, что ширина слоя в данном случае может быть сопоставима с величиной порядка сотни радиусов Дебая и достигать единиц и даже десятков мм.

Важно отметить, что формирование слоя пространственного разделения зарядов происходит не моментально и в течение расширения слоя до стационарного, определяемого из уравнений (1.4) или (1.5) извлекаемый ионный поток имеет существенный разброс по энергиям. Полное время стабилизации плазменно-эмиссионной границы можно определить, используя следующее выражение [138]:

$$t_{\text{ст}} = \frac{\sqrt{2}}{9} * \frac{\sqrt{\frac{2\varepsilon_0 U}{en_0}}}{v_{\text{ион}}} \left(\frac{2U}{3} \right)^{\frac{3}{4}} \quad (1.6).$$

Как видно из приведенной формулы, динамика формирования слоя пространственного заряда существенным образом зависит как от параметров плазмы, так и параметров потенциала смещения, и при определенных условиях время стабилизации эмиссионной границы может достигать сотен нс. Экспериментальные исследования динамики формирования

стационарного слоя были выполнены в работе [85] и продемонстрировали, что в случае титановой плазмы вакуумной дуги полное время установления стационарной эмиссионной границы составляло 300-400 нс при ускоряющем напряжении 2 кВ.

1.5. Методы ионной имплантации с использованием сильноточных ионных пучков

Значительный научный интерес к имплантации ионов металлов во многом связан с возможностью улучшения его свойств при образовании в поверхностных и приповерхностных слоях интерметаллидных систем и твердых растворов. Такие системы обладают уникальными свойствами, например, системы Ni-Al и Ti-Al способны сохранять свою структуру и механические характеристики даже при температурах, близких к температуре плавления [115, 116].

До настоящего момента основной подход к ионной-лучевой имплантации заключался в облучении мишени ионами средних энергий (сотни кэВ) при плотностях тока от единиц до десятков мкА/см². Например, в работе [117] исследовалось влияние имплантации алюминиевых ионов с энергией 400 кэВ в никель на его механические свойства, элементный и фазовый составы. Доза облучения варьировалась от $1 \cdot 10^{15}$ до $6 \cdot 10^{17}$ ион/см², при плотности тока, не превышающей 5 мкА/см². Измеренная методом Резерфордского обратного рассеяния концентрация алюминия не превышала 12 ат. % с максимумом на глубине порядка 240 нм, соответствующей проективному пробегу ионов алюминия заданной энергии в никеле. Предельная глубина ионно-легированного слоя постепенно возрастала при увеличении дозы ионного облучения за счет изменения массового состава поверхностного слоя мишени и соответствующего увеличения проективного пробега ионов алюминия в никель-алюминиевой мишени. При дозе $6 \cdot 10^{17}$ ион/см² толщина ионно-легированного слоя не превышала 500 нм (рис. 1.9). Имплантация ионов

алюминия в никель приводила и к увеличению микротвердости поверхностных слоев в несколько раз, при этом максимум твердости находился на глубине порядка 50 нм и постепенно спадал до исходной при достижении глубины 500 нм, соответствующей предельной глубине имплантированного алюминия. Микротвердость, как и глубина ионного легирования, существенно возрастала при увеличении дозы облучения.

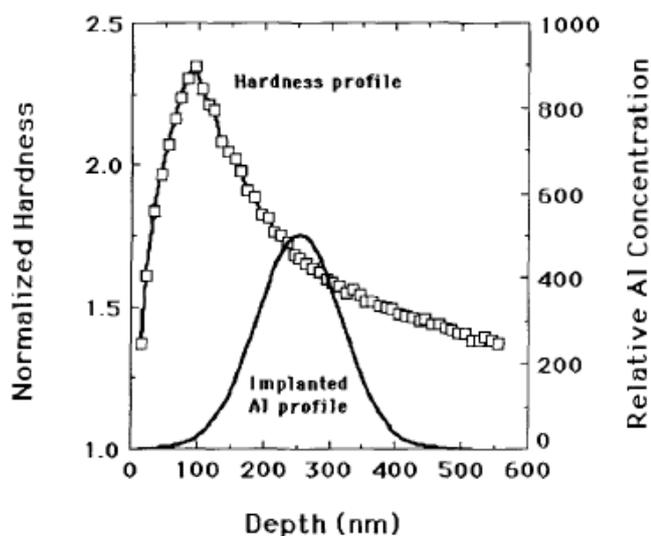


Рисунок 1.9. Концентрационный профиль алюминия, имплантированного в мишень, и распределение микротвердости по глубине. Энергия ионов алюминия 400 кэВ, доза $6 \cdot 10^{17}$ ион/см²

Значительного увеличения глубины имплантированной примеси удалось достичь в работах [118, 119]. Высокоинтенсивная имплантация ионов алюминия в никелевые и титановые образцы осуществлялась при использовании ионного источника Радуга-5. Наличие в плазме вакуумной дуги ионов с различным зарядовым состоянием обеспечивало максимальную энергию ионов до 120 кэВ при плотностях тока ионов титана и алюминия в импульсе до нескольких мА/см². Высокоинтенсивный режим импульсно-периодической имплантации ионов металлов обеспечил высокие дозы ионного облучения до 10^{19} ион/см². Авторы использовали метод компенсации ионного распыления поверхности осаждением плазмы [114] в паузах между импульсами ионного воздействия, что позволило существенно уменьшить коэффициент ионного распыления поверхности и достичь высоких

концентраций имплантированного алюминия в поверхностных слоях никелевой и титановой мишени (до 70 ат. %). Полученные методом Оже-электронной спектроскопии профили распределения алюминия в никелевой матрице указали на проникновение легирующей примеси до глубин порядка 1 мкм. Значительно большее проникновение имплантированной примеси (до 2.6 мкм) наблюдалось при высокоинтенсивной имплантации ионов алюминия в титан. Помимо глубинной имплантации, для всех систем было характерно и существенное изменение структурно-фазового состава имплантированных слоев. Воздействие ионного пучка привело как к формированию интерметаллидных систем A_3B и AB -стехиометрии (A – атом матрицы, B – имплантированный атом), так и к некоторому увеличению размеров зерна, по сравнению с исходным. Интересно, что фазовый состав отличался по глубине мишени. В случае титановой матрицы фазы $TiAl$ и Ti_3Al формировались на глубине от 400 до 1400 и 1600 нм, соответственно. На этой же глубине наблюдался и максимум концентрации имплантированной алюминиевой примеси. Хотя алюминий присутствовал на глубине до 2.6 мкм, исследование фазового состава указало на то, что в данной области алюминий находится в состоянии твердого раствора. В случае никелевой мишени, интерметаллидные фазы присутствовали на глубинах до 120 нм, а максимум концентрации имплантированных атомов находился у её поверхности и достигал 70 ат. %. При дальнейшем увеличении глубины исследования, концентрация алюминия плавно спадала до уровня порядка 5 ат. %, алюминий находился в состоянии твердого раствора и регистрировался до глубины порядка 1 мкм.

Значительно большие глубины проникновения были достигнуты при имплантации ионов газов. Р. Вей, проанализировав работы по высокоточной имплантации ионов азота низкой энергии с плотностями тока на уровне единиц mA/cm^2 , показал, что в этих условиях энергия ионов не играет существенной роли при формировании протяженных ионномодифицированных слоев [120], а минимальная энергия ионов определяется необходимостью преодоления поверхностного барьера и распыления

формирующихся оксидных и карбидных слоев, препятствующих проникновению азота. Напротив, плотность ионного тока и доза облучения, при прочих равных параметрах имеют существенное значение. Повышение плотности ионного тока приводит к формированию протяженных азотированных слоев с улучшенными трибологическими свойствами на глубинах, многократно превышающих пробег ионов в веществе. Например, в работе [121], посвященной исследованию процесса ионного азотирования нержавеющей стали 12Х18Н10Т, Н.В. Гаврилов и А.И. Меньшаков показали возможность формирования протяженных ионно-легированных слоев в процессе сильноточной ионной имплантации. Было показано, что важное значение для формирования таких слоев имеет плотность ионного тока и температура мишени. Так максимальная скорость роста азотированного слоя наблюдалась при повышении плотности ионного тока до 6.2 мА/см^2 (при температуре $500 \text{ }^\circ\text{C}$) и достигала 33 мкм/час .

Выводы

На основании обзора литературных данных, можно сделать следующие выводы. К началу проведения исследований, в рамках настоящей работы, были предложены и разработаны различные варианты сильноточных источников как ионов металлов, преимущественно на основе импульсной или непрерывной плазмы вакуумной дуги, так и ионов газов. В случае вакуумно-дуговых источников важной проблемой является очистка плазменного потока от микрокапельной фракции. Существующие методы, основанные на использовании электромагнитных систем сепарации, обеспечивают высокую степень очистки, однако приводят к существенному снижению извлекаемого из плазмы ионного тока. Предложенные альтернативные подходы, в свою очередь, либо не обеспечивают полной очистки потока вакуумно-дуговой плазмы, либо обладают низкой энергоэффективностью, высокими

экономическими издержками и конструктивными сложностями, препятствующими их внедрению в научную и производственную практику.

На примере формирования протяженных ионно-легированных слоев при имплантации газовых ионов (азота), показано, что увеличение плотности ионного тока приводит к существенному росту ширины модифицированного слоя. Вместе с тем, исследование процессов ионной имплантации при высоких плотностях ионного тока, превышающих несколько mA/cm^2 , в случае ионов газов и особенно металлов, не проводились в связи с отсутствием соответствующего оборудования, что предопределило решение следующих задач:

1. Разработка принципиально нового подхода к формированию высокоинтенсивных пучков ионов металлов низкой энергии на основе плазмы вакуумно-дугового разряда с плотностями ионного тока, достигающими десятков и сотен mA/cm^2 . Исследование закономерностей формирования таких пучков в зависимости от параметров плазмы, характеристик системы формирования пучков и ускоряющего потенциала.

2. Поиск и исследование альтернативного метода уменьшения микрокапельной фракции вакуумно-дугового источника плазмы, обеспечивающего высокую степень фильтрации плазменного потока без существенного уменьшения плотности ионного тока на мишени.

3. Исследование процессов имплантации высокоинтенсивных пучков ионов металлов, очищенных от микрокапельной фракции вакуумной дуги, с энергиями, не превышающими единицы кэВ и плотностями ионного тока, достигающих величин десятков и сотен mA/cm^2 , и их влияния на изменение элементного, структурно-фазового составов различных материалов и улучшение их физико-химических свойств.

ГЛАВА II

ЗАКОНОМЕРНОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ И ТРАНСПОРТИРОВКИ ВЫСОКОИНТЕНСИВНЫХ ПУЧКОВ ИОНОВ МЕТАЛЛОВ НИЗКОЙ ЭНЕРГИИ

Развитие методов и технологий высокоинтенсивной имплантации ионов низкой энергии требует создания источников ионов газов, металлов, источников смешанных пучков с плотностями тока в диапазоне от десятков до сотен мА/см². Данная глава посвящена исследованию закономерностей плазменно-иммерсионного формирования ионных потоков, очищенных от микрокапельной фракции вакуумной дуги, с их последующей транспортировкой и баллистической фокусировкой до высоких плотностей тока при использовании различных геометрических конфигураций системы ионной экстракции, параметров ускоряющего напряжения, а так же различных условий нейтрализации объемного заряда пучка.

2.1. Принципы плазменно-иммерсионного формирования высокоинтенсивных пучков ионов

Для генерации пучков ионов высокой плотности предложен и разработан оригинальный подход, заключающийся в плазменно-иммерсионном формировании высокоинтенсивных ионных потоков. Рассмотрим последовательно основные физические принципы, заложенные в основе метода.

Для формирования пучков ионов прежде всего необходимо создать плазму. Плазма может быть непрерывной, импульсной или импульсно-периодической и состоять как из ионов металлов, газов и полупроводников, так и быть сложной по элементному и зарядовому составу.

Следующее важное условие заключается в погружении системы формирования пучков в плазму. Система формирования высокоинтенсивных

ионных пучков в общем случае должна состоять из сеточного экстрагирующего и ограничивающего электродов, формирующих систему извлечения и транспортировки пучка в замкнутом пространстве дрейфа. В зависимости от типа разряда система может быть установлена как в произвольной области рабочей камеры, так и по оси движения плазменного потока, имеющего направленную скорость.

Система формирования высокоинтенсивных пучков, погруженная в плазму, должна находиться под отрицательным потенциалом смещения. В соответствии с закономерностями плазменно-иммерсионного формирования ионных потоков, вблизи поверхности отрицательно заряженного электрода формируется высоковольтный слой разделения зарядов, в котором происходит ускорение ионов [20]. В данном подходе, в отличие от традиционной плазменно-иммерсионной имплантации, сеточный электрод выступает в роли ионного экстрактора, а не облучаемой мишени.

Важное условие формирования высокоинтенсивных ионных пучков заключается в нейтрализации их объемного заряда. Предварительная инжекция плазмы в пространство дрейфа может обеспечить нейтрализацию зарядов ионов пучка холодными электронами плазмы. Если использовать импульсный или импульсно-периодический потенциал отрицательного смещения для формирования пучка, то в паузах между импульсами плазма может проникать внутрь системы формирования высокоинтенсивных пучков ионов.

Вместо предварительной инжекции плазмы, можно рассматривать вариант создания плазмы внутри системы транспортировки за счет ионизации рабочего или остаточного газа ионами самого пучка [122]. Для нейтрализации объемного положительного заряда пучка, предположительно, можно использовать дополнительный источник электронов в виде электронных пушек или источников, основанных на термоэмиссии электронов [123].

Многokратное увеличение плотности ионного тока в рассматриваемом подходе реализуется за счет исполнения сеточного электрода в виде

поверхности второго порядка с фокусирующей геометрией. Поскольку при плазменно-иммерсионном формировании слой разделения зарядов повторяет форму поверхности отрицательного электрода, в условиях нейтрализации объемного заряда пучка возможна его баллистическая фокусировка до высоких плотностей тока.

Наконец, в случае использования для формирования ионных пучков плазмы вакуумно-дугового разряда важным условием является подавление микрокапельной фракции. Данная проблема может быть решена за счет применения сложных систем фильтрации плазменного потока от макрочастиц [43, 100]. Однако системы фильтрации, как правило, имеют значительные размеры и их использование приводит к многократным потерям плазменного потока, что затрудняет реализацию формирования высокоинтенсивных ионных пучков. В этой связи, представляется целесообразным использовать новый подход. Вместо замагничивания электронной компоненты плазмы магнитным полем, обеспечивающим удержание ионов за счет возникновения электрического поля при разделении зарядов, возможно обеспечить изменение траекторий движения ионов за счет применения электрического поля. Макрочастицы вакуумно-дугового разряда имеют значительную направленную скорость и их отсечку можно реализовать с помощью непрозрачного электрода, установленного на пути движения плазменного потока. Формирование высокоинтенсивного пучка с высокой плотностью тока предполагает его баллистическую фокусировку. Поэтому, применяя сложную геометрию системы экстракции, можно обеспечить изменение начальных траекторий движения ионов плазмы электрическим полем слоя разделения зарядов, обеспечив таким образом баллистическую фокусировку пучка ионов в область свободную от макрочастиц.

2.2. Экспериментальная установка и система формирования высокоинтенсивных пучков ионов с использованием плазмы вакуумно-дугового разряда

Рабочая камера с водоохлаждаемыми стенками, выполнена из нержавеющей стали. Внутренние размеры вакуумной камеры составляют 0.9 x 0.9 x 1.1 м³. Для откачки вакуумной камеры использовались безмасляный форвакуумный насос, дополнительный бустерный насос, и высокопроизводительный турбомолекулярный насос Turbo-V 1001 Navigator (Agilent, США). В исходном состоянии рабочая камера откачивалась до давления 10⁻³ Па. В ряде исследований по транспортировке высокоинтенсивных пучков в условиях напуска в рабочую камеру газа использовался аргон (аргон газообразный высокой чистоты). Внешний вид экспериментальной установки представлен на рис. 2.1 [18].



Рисунок 2.1. Внешний вид экспериментальной установки

Для формирования высокоинтенсивных пучков ионов металлов с использованием плазмы вакуумно-дугового разряда была предложена и разработана оригинальная система. Принципиальная схема представлена на рис. 2.2.

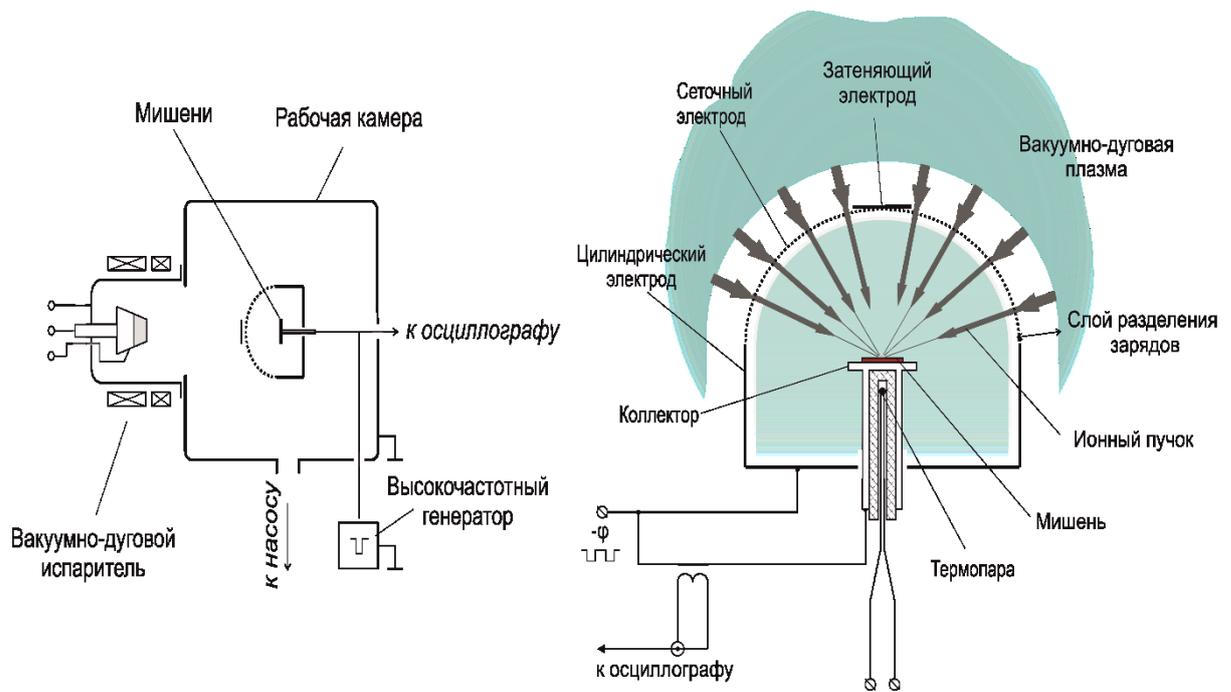


Рисунок 2.2. Схема плазменно-иммерсионного формирования высокоинтенсивных пучков ионов металлов низкой энергии на основе плазмы вакуумно-дугового разряда

Для формирования металлической плазмы использовались источники вакуумно-дуговой плазмы, работающие в непрерывной режиме, установленные на боковом фланце рабочей камеры. В экспериментах использовались водоохлаждаемые катоды дуговых испарителей, изготовленные из алюминия, меди и титанового сплава ВТ1-0. Формирование плазмы осуществлялось с использованием двух типов источников непрерывной вакуумно-дуговой плазмы. Вакуумно-дуговой испаритель с аксиально-симметричным магнитным полем [124] напряженностью около 50 Гс работал в режиме встречного включения магнитных катушек, ток дугового разряда в большинстве экспериментов составлял 130 А. Вакуумно-дуговой испаритель с тангенциальным к поверхности катода магнитным полем и перемещающейся магнитной системой, состоящей из набора постоянных магнитов, работал при токе дугового разряда в диапазоне от 90 до 150 А, а напряженность тангенциального магнитного поля варьировалась в процессе исследований от 50 до 200 Гс. В отличие от варианта, описанного в [125-127], вращение магнитной системы осуществилось механически, а не за

счет последовательного включения электромагнитных катушек. Перемещение магнитной системы обеспечивало равномерное движение катодных пятен по всей поверхности катода с диаметром 12 см и позволяло предотвратить образование характерных треков катодного пятна, приводящих к изменению углового распределения эмитированных с поверхности катода макрочастиц [128, 129]. Использование двух постоянных магнитов позволяло перемещаться катодным пятнам по сложной траектории по всей ширине поверхности катода. Внешний вид такого источника и фотография интегрального движения катодных пятен по его поверхности представлены на рис. 2.3.

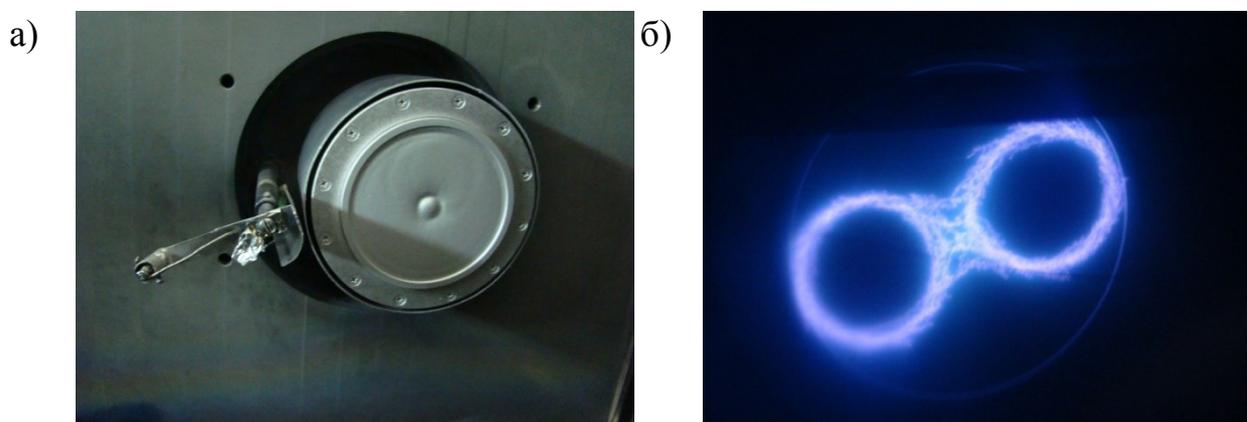


Рисунок 2.3. Внешний вид источника непрерывной вакуумно-дуговой плазмы с тангенциальным к поверхности магнитным полем (а) и фотография движения катодных пятен по рабочей поверхности водоохлаждаемого катода (б)

Плазма, в соответствии с законами формирования плазменных потоков в вакуумно-дуговых источниках [58-61], эмитируется перпендикулярно рабочей поверхности катода и имеет высокую направленную скорость [72]. В рабочей камере на пути плазменного потока, в большинстве случаев по оси симметрии вакуумно-дугового источника, на расстоянии 40 см от поверхности катода, устанавливалась система формирования высокоинтенсивных пучков ионов. Система состоит из двух электродов. Сеточный электрод выполнен в виде криволинейной поверхности, близкой по форме к части сферы. В различных экспериментах по формированию высокоинтенсивных пучков

ионов использовались сеточные электроды с радиусом кривизны 5, 7.5 и 13 см при характерном размере ячейки сетки 1.8 x 1.8 мм и прозрачности на уровне 65 %. Цилиндрический полый электрод с одной стороны закрытый сеточным электродом, электрически соединенным с ним, а с другой стороны сплошным плоским электродом, формировал эквипотенциальное пространство дрейфа для транспортировки ионных пучков.

В процессе исследований, для формирования ионных пучков использовались два генератора импульсных и импульсно-периодических потенциалов отрицательного смещения. Первый генератор формировал импульсы смещения с фиксированной частотой следования 10^5 импульсов за секунду (имп/с), и длительностями импульса в диапазоне от 2 до 8 мкс, при амплитудах отрицательных потенциалов смещения до 3.6 кВ. Второй генератор позволял варьировать частоту следования и коэффициент заполнения импульсов в широком диапазоне от единичных импульсов до 10^5 имп/с при максимальном коэффициенте заполнения 0.7. Амплитуда отрицательного потенциала смещения ограничивалась 2 кВ. Внешний вид генераторов представлен на рис. 2.4, характерные осциллограммы напряжения на рис. 2.5.

а)



б)



Рисунок 2.4. Внешний вид первого (а) и второго (б) генераторов

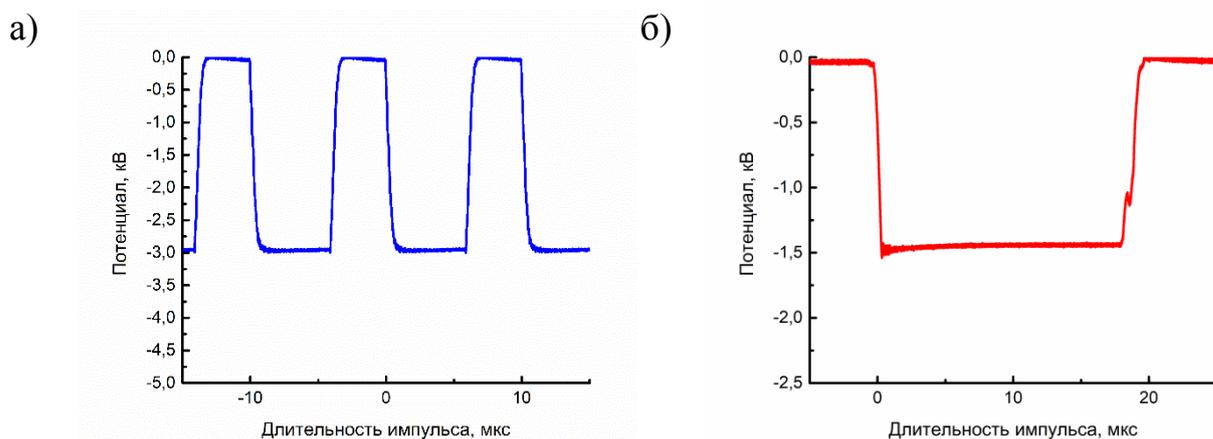


Рисунок 2.5. Характерная форма импульсов первого (а) и второго (б) генераторов отрицательного потенциала смещения

Измерение ионного тока на систему формирования ионного пучка и коллектор осуществлялось с помощью поясов Роговского. Температура облучаемой мишени измерялась изолированной термопарой, установленной с тыльной стороны образцов.

2.3. Исследование закономерностей уменьшения микрокапельной фракции плазмы вакуумной дуги

При разработке источника ионов, основанного на вакуумно-дуговом разряде, особенно в случае непрерывной вакуумной дуги, необходимо решать проблему подавления микрокапельной фракции. В рамках данной работы исследовалось несколько различных подходов, обеспечивающих синергетический эффект уменьшения потока макрочастиц в области фокусировки высокоинтенсивного ионного пучка, как за счет уменьшения эмиссии макрочастиц непосредственно с поверхности катода вакуумно-дугового испарителя, так и за счет использования других физических механизмов, приводящих к уменьшению потока микрокапельной фракции вблизи и на поверхности образца.

Уменьшение как общего числа эмитированных с поверхности катода макрочастиц, так и их характерных размеров, удалось достичь при

использовании вакуумно-дугового испарителя с тангенциальным к поверхности катода магнитным полем [128-131]. Применение тангенциального магнитного поля приводит к существенному увеличению скорости перемещения катодного пятна по рабочей поверхности катода и соответствующему уменьшению генерации макрочастиц [125, 127].

Эффект подавления макрочастиц за счет применения тангенциального к поверхности катода магнитного поля исследовался в данной работе на примере вакуумно-дуговой плазмы титана и меди. Результаты исследования плотности макрочастиц на поверхности мишени и интегральной скорости движения катодных пятен представлены на рис. 2.6.

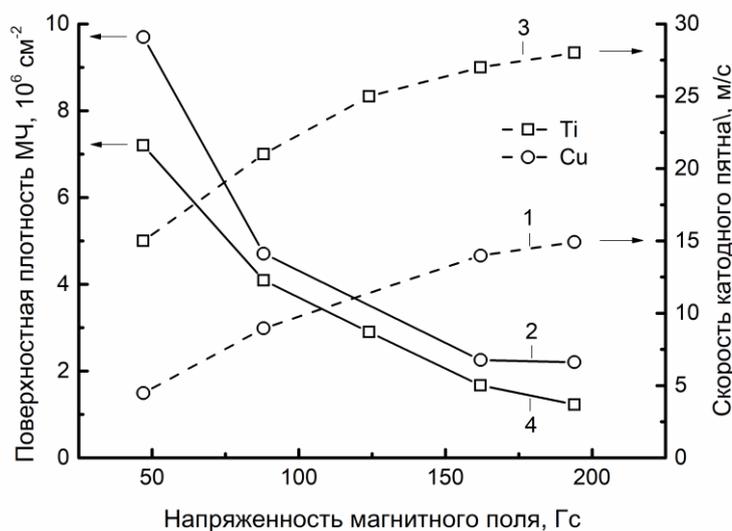


Рисунок 2.6. Поверхностная плотность макрочастиц и скорость движения катодного пятна в зависимости от напряженности магнитного поля: 1 – скорость катодного пятна меди; 2 – плотность медных МЧ при осаждении покрытия (0,5 мин) при анодном потенциале; 3 – скорость катодного пятна титана; 4 – плотность титановых МЧ при осаждении покрытия (0,5 мин) при анодном потенциале

Скорость направленного движения катодного пятна зависит как от величины тангенциального магнитного поля, так и материала используемого катода. Как следует из данных рисунка 2.6, скорость перемещения катодного пятна по поверхности медного катода увеличивалась от 4 до 15 м/с при росте напряженности арочного магнитного поля в диапазоне от 50 до 200 Гс

(рис. 2.6, кривая 1). При аналогичном увеличении поля в случае титанового катода скорость движения катодного пятна была значительно выше и возрастала от 15 до 27 м/с (рис. 2.6, кривая 3).

Кривая 2, рис. 2.6 демонстрирует изменение поверхностной плотности медных макрочастиц, осаждаемых на мишень, находящейся под анодным потенциалом, в течение 0,5 мин в зависимости от напряженности тангенциального магнитного поля. Вид кривых 1 и 2, рис. 2.6, позволяет сделать вывод о том, что формируемый поток макрочастиц почти обратно пропорционален скорости перемещения катодного пятна. При увеличении напряженности магнитного поля от 50 до 165 Гс поверхностная плотность медных макрочастиц снижается в 4 раза. Дальнейшее увеличение напряженности магнитного поля от 165 до 200 Гс практически не оказывает влияния на плотность макрочастиц на поверхности мишени. В случае титановой вакуумно-дуговой плазмы в тех же условиях, как видно из кривой 4 рис. 2.6, общая поверхностная плотность микрокапель несколько меньше, чем при использовании медного катода. Увеличение напряженности магнитного поля от 50 до 200 Гс, сопровождается уменьшением поверхностной плотности макрочастиц от $7.2 \cdot 10^6$ до $1.5 \cdot 10^6$ частиц/см². Таким образом, благодаря применению вакуумно-дугового испарителя с быстро перемещающимся катодным пятном удастся уменьшить поток макрочастиц в 4-5 раз. Эти данные как качественно, так и количественно согласуются с результатами, представленными в работе [127].

Характер экспериментальных кривых указывает на то, что при напряжённостях магнитного поля свыше 150 Гс не отмечается значительного увеличения скорости перемещения катодного пятна по рабочей поверхности испарителя, как и уменьшения генерации потока микрокапельной фракции вакуумной дуги. В тоже время, увеличение напряженности арочного магнитного поля вакуумно-дугового испарителя приводит к замагничиванию плазменных электронов, и как следствие, к росту падения напряжения на дуговом разряде [125, 132]. Это обстоятельство приводит к существенному

уменьшению тока дугового разряда и, соответственно, извлекаемого из плазмы ионного тока насыщения. В нашем случае, на расстоянии 24 см плотность ионного тока насыщения снижалась с 10 до 5.5 мА/см² при увеличении напряженности магнитного поля от 50 до 200 Гс. Можно сделать вывод, что практическое использование магнитных полей с напряженностью, превышающей 150 Гс, для уменьшения генерации микрокапельной фракции в таком типе дуговых испарителей не представляется целесообразным.

Следует отметить, что в экспериментах наблюдалось уменьшение не только абсолютного количества макрочастиц, но, что особенно важно, и их размеров. Гистограмма на рис. 2.7 демонстрирует характерные распределения титановых макрочастиц в зависимости от их диаметра для двух типов испарителей, а именно: с тангенциальным и нормальным к поверхности катода магнитными полями.

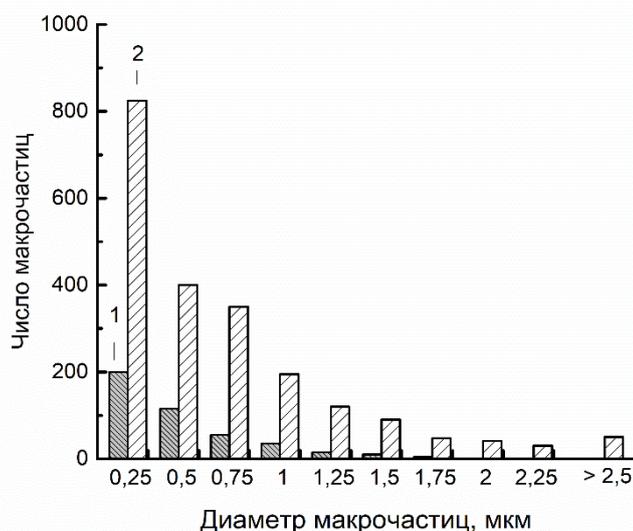


Рисунок 2.7. Гистограмма распределения макрочастиц в зависимости от их диаметра при осаждении титанового покрытия в течение 10 мин: 1- дуговой испаритель с тангенциальным магнитным полем; 2 - дуговой испаритель с нормальным магнитным полем

Из приведенных данных следует, что распределение в случае обоих испарителей примерно подчиняется экспоненциальному закону, и размеры большей части эмитируемых с поверхности катода частиц не превышают

1 мкм. Экспериментальные результаты со всей очевидностью демонстрируют, что при использовании дугового испарителя с тангенциальным магнитным полем наблюдается эмиссия более мелких частиц, максимальный диаметр которых, в случае титановой плазмы, не превышает 1.5 мкм. В тоже время, на поверхности покрытия сформированного при применении испарителя с нормальным магнитным полем, значительна доля крупных макрочастиц с диаметром в диапазоне от 2.5 до 10 мкм (рис. 2.7). Суммарная доля таких частиц достигает 5%. Аналогичные закономерности наблюдаются и в случае медной плазмы вакуумно-дугового разряда. Однако для медной плазмы характерны несколько большие размеры макрочастиц. Для дугового испарителя с тангенциальным магнитным полем максимальный размер макрочастиц не превышает 5 мкм, в то время как макрочастицы, эмитированные с поверхности катода с нормальным магнитным полем, достигают десятков мкм в диаметре.

В ряде работ по исследованию процессов уменьшения поверхностной плотности макрочастиц было показано, что приложение отрицательного импульсно-периодического потенциала смещения к мишени, погруженной в плазму вакуумно-дугового разряда, существенным образом влияет на процессы накопления макрочастиц на потенциальной поверхности [103-107, 133, 134]. Однако, наибольшая эффективность данного подхода была достигнута при исследовании процессов уменьшения микрокапельной фракции легкоплавких материалов вследствие их испарения и интенсивного ионного распыления [107, 128]. В тоже время, эффективность удаления микрокапельной фракции тугоплавкого материала за счет механизма зарядки и отражения макрочастицы от потенциальной поверхности, на примере титана, была существенно ограничена крупными размерами макрочастиц, эмитированных с поверхности дугового испарителя с нормальным магнитным полем [106].

В этой связи, был проведен ряд экспериментов по осаждению макрочастиц вакуумно-дугового разряда на мишень, погруженную в плазму и

находящуюся под отрицательным импульсно–периодическим потенциалом смещения при использовании дуговых испарителей, как с нормальным к поверхности магнитным полем, так и тангенциальным.

Плазменно-иммерсионный режим облучения, когда на мишень подавался высокочастотный коротко-импульсный потенциал смещения отрицательной полярности амплитудой 2 кВ с длительностью импульса смещения 7 мкс и частотой следования 10^5 имп/с, существенно повлиял на динамику и характер накопления макрочастиц на поверхности образца. Гистограмма распределения макрочастиц по размерам на мишени при использовании отрицательного импульсного потенциала смещения представлена на рис. 2.8.

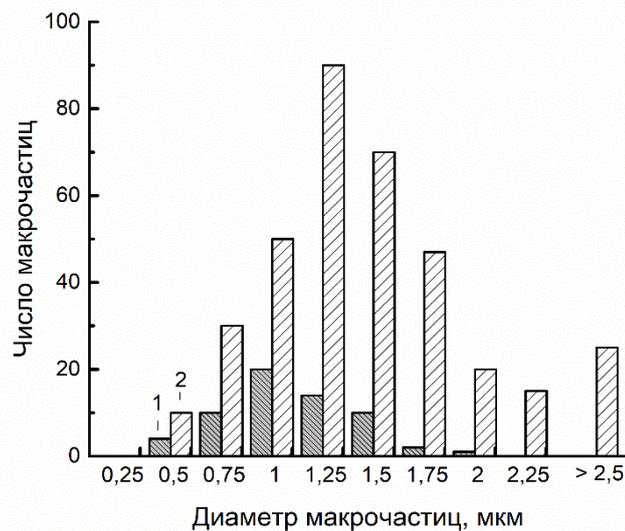


Рисунок 2.8. Гистограмма распределения титановых макрочастиц в зависимости от их диаметра при использовании отрицательного коротко-импульсного потенциала смещения (амплитуда 2 кВ, длительностью импульса смещения 7 мкс и частотой следования 10^5 имп/с) в течение 10 мин: 1- дуговой испаритель с тангенциальным магнитным полем; 2 - дуговой испаритель с нормальным магнитным полем

При применении вакуумно-дугового испарителя с тангенциальным магнитным полем, формирующего плазму титана, после 20 минутной ионно-плазменной обработки образца, находящегося под отрицательным коротко-импульсным потенциалом, достигнуто дополнительное, по сравнению с

традиционным испарителем, шестикратное уменьшение поверхностной плотности макрочастиц. Данные, полученные при помощи сканирующего электронного микроскопа, свидетельствует о том, что на поверхности отсутствуют макрочастицы с диаметром менее 0,25 мкм, а число частиц с диаметром менее 1 мкм уменьшается почти на три порядка по сравнению с осаждением покрытия в случае отсутствия потенциала смещения. В тоже время, очевидно, что использование коротко-импульсного высокочастотного отрицательного смещения практически не влияет на динамику накопления крупных макрочастиц с диаметром более 1 мкм.

Поскольку вакуумно-дуговой испаритель с быстроперемещающимся катодным пятном эмитирует макрочастицы меньших размеров, эффект от использования смещения отрицательной полярности значительно усиливается. Так, в случае применения традиционного вакуумно-дугового испарителя, общее число макрочастиц уменьшилось в 65 раз, по сравнению с режимом осаждения титановой плазмы при потенциале близком к анодному. Уменьшение общего числа макрочастиц для источника с тангенциальным полем в аналогичном сравнении превышало 260 раз. Важно отметить, что достигаемая эффективность уменьшения микрокапельной фракции сопоставима с эффективностью ряда плазменных фильтров, однако наличие даже такого количества макрочастиц может ограничивать использование данного подхода при ионной имплантации.

Задача полной очистки ионного пучка от макрочастиц без существенного уменьшения плотности ионного тока была решена при использовании системы типа «солнечного затмения» [135]. Дисковый электрод, с размерами, сопоставимыми с диаметром ионного пучка в фокальной плоскости, устанавливается в центре сеточного электрода, предотвращая прямой пролет макрочастиц, эмитированных с поверхности катода вакуумно-дугового испарителя. Формируемый пучок ионов при его экстракции в слое высоковольтного разделения зарядов, возникающего вблизи криволинейного сеточного электрода, фокусируется подобно свету в

оптических системах и в условиях компенсации его пространственного заряда беспрепятственно транспортируется до фокальной области. Поскольку площадь дискового электрода много меньше площади поверхности сеточного электрода, дополнительные потери ионной компоненты, как правило, не превышают ~10 %.

С целью продемонстрировать эффективность использования предложенной системы фильтрации макрочастиц был проведен ряд экспериментов по осаждению плазмы/облучению никелевых образцов при наличии системы фильтрации типа «солнечное затмение» и без [136]. Во всех экспериментах по осаждению плазмы и/или ионному облучению, время обработки составляло 10 мин. Микрофотографии поверхности мишени представлены на рис. 2.9.

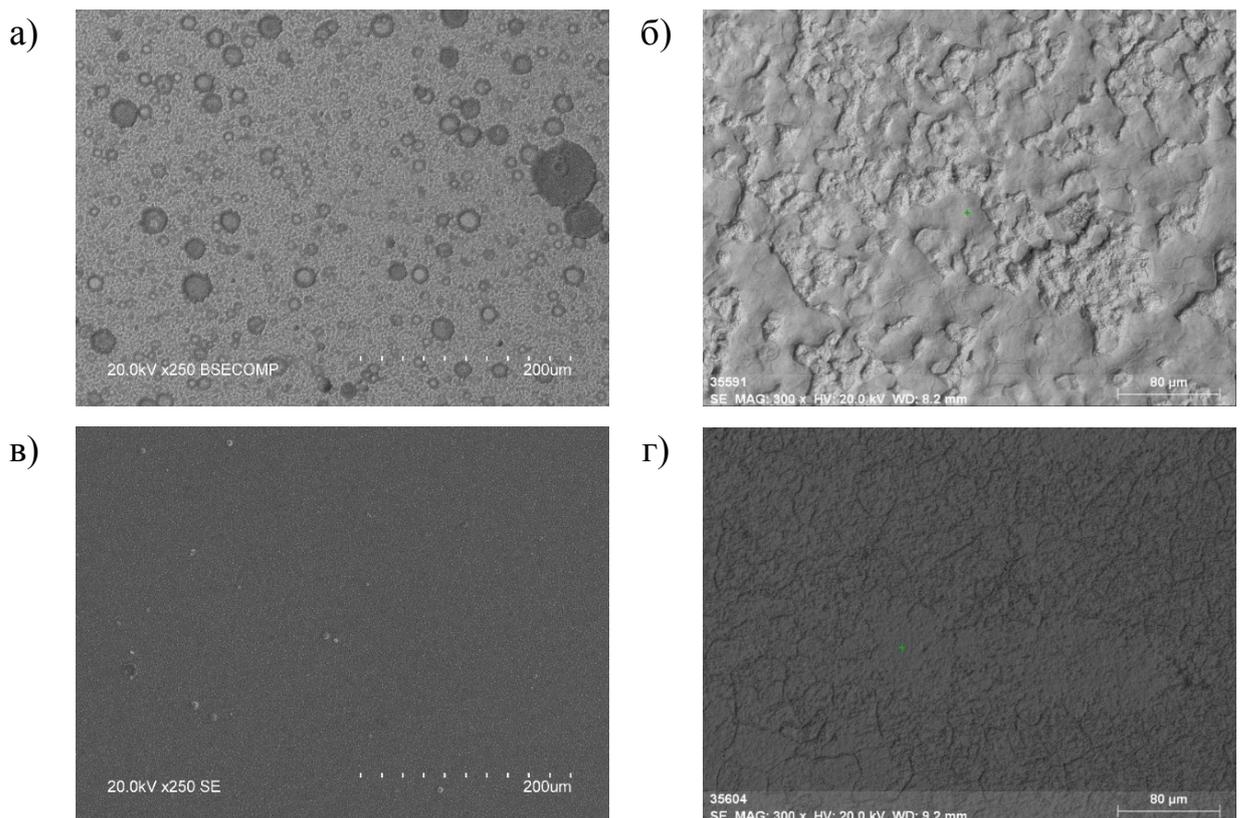


Рисунок 2.9. Микрофотографии поверхности никелевой мишени после 10 мин обработки: а) осаждение плазмы без затеняющего электрода; б) облучение высокоинтенсивным пучком ионов алюминия без затеняющего электрода; в) осаждение плазмы при использовании затеняющего электрода; г) облучение высокоинтенсивным пучком ионов алюминия с затеняющим электродом

Первый образец был получен без использования затеняющего электрода в режиме традиционного осаждения вакуумно-дуговой плазмы (при отсутствии высокочастотного потенциала смещения на сеточном электроде). Характерная микрофотография поверхности образца представлена на рис. 2.9а. Из приведенной микрофотографии видно, что вся поверхность мишени покрыта макрочастицами алюминия, при этом большинство из них имеют размеры от десятков до сотен мкм. Несколько другая картина наблюдается при приложении к системе высоковольтного отрицательного потенциала смещения, при котором происходит генерация высокоинтенсивного ионного потока, закономерности формирования которого будут детально рассмотрены в последующих параграфах данной диссертации. Поскольку температура поверхности образцов при высокоинтенсивном воздействии ионными пучками с плотностью тока в сотни mA/cm^2 превышает температуру плавления алюминия, имеет место расплавление алюминиевых микрокапель. На поверхности мишени неразличимы отдельные макрочастицы (рис. 2.9б). Как показали исследования, на поверхности никелевой мишени формируется алюминиевая пленка толщиной в несколько мкм. Очевидно, что при таком потоке макрочастиц затруднительно осуществить ионную имплантацию в мишень.

Ситуация кардинально изменяется при установке затеняющего электрода. После осаждения вакуумно-дуговой алюминиевой плазмы в отсутствие отрицательного смещения на системе формирования пучка, как видно из рис. 2.9в, на поверхности мишени в затенённой области присутствуют единичные макрочастицы, а их размеры не превышают единиц мкм. Макрочастицы, присутствующие на образце, с высокой вероятностью попали на поверхность из-за их отражения от элементов сеточного экстрактора, либо под действием гравитации при их малой скорости.

При приложении к системе высокочастотного коротко-импульсного высоковольтного потенциала смещения, то есть в режиме формирования пучка, удается достичь полной очистки поверхности мишени в области его

фокусировки (рис. 2.9г). Поскольку при использовании затеняющего электрода, на поверхность мишени попадают лишь мелкие макрочастицы, эмитированные с поверхности катода вакуумно-дугового испарителя с быстро перемещающимся катодным пятном, становится возможным их полное удаление путем их отражения в отрицательном электрическом поле вблизи сеточного электрода, нагреве и испарении под действием ионного пучка высокой интенсивности и ионного распыления.

Таким образом, экспериментальные исследования показали, что применение системы фильтрации типа «солнечное затмение» обеспечивает практически полную очистку ионного потока в области его фокусировки от макрочастиц, а совместное использование дугового испарителя с тангенциальным катодным пятном, коротко-импульсных потенциалов смещения и свойств ионной оптики в совокупности с затеняющим электродом, принципиально позволяет формировать баллистически сфокусированные пучки ионов металлов на основе плазмы вакуумно-дугового разряда, полностью очищенные от макрочастиц.

2.4. Закономерности формирования и транспортировки высокоинтенсивных пучков ионов низкой энергии в условиях компенсации их пространственного заряда электронами вакуумно-дуговой плазмы

Формирование ионных потоков в рассматриваемой системе реализуется за счет их экстракции со свободной плазменной границы вблизи поверхности мелкоструктурного сеточного электрода, находящегося под отрицательным высоковольтным потенциалом смещения. Экстракция ионов является сложным многофакторным процессом, существенно зависящим как от параметров исходной плазмы (концентрация, элементный и зарядовый состав ионов в плазме, температура плазменных электронов и ионов), так и геометрических характеристик экстрагирующей системы, параметров

ускоряющего напряжения, динамически влияющих на конечные характеристики формируемого ионного потока.

Первоначальные исследования процессов формирования и транспортировки высокоинтенсивных пучков ионов металлов в условиях их баллистической фокусировки проводились при использовании генератора импульсного отрицательного смещения с фиксированной частотой следования 10^5 имп/с и варьируемых длительности и амплитуде импульса в диапазоне от 2 до 8 мкс и от 1.2 до 3 кВ, соответственно [139]. Радиус кривизны сеточного электрода составлял 7.5 см. Система располагалась на расстоянии 40 см от поверхности катода вакуумно-дугового испарителя. Измеренная плотность ионного тока насыщения из плазмы на данном расстоянии соответствовала 5 мА/см^2 . Рис. 2.10 демонстрирует характерные осциллограммы импульса потенциала смещения и ионного тока на коллектор в зависимости от длительности импульса потенциала смещения при фиксированных амплитуде и частоте импульсов 3 кВ и 10^5 имп/с, соответственно.

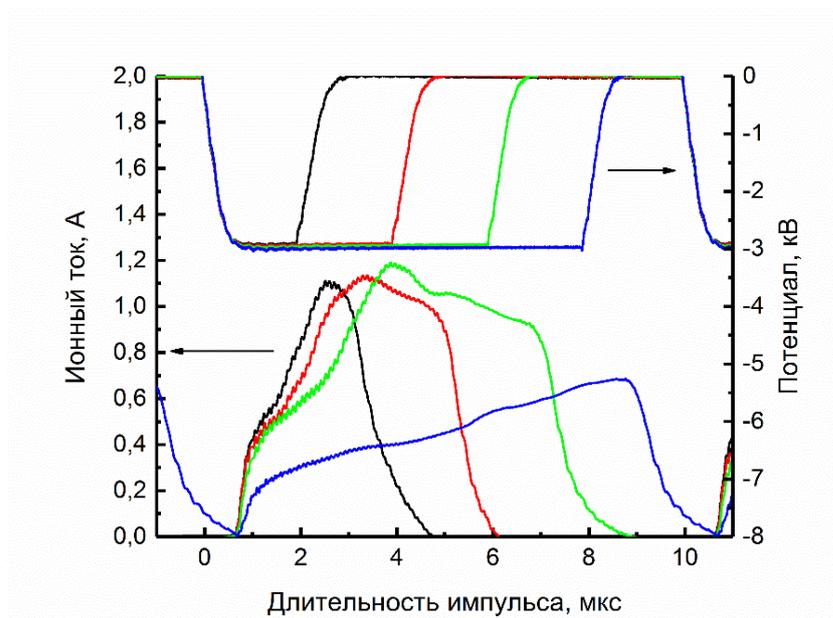


Рисунок 2.10. Характерные осциллограммы ионного тока на коллектор и потенциала смещения при различных длительностях ускоряющего напряжения. Амплитуда потенциала смещения 3 кВ, частота следования 10^5 имп/с, расстояние от сетки до коллектора 7.5 см, диаметр коллектора 12 см

Из вида осциллограмм следует несколько ключевых закономерностей, сопровождающих изменение ионного тока с ростом длительности импульса ускоряющего напряжения. Во-первых, наблюдается характерная для всех длительностей задержка импульса ионного тока относительно импульса смещения. Эта задержка связана с конечным временем динамического формирования высоковольтного слоя разделения зарядов вблизи сеточного электрода и временем пролета ионов пучка в пространстве дрейфа. Во-вторых, форма и максимальная амплитуда импульса ионного тока так же существенно зависят от длительности потенциала смещения. Максимальные амплитуды токов на коллектор для длительностей импульса 2, 4 и 6 мкс примерно равны 1.15 А (рис. 2.10). Характерно, что длительность переднего фронта импульсов несколько отличается. По мере увеличения длительности потенциала смещения, формирующего ионный пучок, наблюдается уменьшение крутизны переднего фронта и соответствующее смещение максимума амплитуды ионного тока. Драматическое изменение условий транспортировки ионного пучка происходит при длительности импульса потенциала смещения 8 мкс. В начале импульса амплитуда ионного тока на коллектор с диаметром 12 см не превышает 0.25 А. Амплитуда тока несколько возрастает со временем, достигая к концу импульса значения порядка 0.7 А, меньшего, чем при других длительностях потенциала смещения. Третья особенность, которую демонстрируют осциллограммы, заключается в том, что имеет место задержка ионного тока относительно окончания импульса напряжения. Эта задержка связана как со временем пролета ионов через эквипотенциальное пространство дрейфа, так и конечным временем спада импульса потенциала смещения, в течении которого формируется немоноэнергетичный ионный поток.

Одновременно с измерением ионного тока на коллектор проводились измерения тока ионов на элементы системы формирования ионного пучка (сеточный и цилиндрический электроды). Осциллограммы тока на сеточный и

цилиндрический электроды для разных длительностей импульса смещения при напряжении 3 кВ представлены на рис. 2.11.

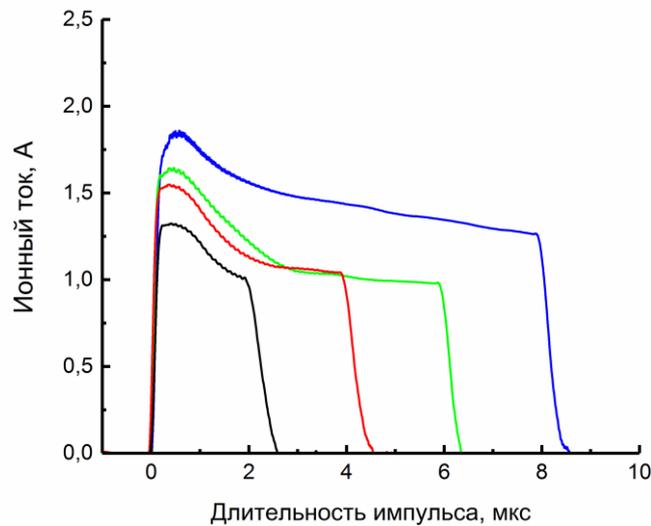


Рисунок 2.11. Осциллограммы ионного тока на сеточный и цилиндрический электроды при длительностях ускоряющего напряжения 2, 4, 6 и 8 мкс, амплитуде потенциала смещения 3 кВ и фиксированной частоте следования импульсов 10^5 имп/с

Прежде всего следует отметить, что ток ионов на потенциальных электродах системы формирования пучков появляется практически без задержки, одновременно с приложением напряжения смещения. Скорость нарастания этого тока существенно выше, чем в случае тока ионного пучка на коллектор. В отличие от импульсов ионного тока на коллекторе, когда максимум амплитуды наблюдается через некоторое время после приложения потенциала смещения, максимумы тока на систему формирования пучка проявляются в начале действия импульса, вследствие значительных потерь ионов на элементах сеточной структуры и формирования пучка с высокой угловой расходимостью. По мере расширения слоя разделения зарядов, ионный ток на систему формирования постепенно уменьшается (при его соответствующем увеличении на коллекторе, согласно рис. 2.10). Характерно, что при длительностях импульса смещения 4 и 6 мкс, амплитуда тока на электроды системы формирования в установившемся режиме примерно

одинакова и составляет около 1 А (рис. 2.11). Максимальные амплитуды ионных токов, регистрируемых коллектором (рис. 2.10) в этих же условиях, так же примерно равны. В тоже время, осциллограмма тока при длительности потенциала смещения 8 мкс демонстрирует, что ионный ток на систему формирования даже к концу импульса превосходит аналогичные значения для 4 и 6 мкс импульса на величину порядка 0.4 А. На такую же величину, согласно данным рисунка 2.11, уменьшается и ионный тока на коллектор.

Эксперименты показали, что при плазменно-иммерсионном формировании высокоинтенсивных ионных потоков существенное значение имеет и амплитуда потенциала смещения. На рис. 2.12 представлены осциллограммы ионного тока алюминия на коллектор при частоте 10^5 имп/с, фиксированной длительности импульса 4 мкс (рис. 2.12а) и 8 мкс (рис. 2.12б), и различных амплитудах потенциала смещения.

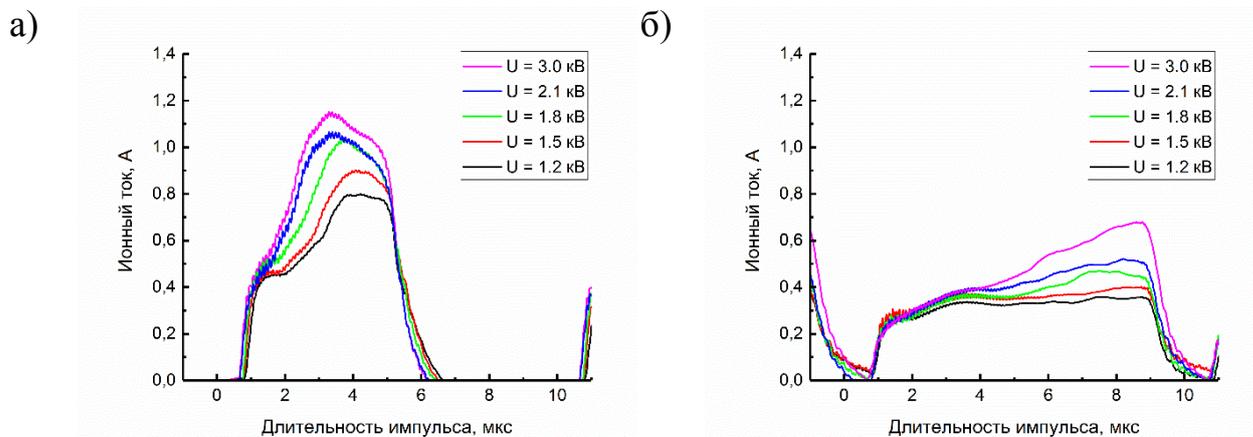


Рисунок 2.12. Осциллограммы ионного тока на коллектор диаметром 12 см при различных амплитудах ускоряющего напряжения. Частота следования импульсов 10^5 имп/с, расстояние от сетки до коллектора 7.5 см: а) длительность импульса 4 мкс; б) длительность импульса 8 мкс

Как видно из приведенных осциллограмм, при увеличении ускоряющего напряжения в диапазоне от 1.2 до 1.8 кВ, максимальная амплитуда ионного тока значительно возрастает от 0.75 до 1 А (рис. 2.12а). Одновременно с ростом амплитуды наблюдается так же и увеличение крутизны переднего фронта. Увеличение напряжения смещения, вплоть до 3 кВ, практически не

оказывает влияния на амплитуду, однако сопровождается дальнейшим увеличением крутизны переднего фронта импульса и увеличением полного ионного тока. Подобная зависимость характерна для всех длительностей импульса смещения, кроме случая с длительностью импульса 8 мкс. В этом случае рост амплитуды ионного тока оказывается медленным и наблюдается во всем диапазоне ускоряющих напряжений (рис. 2.12б). Видно, что при напряжениях 1.2 и 1.5 кВ полный ток ионного пучка практически не возрастает в течение длительности импульса, а его величина не превышает 0.3 А. Дальнейшее увеличение амплитуды ускоряющего напряжения до 3 кВ сопровождается постепенным ростом амплитуды ионного тока к концу импульса. Кроме того, в зависимости от амплитуды потенциала смещения увеличивается и скорость нарастания сигнала.

Проведенные экспериментальные исследования выявили существенную зависимость формы и амплитуды ионного тока от размеров коллектора, установленного в фокальной плоскости фокусирующей системы. На рис. 2.13а представлены осциллограммы ионного тока на коллектор диаметром 4 см в зависимости от амплитуды смещения при фиксированных частоте следования импульсов 10^5 имп/с и длительности 4 мкс.

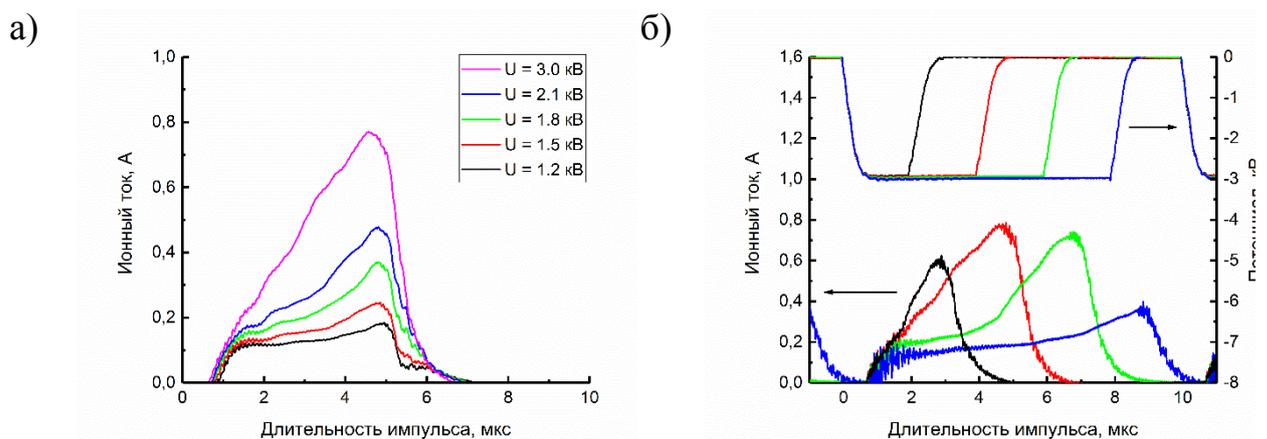


Рисунок 2.13. Характерные осциллограммы ионного тока на коллектор в зависимости от амплитуды (а) и длительности ускоряющего напряжения (б). Частота следования 10^5 имп/с, расстояние от сетки до коллектора 7.5 см, диаметр коллектора 4 см

Осциллограммы демонстрируют увеличение максимальной амплитуды ионного тока от 0.2 до 0.8 А при изменении ускоряющего напряжения от 1.2 до 3 кВ. При этом рост амплитуды ионного тока наблюдается во всем диапазоне ускоряющих напряжений. Максимум ионного тока при коллекторе с диаметром 4 см достигается только в конце импульса. Уменьшение размеров коллектора приводит и к изменению формы и амплитуды сигнала при различных длительностях импульса потенциала смещения. Рис. 2.13б демонстрирует характерные осциллограммы ионного тока алюминия с коллектора диаметром 4 см при длительностях импульса смещения в пределах от 2 до 8 мкс и амплитуде потенциала смещения 3 кВ. Увеличение длительности потенциала смещения от 2 до 4 мкс сопровождается увеличением амплитуды ионного тока от 0.6 до 0.8 А. Дальнейшее увеличение длительности импульса смещения до 6 мкс, мало изменяет максимальную амплитуду ионного тока. Однако в начале импульса наблюдается снижение тока до 0.2 А. Существенный рост тока имеет место только после 4 мкс задержки. Увеличение длительности потенциала смещения до 8 мкс драматически влияет на транспортировку ионного потока. Лишь незначительный по амплитуде ионный ток, по-видимому ограниченный действием пространственного заряда пучка, регистрируется коллектором. Амплитуда сигнала начинает увеличиваться только после 5 мкс действия импульса смещения.

Помимо исследования процессов транспортировки высокоинтенсивных коротко-импульсных пучков ионов металлов в зависимости от амплитудно-частотных характеристик импульсно-периодического потенциала смещения, выполненных на системе с радиусом кривизны сеточного электрода 7.5 см, эксперименты проводились и при использовании других геометрических конфигураций системы.

На рис. 2.14 представлены характерные осциллограммы ионного тока титана в зависимости от длительности импульса потенциала смещения для

сеточного электрода с радиусом 5 см и коллектором, установленным в фокальной плоскости (на расстоянии 5 см от сеточного электрода).

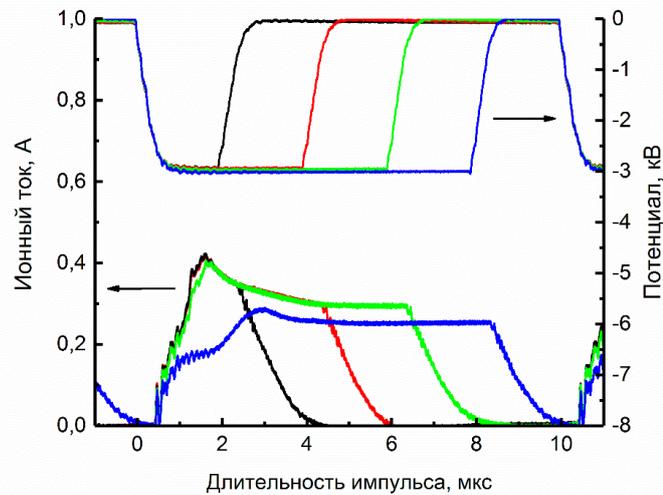


Рисунок 2.14. Осциллограммы ионного тока титана при различной длительности потенциала смещения. Радиус сеточного электрода 5 см, расстояние от коллектора до сеточного электрода 5 см. Амплитуда потенциала смещения 3 кВ, частота следования импульсов 10^5 имп/с

Результаты исследований позволяют отметить несколько ключевых закономерностей характерных для данной конфигурации системы. Во-первых, уменьшение радиуса кривизны экстрагирующего сеточного электрода до 5 см, приводит к уменьшению площади его поверхности и, соответственно, к уменьшению общего тока пучка на коллектор. Так, в случае импульса потенциала смещения длительностью 4 мкс, амплитуда тока уменьшилась с 0,8 до 0,4 А. Во-вторых, существенно изменяется форма переднего фронта импульсов. Сравнение данных рисунков 2.5 и 2.6 указывает на тот факт, что максимум ионного тока при 2 и 4 мкс наблюдается не в конце действия импульса потенциала смещения, как в случае системы с радиусом кривизны 7,5 см, а через время порядка 1,5 мкс. Третье важное следствие уменьшения длины транспортировки пучков ионов титана низкой энергии при сохранении амплитудно-частотных характеристик потенциала смещения, является изменение условий транспортировки пучков с длительностью импульса 6 и 8 мкс. Как следует из данных рис. 2.14, пучок ионов титана, полученный при

длительности импульса потенциала смещения 6 мкс, транспортируется до коллектора без возникновения неустойчивостей. Более того, форма осциллограмм 2, 4 и 6 мкс импульсов в начальный момент полностью повторяется, а увеличение длительности импульса потенциала смещения сопровождается лишь пропорциональным увеличением длительности импульса ионного тока титана. Кроме того, существенно изменяется и форма импульса тока соответствующего длительности импульса 8 мкс. Как и в системе с радиусом кривизны 7.5 см, максимальный ток пучка в начале импульса ограничен по амплитуде и не превышает 0.2 А. Однако после 2.5 мкс амплитуда ионного тока возрастает и практически не изменяется во времени, также свидетельствуя об изменении условий нейтрализации объемного заряда пучка.

Еще более значимые отличия в транспортировке высокоинтенсивных пучков ионов титана низкой энергии проявляются в экспериментах с использованием экстрагирующей системы с радиусом кривизны сеточного электрода 13 см (коллектор с диаметром 4 см установлен в геометрическом фокусе системы). Результаты исследований представлены на рис. 2.15.

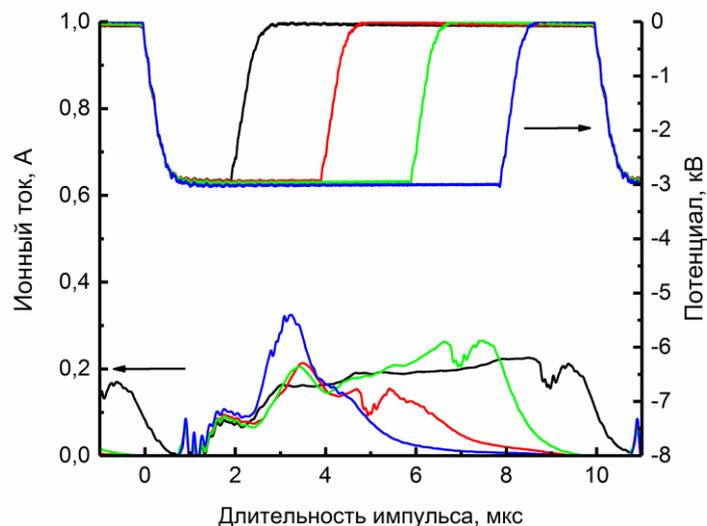


Рисунок 2.15. Осциллограммы ионного тока титана при различной длительности потенциала смещения. Радиус сеточного электрода 13 см, расстояние от коллектора до сеточного электрода 13 см. Амплитуда потенциала смещения 3 кВ, частота следования импульсов 10^5 имп/с

Как следует из данных рис. 2.15, несмотря на существенное увеличение площади экстрагирующего сеточного электрода, амплитуда ионного тока при всех длительностях ускоряющего потенциала смещения оказывается меньшей, чем при других геометрических конфигурациях системы. Только при длительности импульса 2 мкс на коллекторе регистрируется ионный ток с амплитудой порядка 0.35 А. Во всех остальных режимах ионный ток на коллектор с диаметром 4 см примерно равен 0.2 А. Интересно, что такая же величина ионного тока регистрируется при использовании системы с радиусом кривизны сеточного электрода 7.5 см и длительности импульса 8 мкс. Это обстоятельство указывает на вероятную схожесть физических процессов ограничивающих амплитуду ионного тока в этих режимах, связанных с действием пространственного заряда пучка. Кроме того, еще одной характерной особенностью данной геометрической конфигурации является существенное удлинение заднего фронта импульсов ионного тока, связанное с существенным увеличением пролетной базы, при котором определенное значение начинают играть процессы времяпролетного разделения многозарядных ионных потоков.

Существенного изменения условий транспортировки высокоинтенсивных пучков металлических ионов низкой энергии, в частности ионов титана, удалось достичь при использовании генератора импульсов смещения с частотой следования 10^3 имп/с при длительности импульсов смещения в диапазоне от 10 до 40 мкс [140, 179]. Амплитуда потенциала смещения отрицательной полярности в данных экспериментах варьировалась от 1 до 2 кВ.

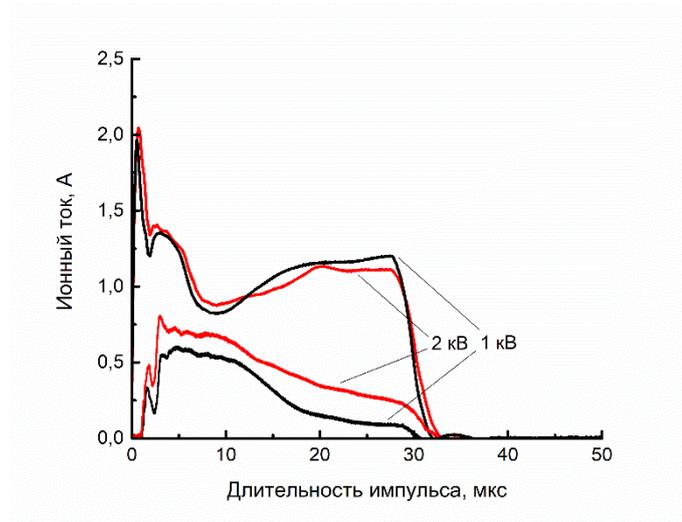


Рисунок 2.16. Усредненные по 200 импульсам осциллограммы ионного тока на сеточный электрод и коллектор, установленный в фокальной плоскости системы (7.5 см) при различных амплитудах отрицательного потенциала смещения

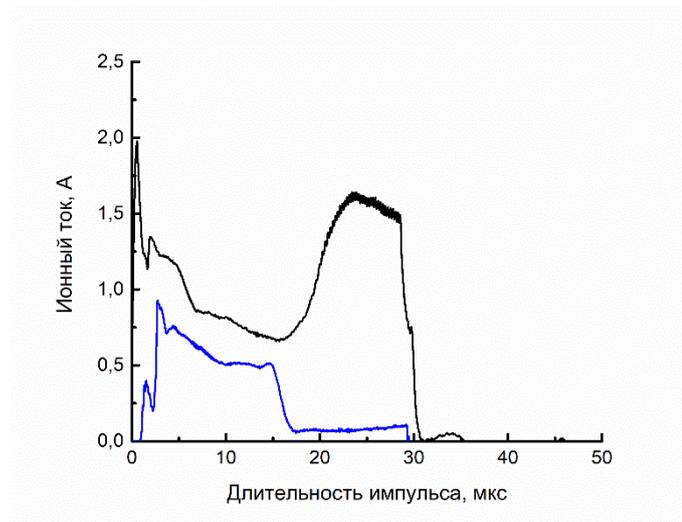


Рисунок 2.17. Характерные осциллограммы ионного тока на коллектор и сеточный электрод при возникновении неустойчивости пучка ионов титана большой длительности. Амплитуда потенциала смещения 2 кВ

Первоначальные исследования формирования и транспортировки высокоинтенсивных пучков ионов были выполнены при амплитуде потенциала смещения 1 кВ на системе с радиусом кривизны сеточного электрода 7.5 см. Усредненная по 200 импульсам осциллограмма ионного тока (рис. 2.16, 1 кВ) показывает, что в течение первых 10 мкс ток пучка стабилен. Этот результат качественно расходится с данными по транспортировке

высокоинтенсивных пучков ионов, полученных при фиксированной частоте следования импульсов 10^5 имп/с, когда нарушения условий транспортировки возникали уже при длительности импульса потенциала смещения 6 мкс. Однако по мере дальнейшего увеличения длительности импульса имеет место постепенное снижение его амплитуды. Анализ одиночных осциллограмм указывает на то, что при длительностях импульса более 10 мкс существует вероятность развития пучковой неустойчивости, при которой амплитуда ионного тока на коллектор резко снижается до некоторого предельного значения (рис. 2.17). В тоже самое время имеет место увеличение тока на сеточный электрод. По мере увеличения длительности импульса потенциала смещения возрастает вероятность срыва транспортировки ионного пучка. Лишь небольшой процент импульсов ионного тока при ускоряющем напряжении 1 кВ имеет полную длительность 30 мкс. Снижение усредненного по 200 импульсам ионного тока (рис. 2.16, 1 кВ), регистрируемого после 10 мкс, отражает вероятность формирования ионного пучка с той или иной длительностью. Так, например, при длительности импульса смещения 15 мкс, амплитуда ионного тока, согласно осциллограмме, примерно в два раза меньше максимальной. Это означает, что ток ионного пучка с длительностью не менее 15 мкс регистрируется почти в два раза реже. Увеличение амплитуды напряжения до 2 кВ приводит к росту амплитуды регистрируемого ионного тока (рис. 2.16, 2кВ). Кроме того, анализ одиночных осциллограмм указывает и на улучшение условий транспортировки пучка. Увеличение ускоряющего напряжения приводит к уменьшению вероятности обрывов ионного тока на коллектор и увеличению числа импульсов с полной длительностью, определяемой длительностью импульса потенциала смещения.

Важно отметить, что существенное изменение условий транспортировки высокоинтенсивных пучков ионов при данных амплитудно-частотных характеристиках ускоряющего потенциала смещения характерны и для систем с радиусом кривизны 5 и 13 см (рис. 2.18).

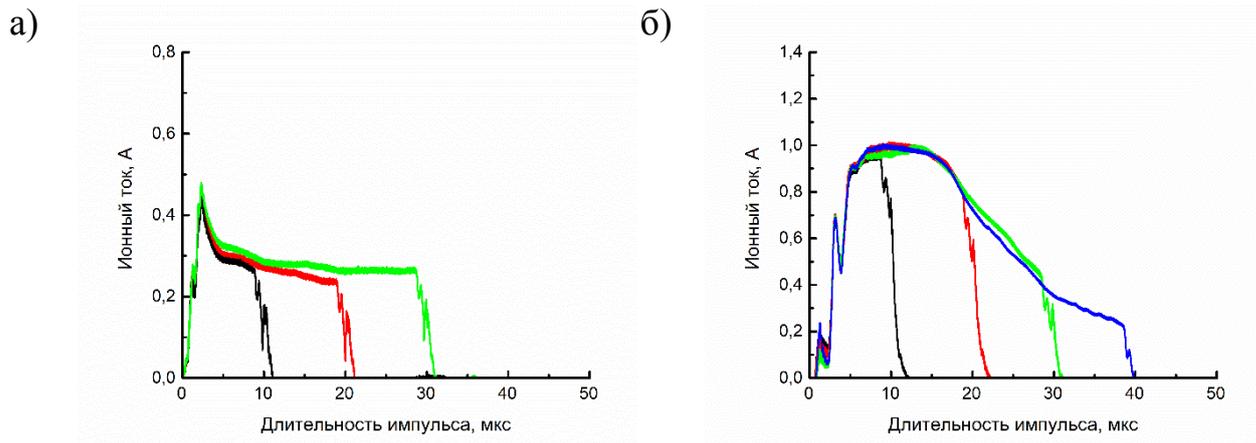


Рисунок 2.18. Характерные осциллограммы ионного тока на коллектор при использовании системы формирования высокоинтенсивных ионных пучков с радиусом кривизны 5 см (а) и 13 см (б). Амплитуда потенциала смещения 2 кВ, частота следования импульсов 10^3 имп/с

Как видно из рисунка 2.18а при использовании системы с радиусом кривизны 5 см пучок стабильно транспортируется при всех длительностях ускоряющего напряжения. Такое поведение пучка вероятно связано с существенным уменьшением как амплитуды, так и полного тока пучка. В целом характер импульса и его форма совпадают с формой импульса ионного тока, регистрируемого вблизи сеточного электрода, что свидетельствует о высокой степени эффективности транспортировки высокоинтенсивного пучка ионов титана в данной конфигурации системы и частотных характеристик потенциала смещения.

Увеличение радиуса кривизны сеточного электрода до 13 см приводит к многократному росту ионного тока в пучке (рис. 2.18б), что связано с существенным изменением площади экстрагирующей поверхности. В отличие от высокочастотного режима формирования пучка (при частоте следования 10^5 имп/с), когда ионный ток не превышал 0.35 А, в данном случае амплитуда ионного тока на коллектор с диаметром 4 см достигает 1 А. В тоже время, при увеличении длительности импульса свыше 15 мкс, вероятность эффективной транспортировки ионного пучка уменьшается, аналогично ситуации с использованием системы формирования с радиусом 7.5 см (Рис. 2.16).

2.5. Влияние давления остаточного газа на эффективность транспортировки коротко-импульсных и длинно-импульсных высокоинтенсивных пучков ионов низкой энергии

Для изучения влияния ионизации газа на закономерности транспортировки высокоинтенсивных пучков ионов металлов были проведены эксперименты по формированию высокоинтенсивных пучков ионов низкой энергии в условиях напуска в рабочую камеру аргона до давлений в диапазоне от 0.1 до 1 Па [141].

Принимая во внимание, что наибольшие проблемы при транспортировке коротко-импульсных пучков ионов низкой энергии были зарегистрированы при длительности импульса смещения 8 мкс и фиксированной частоте следования 10^5 имп/с (согласно данным рис. 2.10 и 2.12б), первоначальные эксперименты по изучению влияния давления аргона были проведены именно в этом режиме. Рис. 2.19 демонстрирует изменение формы осциллограмм ионного тока на коллекторе в зависимости от давления аргона в экспериментальной камере при использовании системы с радиусом кривизны сеточного электрода 7.5 см.

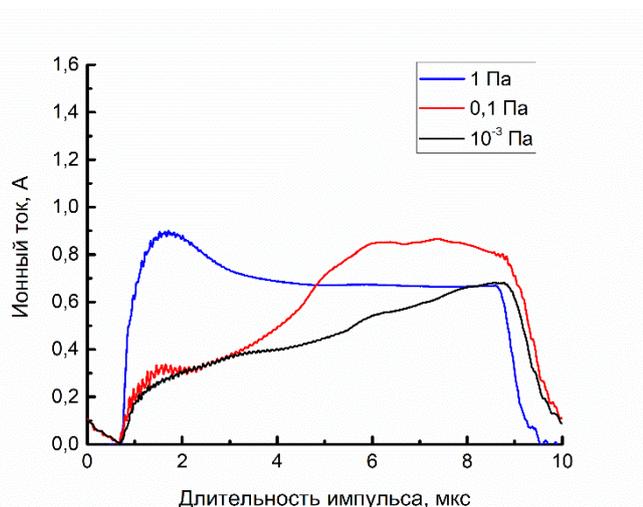


Рисунок 2.19. Осциллограммы ионного тока коротко-импульсного пучка ионов алюминия на коллектор, установленный в фокальной плоскости системы (7.5 см), при различных давлениях аргона в рабочей камере. Амплитуда потенциала смещения 3 кВ, длительность импульса 8 мкс, частота следования импульсов 10^5 имп/с

Выполненные экспериментальные исследования выявили существенное влияние давления остаточного газа в камере на условия транспортировки высокоинтенсивного коротко-импульсного пучка ионов металлов низкой энергии в условиях его баллистической фокусировки. Как было показано ранее, при давлении, соответствующем 10^{-3} Па, то есть при вакуумных условиях, без напуска газа в рабочую камеру, эффективность транспортировки высокоинтенсивного коротко-импульсного ионного пучка оказывается низкой, и амплитуда регистрируемого тока на коллекторе не превышает 0.3 А в начале действия импульса потенциала смещения и 0.68 А к концу импульса.

Увеличение давления остаточного газа в диапазоне от 10^{-3} до 0.1 Па приводит к существенному изменению условий транспортировки ионного пучка. Форма сигнала ионного тока свидетельствует о формировании высокоинтенсивного ионного пучка с током, достигающим 0.86 А к концу действия импульса отрицательного смещения длительностью 8 мкс. В начальный момент времени ионный ток не превышает 0.3 А, так же свидетельствуя о влиянии пространственного заряда пучка. В тоже время, форма переднего фронта импульса указывает на существенно большую скорость его нейтрализации. Уже после 4.5 мкс от начала действия отрицательного потенциала смещения ток пучка достигает значения порядка 0.73 А, что превосходит полный ток ионного пучка при давлении 10^{-3} Па в конце импульса. Стабилизация ионного тока на уровне максимально зарегистрированного наступает примерно через 6 мкс. При давлении 1 Па сигнал регистрируется на коллекторе практически без задержки, а время появления сигнала на коллекторе определяется только временем формирования слоя разделения зарядов и пролетом ионов через пространство дрейфа. При этом амплитуда полного тока ионов практически не изменяется во времени и составляет 0.73 А.

Переход к системе с радиусом кривизны сеточного электрода 13 см так же выявил существенное улучшение условий транспортировки ионного пучка

при напуске в рабочую камеру аргона практически во всем диапазоне длительностей потенциала смещения. Результаты экспериментальных исследований представлены на рис. 2.20.

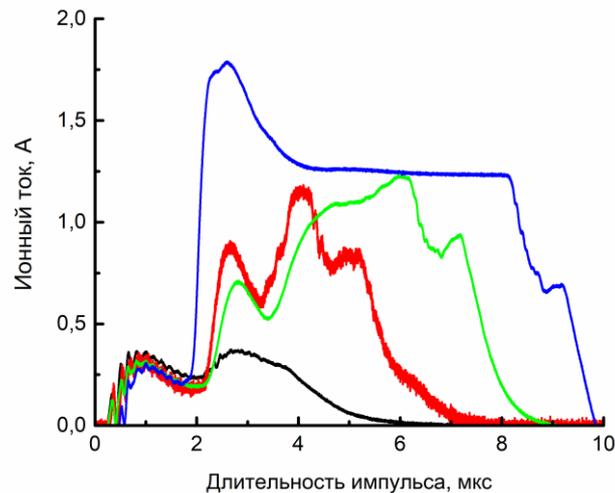


Рисунок 2.20. Осциллограммы ионного тока коротко-импульсного пучка ионов алюминия на коллектор, установленный в фокальной плоскости системы (13 см) при различных длительностях потенциала смещения. Амплитуда 3 кВ, частота следования импульсов 10^5 имп/с, давление в рабочей камере 0.1 Па

Так, при длительности импульса потенциала смещения 2 мкс и давлении аргона в рабочей камере на уровне 0.1 Па, импульс ионного тока соответствует форме и амплитуде импульса, полученного в экспериментах по транспортировке высокоинтенсивных ионных пучков при давлении 10^{-3} Па, т.е. без напуска аргона (рис. 2.15). Ситуация драматически изменяется при увеличении длительности импульса до 4 мкс. В соответствующих экспериментальных режимах амплитуда ионного тока возрастает с 0.2 до 1.2 А, свидетельствуя о значительном изменении в условиях транспортировки высокоинтенсивного ионного пучка. Дальнейшее увеличение длительности ионного тока до 6 мкс незначительно влияет на форму и амплитуду ионного тока, а приводит лишь к характерному удлинению импульса. Интересная особенность связана с режимом, соответствующим длительности 8 мкс. В данном режиме на коллекторе регистрируется полный ионный ток с

амплитудой 1.75 А, а форма импульса соответствует форме импульса ионного тока, экстрагируемого вблизи сеточного электрода.

Эксперименты по исследованию транспортировки длинно-импульсных пучков ионов титана в условиях напуска в рабочую камеру аргона также выявили существенное изменение условий транспортировки высокоинтенсивных ионных пучков. Исследования были выполнены при амплитуде потенциала смещения 2 кВ, длительности импульса 30 мкс и частоте следования 10^3 имп/с. Осциллограммы рис. 2.21 демонстрируют изменение формы импульса, регистрируемого ионного тока при различном давлении газа в рабочей камере.

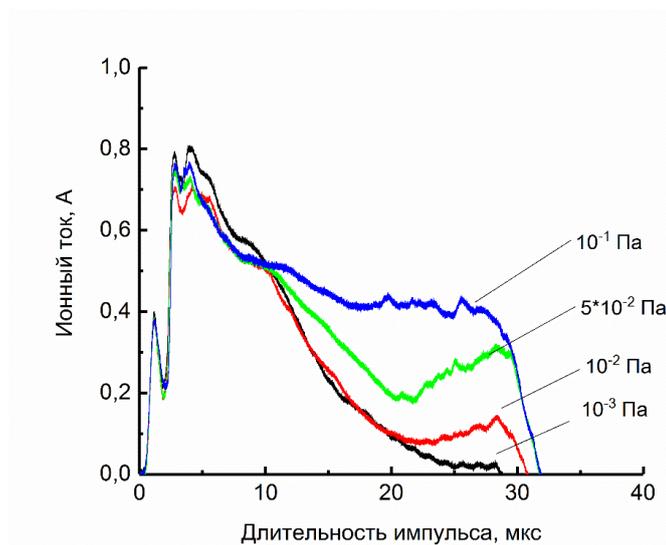


Рисунок 2.21. Осциллограммы ионного тока длинно-импульсного пучка ионов титана на коллектор, установленный в фокальной плоскости системы (7.5 см), при различных давлениях остаточного газа в рабочей камере. Амплитуда потенциала смещения 2 кВ

Как видно из приведенных данных, увеличение давления от 10^{-3} до 10^{-2} Па незначительно увеличивает амплитуду ионного тока при длительностях импульса свыше 20 мкс. Увеличение давления до $5 \cdot 10^{-2}$ Па сопровождается ростом амплитуды ионного тока при длительностях ионного пучка более 10 мкс. Полная стабилизация транспортировки пучка без укорочения длительности импульса достигается при давлениях остаточного газа порядка

10^{-1} Па. Характерно, что изменение давления во всем диапазоне от 10^{-3} до 10^{-1} Па не оказывает заметного влияния на начальную амплитуду ионного тока.

2.6. Обсуждение закономерностей и особенностей транспортировки высокоинтенсивных пучков ионов металлов.

После ускорения в высоковольтном слое пространственного разделения зарядов ионы входят в эквипотенциальное пространство дрейфа, ограниченное цилиндрическим электродом и формируют пучок, транспортируемый до коллектора в условиях баллистической фокусировки. Однако, как показал эксперимент, не при любых амплитудно-частотных характеристиках потенциала смещения и геометрии системы формирования возможна эффективная транспортировка и фокусировка высокоинтенсивных пучков в пространстве дрейфа.

При высоком вакууме 10^{-3} Па, соответствующему первоначальным экспериментальным условиям, в пространстве дрейфа отсутствуют электроны необходимые для зарядовой нейтрализации пучка. Наличие некомпенсированного положительного заряда приводит к возникновению разности потенциалов между центром пучка и ограничивающими его стенками дрейфового пространства. В таких случаях принято говорить о провисании потенциала внутри системы. Величину возникающей разности потенциала можно определить согласно известной формуле, предполагая, что пучок имеет цилиндрическую симметрию, а распределение потенциала по его сечению однородно [142]:

$$\varphi = \frac{2I}{u} \ln \left(\frac{R_{др}}{r_{п}} \right) \quad (2.1),$$

где u – возмущенная потенциалом скорость ионов в пучке, $R_{др}$ – радиус дрейфового пространства, $r_{п}$ – радиус пучка.

Баллистическая фокусировка пучка, согласно формуле (2.1), приведет к росту потенциала по длине транспортировки, а, следовательно, и к

возникновению тормозящего электрического поля, в результате действия которого скорость ионов в пучке уменьшается как:

$$u = \sqrt{\frac{2Ze}{M_{\text{и}}}(U - \varphi)} \quad (2.2).$$

Как показано в работе [143], предельное значение потенциала $\varphi_{\text{макс}}$, при котором возможна транспортировка некомпенсированного по пространственному заряду пучка ионов, достигается при разности потенциалов равной $\varphi = \varphi_{\text{макс}} = \frac{2}{3}U$. Аналитические расчеты, выполненные с использованием формул (2.1) и (2.2) методом циклической итерации в предположении первоначального отсутствия возмущения потенциала на примере ионов алюминия со средним зарядовым состоянием 1.73 [57] показывают, что при ускоряющем напряжении 3 кВ и полном токе пучка порядка 1.15 А в предположении его идеальной баллистической фокусировки в системе с радиусом кривизны сеточного электрода 7.5 см, провисание потенциала в пучке, относительно потенциала пространства транспортировки, равного $\varphi_{\text{макс}}$ будет достигнуто на расстоянии порядка 2.3 см от сеточного электрода. В аналогичной геометрии при напряжении 1.2 кВ и соответствующем ему токе экстракции 0.8 А предельная разность потенциалов $\varphi_{\text{макс}}$ достигается значительно раньше, при пролете пучком расстояния, не превышающего 1 см. Очевидно, что эти расстояния значительно меньше длины транспортировки пучка, а следовательно его эффективная транспортировка без нейтрализации пространственного заряда невозможна.

Как отмечалось ранее, при рассмотрении физических принципов формирования высокоинтенсивных пучков ионов низкой энергии в рассматриваемой системе, один из возможных механизмов нейтрализации объемного заряда пучка заключается в инъекции вакуумно-дуговой плазмы в пространство дрейфа. Реализация данного механизма происходит за счет импульсного или импульсно-периодического характера потенциала смещения, позволяющего проникать плазме в первоначально

эквипотенциальное пространство дрейфа в паузах между высоковольтными импульсами. Наличие в плазме холодных электронов приводит к тому, что при возникновении в ионном пучке флуктуации потенциала, тормозящей его, подвижные электроны быстро заполняют образующуюся потенциальную яму, стабилизируя пучок и значительно повышая его предельный ток.

Экспериментальные результаты, полученные при фиксированной частоте следования импульсов 10^5 имп/с, согласно данным рис. 2.10, свидетельствуют о том, что при длительностях импульса 2, 4 и 6 мкс ионный пучок эффективно транспортируется до коллектора, подтверждая высокую эффективность предложенного метода компенсации пространственного заряда пучка за счёт предварительной инжекции плазмы в данных режимах. Однако эксперименты показали, что амплитуда ионного тока в этих режимах существенно зависит от амплитуды потенциала смещения. Сеточная структура экстрагирующего электрода, имеющего конечную прозрачность, предопределяет потерю части формируемого ионного потока на его элементах. Конечная ширина слоя разделения зарядов и её соотношение с характерными размерами ячеек сеточного электрода имеет принципиально важное значение. При малых напряжениях смещения, когда ширина слоя разделения зарядов сопоставима или значительно меньше характерных размеров ячейки сетки, плазменно-эмиссионная граница искривляется, что приводит к дополнительным значительным потерям ионов на сеточном электроде, а также к формированию ионных пучков с увеличенной угловой расходимостью, препятствующей их эффективной баллистической фокусировке.

Проведем оценки соотношения размеров ячеек сетки и ширины слоя разделения зарядов. Для алюминиевой плазмы со средним зарядовым состоянием 1.73, при плотности ионного тока насыщения из плазмы 5 мА/см^2 , согласно формуле (1.4), ширина слоя разделения зарядов будет равна 3.3, 4.5 и 6.6 мм при амплитудах потенциалов смещения 1.2, 1.8 и 3 кВ, соответственно. Таким образом, при амплитуде потенциала 1.2 кВ, ширина

слоя разделения зарядов равная 3.3 мм еще сравнима с максимальным размером ячейки сетки (~1.8 мм). При потенциале смещения 1.8 кВ эмиссионная граница плазмы отодвигается, что способствует уменьшению потерь ионов на сеточном электроде. Увеличивается ток инжектируемого в пространство дрейфа ионного пучка, что приводит к увеличению амплитуды регистрируемого на коллекторе ионного тока (рис. 2.12а). Увеличение амплитуды потенциала смещения от 1.8 до 3 кВ приводит к дальнейшему увеличению ширины слоя разделения зарядов. При этом амплитуда ионного тока на коллекторе почти не изменяется. Это означает, что эмиссионная граница плазмы уже не повторяет структуру сетки, свидетельствуя о стабилизации плазменно-эмиссионной границы при ширине слоя пространственного разделения зарядов порядка 2-3 характерных размеров сеточной ячейки. В тоже время, увеличение длительности импульса потенциала смещения до 8 мкс приводит к значительному изменению формы сигнала, регистрируемого на коллекторе, а также к существенному уменьшению амплитуды ионного тока (рис. 2.12б), что не может быть объяснено изменением условий экстракции ионного потока вблизи сеточного электрода.

Возможное объяснение наблюдаемой закономерности связано со свойствами инжектируемой вакуумно-дуговой плазмы, в частности, наличием у неё высокой направленной скорости. Так, при фиксированной частоте следования импульсов потенциала смещения 10^5 имп/с, изменение длительности импульса в диапазоне от 2 до 8 мкс приводит к прямо пропорциональному уменьшению времени инжекции вакуумно-дуговой плазмы от 8 до 2 мкс, соответственно. Учитывая направленную скорость вакуумно-дуговой плазмы, например алюминия, порядка $2.73 \cdot 10^4$ м/с [72], при использовании системы формирования высокоинтенсивных пучков ионов низкой энергии с радиусом кривизны 7.5 см, в паузе между импульсами потенциала смещения дуговая плазма преодолевает расстояние до коллектора, установленного в фокальной плоскости системы в случае длительностей

импульса 2, 4 и 6 мкс, однако при длительности импульса 8 мкс и времени предварительной инжекции 2 мкс расстояние между плазменной границей и коллектором составит порядка 2 см, формируя вакуумный зазор, в котором отсутствуют условия нейтрализации объемного заряда пучка.

Наличие вакуумного зазора, как и при отсутствии предварительной инжекции плазмы, приведет к провисанию потенциала в пучке. Превышение потенциала свыше $\varphi_{\text{макс}}$ приводит к развитию аperiodической пучковой неустойчивости, связанной с действием пространственного заряда [144] и существенному снижению предельного тока [145]:

$$I_{\text{макс}} = I_{\text{Б}} = \frac{2}{3\sqrt{3}} \frac{v_0 + \left(\frac{2Ze}{M_{\text{и}}}\right)^{\frac{1}{2}}}{1 + 2 \ln\left(\frac{R_{\text{др}}}{r_{\text{п}}}\right)} U^{\frac{3}{2}} \quad (2.3),$$

где v_0 – начальная скорость ионов в вакуумно-дуговой плазме. Эта формула определяет порог неустойчивости ионного тока пучка и выражает так называемый предельный ток Бурсиана $I_{\text{Б}}$ [145]. Физический смысл механизма заключается в формировании в дрейфовом пространстве потенциального барьера непрозрачного для значительной части ионов пучка, наличие которого приводит к их торможению и последующему ускорению в сторону источника.

Оценки показывают, что в случае высокоинтенсивных пучков ионов низкой энергии, полученных на примере ионов титана со средним зарядовым состоянием $Z = 2.1$ при ускоряющем напряжении 1.2 кВ и 3 кВ, ток Бурсиана составляет $I_{\text{Б}} = 0.16 \text{ А}$ и $I_{\text{Б}} \cong 0.4 \text{ А}$, соответственно. Согласно данным рис. 2.12б, при длительности импульса потенциала смещения 8 мкс, ток на коллектор в течение первых нескольких мкс не превышает 0.3 А. Это величина сопоставима с предельным током ионного пучка и существенно меньше инжектируемого в пространство дрейфа тока ионов. Можно предположить, что транспортировка пучков ионов до коллектора в данных условиях действительно сопровождается формированием в дрейфовом пространстве потенциального барьера, приводящего к торможению и

последующему ускорению ионов в сторону системы экстракции. Такой потенциальный барьер в случае ионов принято называть виртуальным анодом, аналогично виртуальному катоду, возникающему при транспортировке некомпенсированного по заряду пучка электронов. На формирование виртуального анода указывают и экспериментальные данные рис. 2.11, согласно которым при использовании импульса потенциала смещения с длительностью 8 мкс происходит резкое увеличение ионного тока на систему экстракции ионного пучка, не наблюдаемую при других длительностях потенциала. Помимо токовых показаний, даже визуальное наблюдение сеточного электрода в этом режиме свидетельствует о его интенсивном разогреве, что также не характерно для остальных режимов формирования высокоинтенсивного пучка.

Исследования выявили и существенную зависимость формы и амплитуды ионного тока от размера коллектора, установленного в фокальной плоскости фокусирующей системы. Согласно данным рис. 2.13, уменьшение размера коллектора с 12 до 4 см приводит к уменьшению ионного тока с 1.15 до 0.8 А при длительности импульса потенциала смещения 4 мкс и амплитуде 3 кВ. Учитывая, что процесс формирования слоя разделения зарядов не должен зависеть от размера коллектора ионов, можно предположить, что в зависимости от энергии ионов, меняются условия баллистической фокусировки пучка. Это может иметь место в случае влияния на транспортировку пучка его собственного пространственного заряда. На влияние пространственного заряда на динамику фокусировки пучка указывает и форма переднего фронта импульса ионного тока. Максимум ионного тока при коллекторе диаметром 4 см достигается только в конце импульса. Кроме того, существенно изменяется форма импульса ионного тока, соответствующего длительности 6 мкс. В этом режиме в начальный момент времени ионный ток не превышает 0.2 А, а рост ионного тока наблюдается только через 4 мкс. Вероятно, такое поведение пучка также связано с различными условиями заполнения пространства дрейфа плазмой. В случае

импульса длительностью 6 мкс значительная задержка во времени нарастания ионного тока (рис. 2.13б) может быть связана как с меньшим количеством предварительно инжектированной плазмы, так и несколько меньшей скоростью плазмы при использовании непрерывного вакуумно-дугового разряда, чем указано в работе [72]. В тоже время, осциллограммы тока ионов на коллекторе диаметром 12 см не демонстрируют принципиального отличия по сравнению с импульсом длительностью 4 мкс (рис. 2.10), как и осциллограммы полного тока ионов на систему формирования пучков (рис. 2.11). Можно сделать вывод, что в данном случае наблюдаемое снижение ионного тока связано не с запирающим пучком в результате провисания потенциала вплоть до образования виртуального анода, а с увеличением его радиальных размеров, вызванного частичной недокомпенсацией пространственного заряда. Наблюдаемое изменение условий транспортировки ионного пучка в течение длительности импульса 6 мкс, как и 8 мкс импульса, может происходить за счет накопления вторичных электронов, уменьшающих потенциальный барьер и улучшающих условия транспортировки пучка. Вторичные электроны могут выбиваться из коллектора, благодаря ионно-электронной эмиссии [101]. Вклад в компенсацию пространственного заряда пучка могут вносить и электроны из области плазмы с плотностью, существенно превышающей плотность ионного пучка, то есть из области вблизи входа ионного пучка в пространство дрейфа.

Наблюдаемое изменение характера транспортировки ионных пучков при изменении геометрии системы формирования импульсов и положения коллектора внутри системы также подтверждают важность выбора амплитудно-частотных характеристик, обеспечивающих предварительную инжекцию плазмы. Как следует из данных рис. 2.14, уменьшение радиуса кривизны сеточного электрода до 5 см, с соответствующим уменьшением расстояния, приводит к изменению условий транспортировки пучков во всем диапазоне длительностей. В этих условиях форма осциллограмм 2, 4 и 6 мкс импульсов в начальный момент полностью повторяется, а увеличение

длительности импульса потенциала смещения сопровождается лишь пропорциональным увеличением длительности импульса ионного тока титана, свидетельствуя об эффективной нейтрализации объемного заряда пучка. Кроме того, изменяется и форма импульса 8 мкс длительности. В данном случае задержка во времени нарастания сигнала уменьшается с 7 до 3 мкс, а форма импульса по характеру соответствует импульсу 6 мкс длительности в системе с радиусом кривизны сеточного электрода 7.5 см.

Увеличение радиуса кривизны сеточного электрода до 13 см драматически влияет на условие транспортировки ионного пучка. Только при длительности импульса 2 мкс, соответствующей времени предварительной инжекции 8 мкс можно отметить некоторый рост ионного тока до 0.4 А. Во всех остальных случаях характер наблюдаемых зависимостей указывает на проявление эффектов, связанных с существенным ограничением ионного тока, вследствие провисания потенциала в системе.

Таким образом, один из критериев эффективной транспортировки высокоинтенсивных пучков ионов металлов можно выразить как:

$$\left(\frac{1}{f} - \tau\right) v_{\text{пл}} \geq L \quad (2.4),$$

где f – частота следования импульсов, τ – длительность импульса, $v_{\text{пл}}$ – направленная скорость вакуумно-дуговой плазмы, L – длина транспортировки высокоинтенсивного ионного пучка. То есть расстояние пройденное вакуумно-дуговой плазмой в течение паузы между импульсами потенциала смещения должно быть больше или равно длине транспортировки пучка в эквипотенциальном пространстве дрейфа.

Справедливость критерия (2.4) подтверждают эксперименты с применением генератора смещения с частотой 10^3 имп/с при длительности импульсов смещения от 10 до 40 мкс (рис. 2.16–18). При такой частоте и длительности импульсов длительность паузы составляла почти 1 мс. Таким образом, перед формированием и инжекцией ионного пучка плазма полностью

заполняла пространство дрейфа между коллектором и сеточным электродом. Ионный пучок, как показывает эксперимент, стабильно транспортируется в течение первых 10 мкс, чего не наблюдалось в экспериментах, выполненных при фиксированной частоте следования импульсов 10^5 имп/с, а, следовательно, ограниченном времени предварительной инжекции вакуумно-дуговой плазмы. В тоже время, эксперименты выявили и ряд закономерностей характерных для длинно-импульсных пучков. При дальнейшем увеличении длительности импульса имеет место возникновение неустойчивости, приводящей к развалу пучка. Вероятность возникновения неустойчивости увеличивается с ростом длительности ионного тока. Можно предположить, что с увеличением длительности импульса напряжения смещения, условия нейтрализации пространственного заряда ионов нарушаются. Вероятный механизм нарушения условий компенсации заключается в наличии канала ухода плазменных электронов в ускоряющий промежуток (слой высоковольтного разделения зарядов) через ячейки сетки. Уменьшение количества электронов в дрейфовом пространстве приведет к уменьшению степени нейтрализации ионного пучка и соответствующему увеличению его потенциала. В этих условиях возможно развитие пучковой неустойчивости под действием некомпенсированного пространственного заряда. Еще один возможный механизм заключается в увеличении инжектируемого ионного тока в течение действия импульса потенциала смещения, вызванный флуктуацией ионного тока насыщения из плазмы вакуумно-дугового разряда. Резкий рост ионного тока также приведет к возникновению дефицита предварительно инжектированных плазменных электронов, увеличению провисания потенциала пучка и его неустойчивости.

Еще одним возможным механизмом компенсации пространственного заряда высокоинтенсивного пучка ионов низкой энергии является так называемая автокомпенсация, возникающая при прохождении ионного пучка через дрейфовый объем, заполненный газом [146]. Столкновения ионов пучка с атомами остаточного газа приводят к образованию пучковой плазмы,

являющейся дополнительным источником электронов, компенсирующим не нейтрализованный пространственный заряд пучка аналогично ситуации с использованием предварительно инжектированной плазмы, например, вакуумной дуги. Время компенсации объемного заряда существенно зависит как от параметров исходного газа, так и параметров ионного пучка. Полное время компенсации объемного заряда пучка, согласно данным работы [122], можно представить в виде:

$$\tau_{\text{н}} = \frac{1}{n_{\text{г}} \sigma v_{\text{п}}} \quad (2.5)$$

где $n_{\text{г}}$ – плотность атомов (молекул) остаточного газа, σ – эффективное сечение ионизации атом-ионного столкновения.

Оценка показывает что при ускоряющем напряжении 3 кВ, ионы алюминия со средним зарядовым состоянием 1.73 имеют скорость порядка $1.9 \cdot 10^5$ м/с. Согласно данным работы [147], при таких скоростях ионов эффективное сечение ионизации составляет $\sigma_0 \cong 5 \cdot 10^{-12}$ ион/м².

При давлении остаточного газа в рабочей камере 10^{-3} Па, соответствующему начальным экспериментальным условиям, плотность газа составляет $\sim 2.65 \cdot 10^{15}$ атом/м³. При этом давлении минимальное время наработки электронов, достаточных для нейтрализации объемного заряда пучка за их пролет через дрейфовое пространство с длиной транспортировки 7.5 см, составляет порядка $\tau_{\text{н}} = 400$ мкс. Очевидно, что это время многократно превышает длительность импульса ионного тока, и процесс ионизации остаточного газа никак не повлияет на транспортировку ионов в пространстве дрейфа пучка.

Экспериментальные результаты по транспортировке короткоимпульсных высокоинтенсивных пучков ионов алюминия с длительностью 8 мкс при фиксированной частоте следования импульсов 10^5 имп/с, свидетельствуют о том, что увеличение давления приводит к существенному изменению формы и амплитуды ионного тока (рис. 2.19). В отличие от чисто вакуумных условий, когда при дефиците плазменных электронов имеют место

эффекты ограничения ионного тока под действием пространственного заряда, при напуске газа и наработке пучковой плазмы наблюдается существенное изменение условий транспортировки. Так, при давлении аргона в рабочей камере 0.1 Па, расчет времени нейтрализации ионного пучка согласно формуле (2.5) показывает, что τ_n составляет 4 мкс. Эксперимент свидетельствует о том, что реальное время нейтрализации пучка достигает 6 мкс. Отличие реального времени нейтрализации от расчетного можно объяснить как некоторыми теоретическими упрощениями модели, так и физическими явлениями, протекающими при транспортировке пучка ионов через пучковую плазму. При столкновении иона с атомом остаточного газа и его ионизацией, помимо электрона в дрейфовом объеме образуется и медленный ион, присутствие которого приводит к локальному провисанию потенциала в пучке и возникновению тормозящей силы. Под действием пространственного заряда такие ионы покидают область пучка и ускоряются в сторону стенок канала транспортировки, однако этот процесс не может протекать мгновенно в силу их высокой массы и малой скорости. Таким образом, полное время компенсации ускоренного ионного пучка при напуске газа в рабочую камеру определяется не только временем их нейтрализации плазменными и наработанными в пучковой плазме электронами, но и временем вытеснением медленных ионов плазмы из объема пучка.

Дальнейшее увеличение давления в камере до 1 Па (на порядок), приводит к соответствующему уменьшению времени наработки электронов. В этих условиях максимальная амплитуда ионного тока регистрируется практически в начале действия импульса потенциала смещения, указывая на эффективную нейтрализацию объемного заряда. В тоже время, увеличение давления приводит и к некоторому снижению амплитуды ионного тока, что связано с уменьшением плотности ионного тока насыщения из плазмы при давлении порядка 1 Па вследствие рекомбинации части плазменных ионов.

В случае формирования длинно-импульсных пучков ионов титана низкой энергии условия предварительной плазменной инжекции позволяли

полностью заполнить пространство дрейфа вакуумно-дуговой плазмой. Однако, как показали результаты экспериментальных исследований, при транспортировке пучков с длительностью более 12-15 мкс возникает вероятность возникновения неустойчивостей, при которых транспортировка пучка до коллектора практически прекращается, а большая часть ионов отражается в сторону системы экстракции. В работе [140] высказано предположение, что, как и в случае транспортировки коротко-импульсных пучков ионов металлов высокой интенсивности, природа возникновения неустойчивостей такого рода связана с влиянием пространственного заряда пучка.

Действительно, как показали экспериментальные исследования, наработка пучковой плазмы в пространстве дрейфа позволяет частично или полностью решить проблему влияния пространственного заряда при формировании как коротко-импульсных, так и длинно-импульсных пучков ионов в независимости от изначального частичного дефицита электронов в дрейфовом пространстве. Тот факт, что при напуске аргона в рабочую камеру исчезают характерные при транспортировке высокоинтенсивных длинно-импульсных пучков ионов металлов срывы ионного тока, указывает на то, что природа возникновения подобных неустойчивостей связана с влиянием некомпенсированного пространственного заряда. Напуск газа, в частности аргона, в рабочую камеру является одним из эффективных способов улучшить условия транспортировки высокоинтенсивных ионных пучков, однако его использование может быть ограничено в ряде технологических применений.

Выводы

1. Совместное применение вакуумно-дугового источника с тангенциальным к поверхности катода магнитным полем, импульсно-периодических потенциалов смещения отрицательной полярности и оригинальной системы фильтрации микрокапельной фракции на основе

дискового затеняющего электрода и свойств ионной оптики позволяет добиться полной очистки фокальной области высокоинтенсивного ионного пучка от макрочастиц вакуумно-дугового разряда.

2. Получены высокоинтенсивные коротко-импульсные ионные пучки с током до 1.15 А при амплитуде ускоряющего напряжения от 1.2 до 3 кВ, длительности импульса от 2 до 8 мкс и фиксированной частоте следования импульсов 10^5 имп/с.

3. При формировании высокоинтенсивных пучков ионов важное значение имеет время предварительной инжекции плазмы. В случае неполного заполнения пространства дрейфа пучка вакуумно-дуговой плазмой возникает существенное провисание потенциала, вплоть до образования виртуального анода с отражением части ионов в сторону экстрагирующего электрода.

4. Установлено, что даже в случае обеспечения полного предварительного заполнения пространства дрейфа вакуумно-дуговой плазмой, при формировании длинно-импульсных пучков ионов металлов возникают аperiodические неустойчивости, приводящие к срыву транспортировки ионного тока. Вероятность возникновения таких неустойчивостей повышается при увеличении длительности импульса потенциала смещения.

5. Нарботка пучковой плазмы при напуске в рабочую камеру аргона приводит к частичной или полной компенсации объемного заряда высокоинтенсивного ионного пучка и существенному улучшению условий транспортировки низкоэнергетических коротко- и длинно- импульсных пучков ионов металлов.

ГЛАВА III

ДИНАМИКА ФОКУСИРОВКИ ВЫСОКОИНТЕНСИВНЫХ ПУЧКОВ ИОНОВ МЕТАЛЛОВ

3.1. Закономерности изменения интегрального распределения плотности ионного тока по сечению баллистически фокусируемого пучка ионов низкой энергии

Первоначальные исследования процессов фокусировки высокоинтенсивного ионного пучка и распределения плотности его тока в фокальной области мишени были проведены при использовании методики, заключающейся в анализе распределения тепловых полей на поверхности коллектора, полученных при помощи тепловизора Fluke Ti10. С целью уменьшения влияния процессов теплопроводности на искажение распределения температуры по поверхности в качестве материала мишени использовался вольфрам. Высокоинтенсивный пучок титана был получен при ускоряющем напряжении 2 кВ и длительности импульса 4 мкс при фиксированной частоте следования импульсов 10^5 имп/с. Время облучения составляло 10 с. Характерное изображение с тепловизора и профиль распределения теплового поля по сечению коллектора представлен на рис. 3.1.

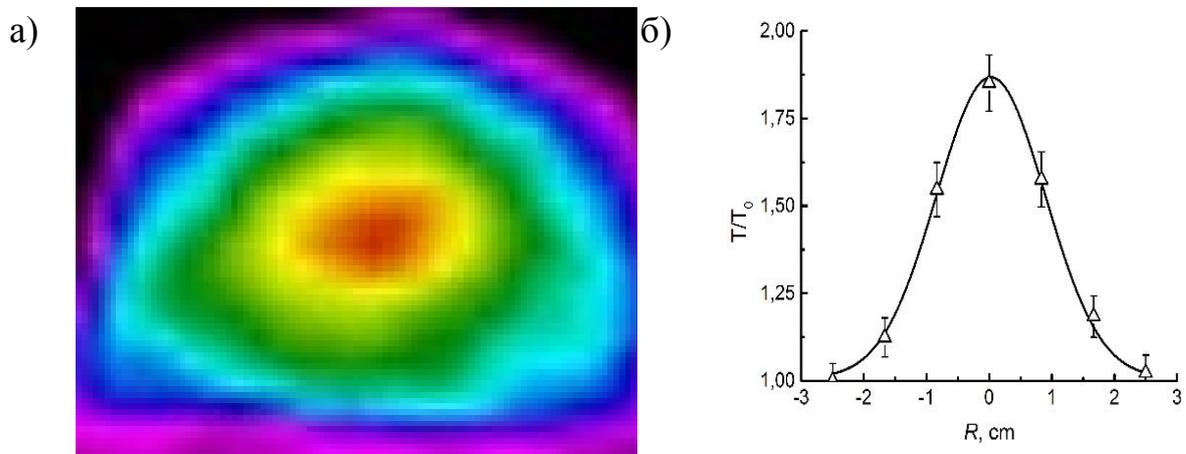


Рисунок 3.1. ИК-изображение вольфрамовой мишени, облучаемой высокоинтенсивным пучком ионов титана (а), и поперечное распределение температуры, выраженное в относительных единицах (б)

Анализ полученных экспериментальных данных позволяет отметить несколько важных закономерностей. Во-первых, как видно из ИК-фотографии, демонстрирующей распределение тепловых полей на мишени (рис. 3.1а), очевидно наличие нескольких характерных областей различной интенсивности, указывающих на реализацию фокусировки ионного пучка. Несмотря на некоторую деформацию этих зон и их отклонения от идеальных окружностей по всей видимости из-за процессов теплопроводности, их форма находится в согласии со сферической геометрией экстрагирующей системы. Во-вторых, распределение тепловых полей по сечению центра фокусируемого пучка ионов можно приблизительно аппроксимировать распределением гаусса. Ширина гауссиана на полувысоте в данном случае составила примерно 2 см, а ширина по основанию превысила 5 см. Данные результаты указывают на отклонение траектории части ионов от чисто баллистической, вызванной как формированием пучка с увеличенной угловой расходимостью, так и действием пространственного заряда.

Экспериментальное исследование процессов фокусировки высокоинтенсивного пучка ионов и распределения плотности ионного тока в зависимости от амплитудно-частотных характеристик отрицательного потенциала смещения, на примере ионов алюминия, было выполнено при использовании многоколлекторной системы, состоящей из набора дисковых электродов с диаметрами: 1.2, 2, 2.5, 4 и 12 см, соответственно [111, 139, 141]. Полученные результаты указывают на то, что помимо изменения формы и амплитуды токового сигнала, увеличение амплитуды импульсно-периодического потенциала смещения влияет и на процессы фокусировки ионного потока. Распределение плотности ионного тока по сечению высокоинтенсивного пучка ионов низкой энергии, измеренное при различных напряжениях и фиксированных длительности импульса смещения 4 мкс и частоте следования импульсов 10^5 имп/с в геометрическом фокусе системы с радиусом кривизны сеточного экстрагирующего электрода 7.5 см, представлены на рис. 3.2.

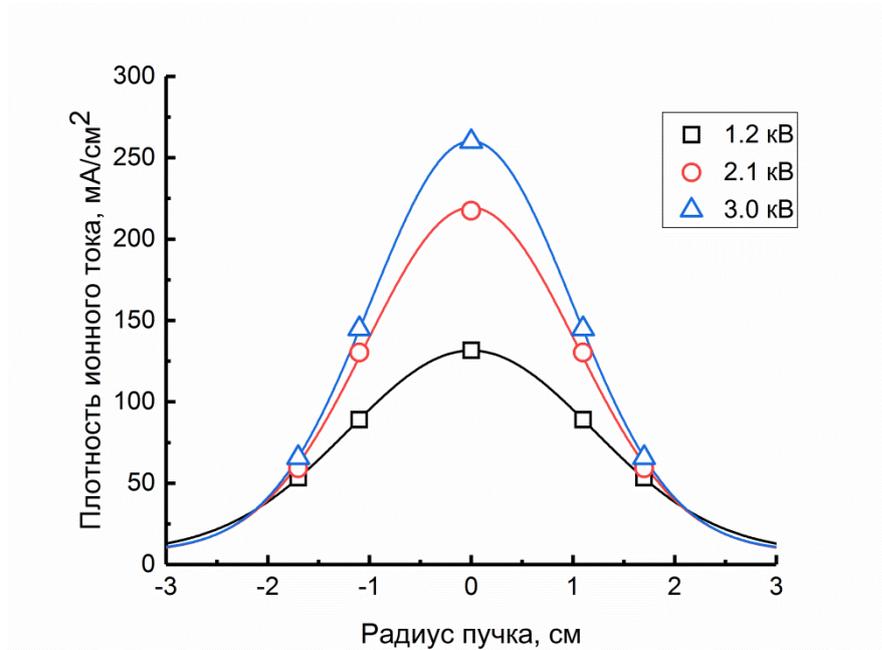


Рисунок 3.2. Распределение плотности ионного тока алюминия по сечению пучка в геометрическом фокусе системы при различных потенциалах смещения и длительности импульса 4 мкс. Частота следования импульсов 10^5 имп/с

Так, при напряжении 1.2 кВ ширина пучка на полувысоте составляет 2.9 см, а плотность ионного тока не превышает 130 мА/см^2 . Очевидно, что отсутствие высокой степени фокусировки в таком режиме связано прежде всего с высокой угловой расходимостью формируемого ионного потока. Увеличение напряжения до 2.1 кВ приводит к существенному изменению условий фокусировки, ширина пучка на полувысоте уменьшается до 2.5 см при максимальной плотности ионного тока порядка 220 мА/см^2 . Рост плотности ионного тока связан как с увеличением полного тока, транспортируемого до коллектора, согласно данным рис. 2.12а, так и в результате формирования ионного пучка с уменьшенной угловой расходимостью. Дальнейшее увеличение амплитуды потенциала до 3 кВ приводит к еще большему росту плотности ионного тока до порядка 260 мА/см^2 при соответствующем уменьшении его ширины на полувысоте до 2.3 см.

Интересные результаты были получены при перемещении системы измерения профиля пучков за фокальную плоскость (на расстояние 9.5 см от

сеточного электрода). Так, согласно данным рисунка 3.3, измеренная плотность ионного тока при длительности импульса 4 мкс, частоте следования 10^5 имп/с и амплитуде потенциала смещения увеличилась с 260 до 390 мА/см² при уменьшении ширины пучка на полувысоте с 2.3 до 1.7 см. В тоже время, дальнейшее увеличение расстояния приводит к существенному уменьшению плотности ионного тока, что связано как с расфокусировкой пучка, так и проблемами с нейтрализацией пространственного заряда при ограниченном времени инжекции дуговой плазмы.

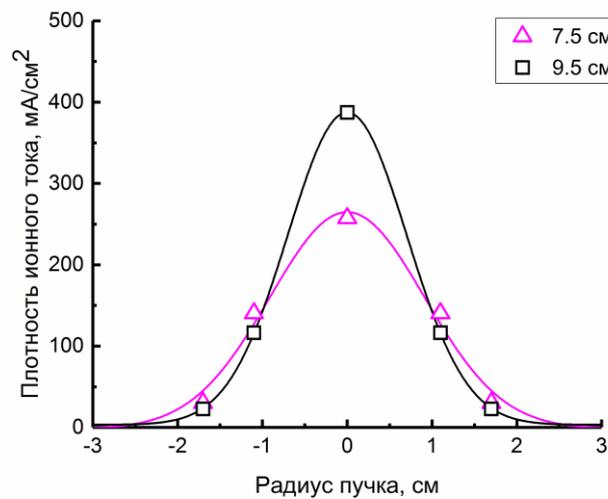


Рисунок 3.3. Распределение плотности ионного тока алюминия по сечению пучка в геометрическом фокусе системы (7.5 см) и на расстоянии 9.5 см при длительности импульса 4 мкс и амплитуде потенциала 3 кВ. Частота следования импульсов 10^5 имп/с

Длительность импульса потенциала смещения так же влияет на распределение ионного тока в области геометрического фокуса системы. Рис. 3.4 демонстрирует распределение плотности ионного тока по сечению пучка в зависимости от длительности импульса при амплитудах напряжения 1.2 кВ (3.3а) и 3 кВ (3.3б), и фиксированной частоте следования импульсов 10^5 имп/с.

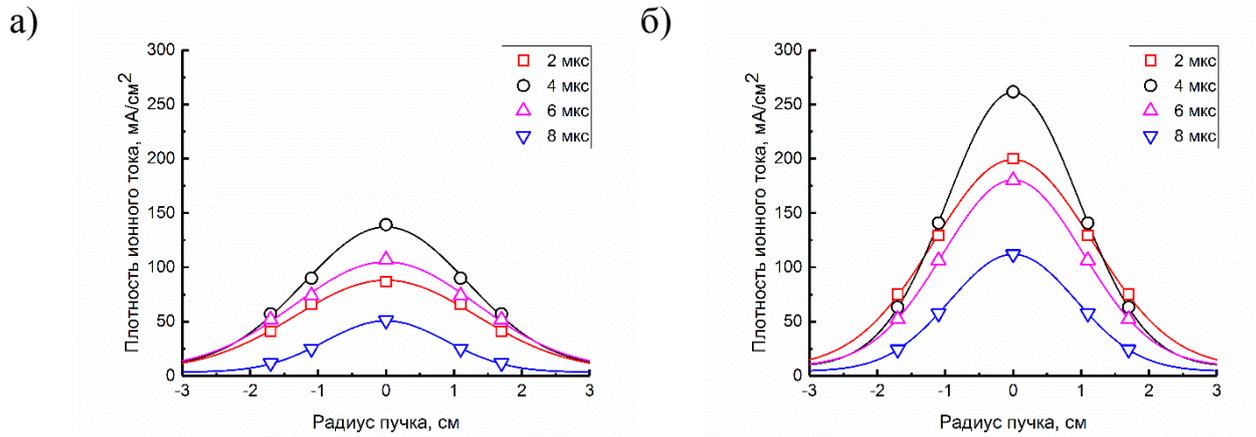


Рисунок 3.4. Распределение плотности ионного тока алюминия по сечению пучка в геометрическом фокусе системы с радиусом кривизны 7.5 см при различных длительностях потенциала смещения и фиксированных амплитуде и частоте следования импульсов 10^5 имп/с: а) 1.2 кВ; б) 3 кВ

Данные рисунков указывают на ряд характерных особенностей, сопровождающих процессы фокусировки высокоинтенсивного пучка ионов низкой энергии при нейтрализации его пространственного заряда вакуумно-дуговой плазмой. Несмотря на то, что согласно данным рис. 2.10 амплитуды ионного тока на коллекторе при длительностях 2, 4 и 6 мкс практически равны, профили распределения плотности ионного тока существенно различаются. Так, при амплитуде потенциала смещения 1.2 кВ и длительности импульса 2 мкс максимальная плотность тока достигает 90 mA/cm^2 при ширине пучка на полувысоте 3.3 см. Увеличение длительности импульса до 4 мкс сопровождается резким увеличением максимальной плотности до 130 mA/cm^2 и уменьшением ширины пучка на полувысоте до 2.9 см. Дальнейший рост длительности импульса до 6 мкс приводит к уменьшению плотности тока до 105 mA/cm^2 и уширению ионного пучка до 3.2 см на полувысоте. Минимальная амплитуда плотности ионного тока регистрируется при длительности импульса потенциала смещения 8 мкс и составляет 50 mA/cm^2 при ширине пучка на полувысоте 2.5 см, соответственно.

Увеличение отрицательного потенциала смещения до 3 кВ влияет как на плотность ионного тока, так и на характер распределения при всех режимах формирования пучка, однако имеются и некоторые отличия. Так, при

длительности импульса потенциала смещения 2 мкс изменение амплитуды потенциала сопровождается более чем двукратным ростом плотности ионного тока в области максимума с 90 до 200 мА/см², а также уменьшением ширины пучка на полувысоте с 3.3 до 2.8 см. Аналогичная закономерность наблюдается и при длительности импульса потенциала смещения 4 мкс. Увеличение амплитуды до 3 кВ сопровождается резким увеличением максимальной плотности до 260 мА/см² и уменьшением ширины пучка на полувысоте до 2.2 см. Важная особенность фокусировки высокоинтенсивных пучков ионов проявляется при длительности импульса потенциала смещения 6 мкс, при которой также наблюдается рост плотности ионного тока (до 180 мА/см²). Однако в отличие от распределения, полученного при 1.2 кВ, в данном случае амплитуда плотности ионного тока оказывается меньшей, чем при длительности импульса 2 мкс. Дальнейший рост длительности импульса до 8 мкс приводит к уменьшению плотности тока до 110 мА/см² при ширине пучка на полувысоте 2.4 см, соответственно. Достаточно очевидно, что разница в полученных профилях распределения связана с различными условиями инжекции вакуумно-дуговой плазмы при ограниченной паузе между импульсами потенциала при фиксированной частоте следования 10⁵ имп/с и динамикой компенсации объемного заряда пучков, вопросам которой будет посвящен следующий параграф.

3.2. Исследование динамических эффектов изменения плотности ионного тока высокоинтенсивного коротко-импульсного пучка ионов алюминия низкой энергии

Важно отметить, что представленные на рис. 3.2 и 3.4 профили распределения плотности ионного тока были получены в конце импульса потенциала смещения и соответствовали максимальному ионному току во всех режимах. Экспериментальные исследования эволюции профиля распределения ионного тока высокоинтенсивных пучков ионов низкой

энергии и, соответственно, динамика их фокусировки были выполнены при фиксированной частоте следования импульсов 10^5 имп/с и амплитуде потенциала смещения 3 кВ при длительностях импульса 2, 4, 6 и 8 мкс с использованием многоколлекторной системы измерения и представлены на рис. 3.5.

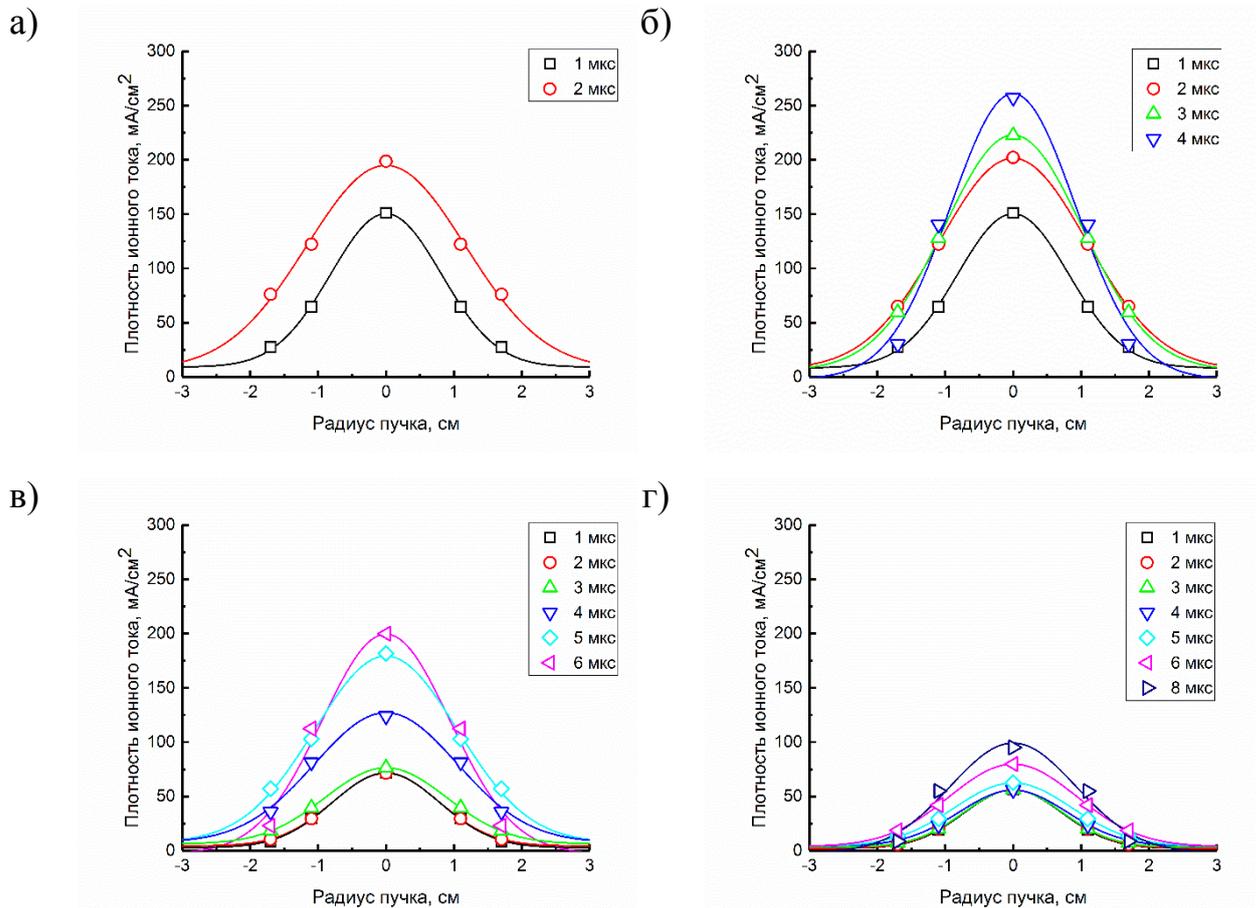


Рисунок 3.5. Динамика изменения плотности ионного тока алюминия по сечению пучка в геометрическом фокусе системы с радиусом кривизны сеточного электрода 7.5 см в различные моменты длительности импульса ионного тока при амплитуде ускоряющего напряжения 3 кВ и длительности импульса смещения: а) 2 мкс; б) 4 мкс; в) 6 мкс; г) 8 мкс

Как видно из приведенных данных, в случае импульса потенциала смещения 2 мкс и соответствующего времени предварительной инжекции вакуумно-дуговой плазмы 8 мкс, плотность тока высокоинтенсивного пучка ионов низкой энергии возрастает от величины порядка 150 mA/cm^2 (при времени 1 мкс) в течении всей длительности импульса и достигает своего максимума порядка 200 mA/cm^2 к концу его действия (рис. 3.5а). В этих же

условиях полный ток, транспортируемый до коллектора, согласно данным рис. 2.10, достигает своего максимума за время порядка 1 мкс, а, следовательно, наблюдаемый рост плотности ионного тока связан исключительно с условиями фокусировки ионного пучка вследствие постепенной компенсации его пространственного заряда.

Логично предположить, что в условиях сохранения параметров плазмы геометрии системы формирования ионных пучков, ускоряющего напряжения, динамика формирования пучка не должна зависеть от длительности импульса смещения. Это утверждение справедливо в случае пучка, полученного при длительности ускоряющего потенциала смещения 4 мкс. Действительно, анализ рисунков (3.5а) и (3.5б), указывает на то что форма и амплитуда распределения плотности ионного тока пучка ионов при полной длительности ускоряющего напряжения 2 мкс полностью совпадает с распределением ионного тока 4 мкс пучка спустя 2 мкс от начала действия импульса потенциала смещения, что указывает на одинаковый характер динамики нейтрализации пучка и его фокусировки. Дальнейшее увеличение времени действия импульса приводит к росту плотности ионного тока до 260 мА/см^2 . Одновременно с увеличением плотности ионного тока уменьшается и его ширина на полувысоте.

Принципиально иная ситуация наблюдается при увеличении длительности импульса потенциала смещения до 6 мкс при соответствующем уменьшении времени предварительной инжекции плазмы до 4 мкс. Увеличение длительности импульса драматически влияет на динамику фокусировки высокоинтенсивного пучка ионов. Несмотря на то, что полный ток ионного пучка в этом режиме практически полностью совпадает с полным током пучка ионов сформированным при длительности импульса 4 мкс (рис. 2.10), анализ экспериментальных данных (рис. 3.5в) указывает на тот факт, что в течение первых 3 мкс от начала действия отрицательного потенциала смещения, максимум амплитуды плотности ионного тока не превышает 75

мА/см². Рост максимальной плотности тока начинается после 4 мкс, увеличиваясь от 130 мА/см² и до 200 мА/см² к концу импульса потенциала.

Еще более драматическое изменение условий фокусировки происходит при увеличении длительности импульса потенциала смещения до 8 мкс. Так, при амплитудах потенциала смещения 1.2 и 1.8 кВ максимальная плотность ионного тока в области фокусировки не превышает 14-17 мА/см² и стабильна в течении всей длительности ионного тока. Некоторое увеличение ионного тока на коллектор с диаметром 1.2 см происходит при увеличении напряжения до 2.4 кВ. Так, амплитуда пучка возрастает с 40 до 55 мА/см² в течение длительности импульса ускоряющего потенциала, при этом рост плотности ионного тока начинается после 6 мкс. Форма импульса существенно изменяется при увеличении напряжения до 3 кВ. В течении первых 5 мкс действия отрицательного потенциала смещения максимальная плотность ионного тока в центре пучка не превышает 60 мА/см². Однако ближе к 6 мкс плотность ионного тока достаточно быстро возрастает до 80 мА/см² и продолжает нарастать в течение всей длительности импульса отрицательного потенциала смещения, достигая 110 мА/см².

3.3. Влияние давления остаточного газа на распределение плотности ионного тока высокоинтенсивных пучков ионов металлов и динамику их фокусировки

Исследования влияния давления остаточного газа (аргона) в рабочей камере на процессы фокусировки высокоинтенсивных пучков ионов металлов проводились при использовании плазмы непрерывного вакуумно-дугового разряда и алюминиевого водоохлаждаемого катода. Исследование процессов фокусировки, как и динамики алюминиевых пучков в течение длительности импульса отрицательного потенциала смещения осуществлялись при использовании многоколлекторной дисковой системы измерения, описанной в предыдущих параграфах. Система плазменно-иммерсионного

формирования высокоинтенсивных пучков имела радиус кривизны 7.5 см, коллекторы устанавливались в фокальной плоскости на расстоянии 7.5 см от сеточного электрода. Ток дугового разряда составлял 130 А.

Как было показано в предыдущей главе, при фиксированной частоте следования импульсов 10^5 имп/с и длительности 8 мкс, при давлении 10^{-3} Па транспортировка пучков в условиях их баллистической фокусировки сопровождается значительным снижением тока ионного пучка. Напуск газа в рабочую камеру, в частности аргона, частично или полностью решает проблему компенсации пространственного заряда и позволяет транспортировать пучки до коллектора.

Экспериментальные исследования динамического изменения распределения плотности ионного тока высокоинтенсивных пучков ионов, полученных при амплитуде ускоряющего отрицательного потенциала 3 кВ, фиксированной частоте следования 10^5 имп/с и длительности 8 мкс, выявили ряд важных особенностей, сопровождающих баллистическую фокусировку при изменении давления аргона в рабочей камере в диапазоне от 0.1 до 1 Па. Данные об изменении плотности ионного тока по сечению высокоинтенсивного пучка при ускоряющем напряжении 3 кВ представлены на рис. 3.6.

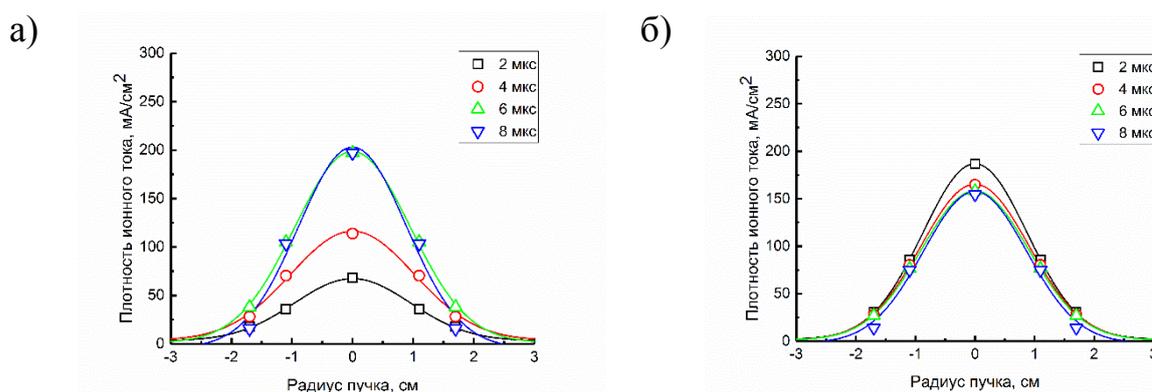


Рисунок 3.6. Влияние давления аргона в рабочей камере на динамику изменения распределение плотности ионного тока алюминия по сечению пучка: а) 0.1 Па; б) 1 Па. Амплитуда потенциала 3 кВ, частота следования 10^5 имп/с, длительность импульса 8 мкс

Как следует из приведенных данных, напуск аргона в рабочую камеру приводит к радикальному изменению условия фокусировки высокоинтенсивных пучков ионов. Так, при давлении аргона 0.1 Па, спустя 2 мкс действия импульса потенциала смещения максимальная плотность ионного тока алюминиевого пучка не превышает 70 мА/см^2 (рис. 3.6а). Данное значение плотности ионного тока незначительно превосходит значение плотности ионного тока 50 мА/см^2 , полученное при давлении 10^{-3} Па. В тоже время, полный ток пучка при давлениях 10^{-3} и 0.1 Па практически одинаков и составляет 0.4 А. Незначительное различие в плотностях тока при этих давлениях свидетельствует о том, что 2 мкс не достаточно для наработки достаточного для нейтрализации пространственного заряда пучка количества электронов. Оценки, выполненные в предыдущей главе при исследовании процессов транспортировки пучков в условиях напуска газа, показали, что время достаточное для компенсации пространственного заряда при давлении 0.1 Па составляет примерно 4 мкс и сделаны в предположении, что электроны не покидают область пучка. Результаты эксперимента указывают на то, что в реальном пучке это время несколько больше. Так, спустя 4 мкс от начала действия импульса отрицательного смещения плотность ионного тока возрастает до 115 мА/см^2 . В тоже время, согласно данным рисунка 2.19, ток ионного пучка возрастает до 0.73 А, свидетельствуя о существенном улучшении условий транспортировки. Примерно на 6 мкс происходит стабилизация тока пучка на уровне 0.86 А и до окончания импульса отрицательного смещения его значение остаётся неизменным. Аналогично, плотность ионного тока достигает своего максимума порядка 200 мА/см^2 на 6 мкс и так же не изменяет значения до конца действия ускоряющего импульса.

Увеличение давления аргона до 1 Па приводит к еще большему изменению в условиях нейтрализации объемного заряда пучка (рис. 3.6б). Уже после 2 мкс от начала действия импульса потенциала смещения плотность ионного тока оказывается максимальной и равной 185 мА/см^2 . В данном случае, увеличение давления на порядок приводит к существенному

увеличению скорости компенсации пространственного заряда. В тоже время наблюдается и незначительное снижение плотности ионного тока, которое можно объяснить увеличением числа ион-атомных столкновений, приводящих как к увеличению рассеяния низкоэнергетических ионов, так и возможным эффектам рекомбинации ионов при потере большей части их кинетической энергии. В целом, ионный ток в данном случае достаточно стабилен в течение всей длительности импульса потенциала смещения. Можно отметить лишь небольшое снижение плотности ионного тока до 155 мА/см^2 .

3.4. Анализ и обсуждение закономерностей баллистической фокусировки высокоинтенсивных пучков ионов металлов низкой энергии

Предварительная инжекция вакуумно-дуговой плазмы создает условие для зарядовой нейтрализации высокоинтенсивных пучков ионов металлов низкой энергии, однако, как следует из экспериментальных данных, даже в этом случае не во всех режимах формирования пучка возможна его эффективная фокусировка до высоких плотностей ионного тока. Рассмотрим физические процессы, препятствующие идеальной баллистической фокусировке, более детально.

Высокоинтенсивный ионный пучок низкой энергии входя в пространство дрейфа создает провисание потенциала. Уравнение Пуассона, описывающее распределение потенциала по сечению такого пучка, в цилиндрической системе координат (в предположении его радиальной симметрии), имеет следующий вид [148]:

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} r \frac{d\Phi}{dr} = \frac{e}{\varepsilon_0} \left[-n_{io} f(r) + n_{e0} \exp\left(\frac{e\Phi}{kT_e}\right) \right] \quad (3.1),$$

где n_{i0} – исходная плотность ионов в пучке, n_{e0} – исходная плотность электронов в плазме, $f(r)$ – функция распределения радиальной плотности ионов в пучке.

В случае однородного распределения плотности ионов по сечению пучка падение потенциала будет локализовано в тонком приграничном слое с шириной порядка нескольких радиусов Дебая $\Delta = (2 \div 3)\lambda_d$, в котором существует электрическое поле с пиковой напряженностью $E_r \sim \frac{kT_e}{e\lambda_d}$, быстро спадающее по мере удаления от границы пучка [148]. Однако наличие естественного разброса по начальным скоростям, формирование немоноэнергетичного ионного потока по мере расширения слоя пространственного разделения зарядов, присутствие в вакуумно-дуговой плазме многозарядных ионов, в соответствии с законом непрерывности ионного тока приведет к тому, что реальное распределение ионов по сечению ионного пучка будет неоднородно. В этом случае, потенциал будет линейно возрастать от центра к границе пучка, приводя к возникновению радиальной расталкивающей силы F_r . Очевидно, что появление этой силы будет способствовать радиальному уширению пучка и, соответственно, препятствовать его фокусировке в соответствии с ожидаемой баллистической траекторией.

В работе [148] представлено выражение, определяющее минимально возможный радиус нейтрализованного ионного пучка $R_{\text{мин}}$ при его баллистической фокусировке в дрейфовом пространстве:

$$\frac{R_{\text{мин}}}{R_0} \cong \left[\frac{\eta k T_e}{W_i} \right] \left[\frac{R_0}{\lambda_d} \right] \left[\frac{L}{R_0} \right]^2 \quad (3.2),$$

где R_0 – первоначальный радиус ионного пучка, W_i – кинетическая энергия ионов, L – длина транспортировки фокусируемого пучка, η – безразмерный множитель численно равный ≈ 0.5 .

Расчеты, выполненные с использованием формулы (3.2), указывают на несоответствие расчетных и полученных экспериментальных значений для

радиуса ионного пучка во всех режимах формирования. Так, при напряжении 1.2 кВ расчетный радиус пучка должен составлять 3.1 см, однако результаты исследования свидетельствуют о том, что фактический размер пучка существенно превышает это значение. Увеличение напряжения до 2.1 и 3 кВ должно приводить к уменьшению R_0 до значений порядка 1.8 см и 1.2 см, соответственно. Данные исследований указывают на то, что фактический радиус более чем в два раза превышает расчетный.

Такое явное несоответствие экспериментальных данных и расчетов связано с нарушением условий компенсации пространственного заряда пучка в процессе его транспортировки и фокусировки в пространстве дрейфа. Действительно, формула (3.2) справедлива для полностью компенсированного по пространственному заряду пучка. Однако по мере роста плотности ионного тока в пучке, условия его нейтрализации могут изменяться. Плотность плазмы на входе пучка в пространство дрейфа может быть оценена исходя из формулы для плотности ионного тока насыщения из плазмы:

$$j_{\text{пл}} = kZen_0v_0 \quad (3.3),$$

где k – прозрачность сеточного электрода, n_0 – плотность ионов плазмы, v_0 – скорость направленного движения ионов. Направленная скорость ионов в плазме вакуумной дуги соответствует энергии около 100 эВ [72]. После ускорения ионов, в соответствии с законом непрерывности тока, плотность ионов в пучке уменьшается пропорционально увеличению их скорости:

$$n_1 = \frac{n_0v_0}{v_1} = \frac{n_0v_0}{\sqrt{\frac{2ZeU}{m}}} \quad (3.4).$$

Например, при амплитуде потенциала смещения 3 кВ, плотность ионов на входе в систему транспортировки пучка уменьшится почти в 7 раз по сравнению с плотностью плазмы. Это означает, что на входе в пространство дрейфа существует даже избыточное количество электронов для полной компенсации пространственного заряда ионного пучка.

Однако по мере баллистической фокусировки со сферической геометрией сеточного электрода, плотность тока сфокусированного пучка, а значит и плотность ионов в пучке $n_i(z)$ увеличивается примерно как:

$$n_i(z) = n_{i0} \left(\frac{R_0}{R(z)} \right)^2 \quad (3.5).$$

Равенство плотности ионов в пучке с учетом их зарядового состояния и электронов в системе с радиусом кривизны сеточного электрода 7.5 см будет достигнуто на расстоянии немногим меньше 5 см от входа пучка в пространство дрейфа. Следует ожидать, что дальнейшая транспортировка пучка и его возможная фокусировка с соответствующим увеличением плотности ионного тока будет сопровождаться возникновением дефицита электронов, необходимых для компенсации его объемного заряда.

Эволюция радиуса фокусируемого высокоинтенсивного пучка ионов низкой энергии может быть получена при решении уравнения огибающей ионного пучка [149, 150]:

$$\frac{d^2R}{dz^2} = \frac{Q}{R} + \frac{\varepsilon^2}{R^3}, \quad (3.6),$$

где Q – первеанс ионного пучка, ε – эмиттанс.

Как отмечалось в работе [151], в случае высокоинтенсивных пучков со значительным первеансом, членом уравнения (3.6), ответственным за эмиттанс, можно пренебречь, поскольку динамика таких пучков определяется, прежде всего, их пространственным зарядом и первеанс многократно превосходит эмиттанс. Интегрируя уравнение (3.6) и принимая во внимание изменение условия нейтрализации пространственного заряда пучка в процессе баллистической фокусировки, можно получить следующее выражение:

$$\left(\frac{dR}{dz} \right)^2 = R_0'^2 + 2(1-f)Q \ln \left(\frac{R}{R_0} \right) \quad (3.7),$$

где $R_0' \cong \frac{L}{R_0}$ – начальный угол сходимости ионного пучка, $f \cong \frac{n_e}{n_i(z)}$ – степень нейтрализации пространственного заряда.

Результаты расчетов эволюции радиуса высокоинтенсивного пучка с использованием уравнения огибающей пучка (3.7) для ионов алюминия низкой энергии с учетом динамического нарушения условий его нейтрализации по мере баллистической фокусировки и транспортировки в дрейфовом пространстве представлены на рис. 3.7.

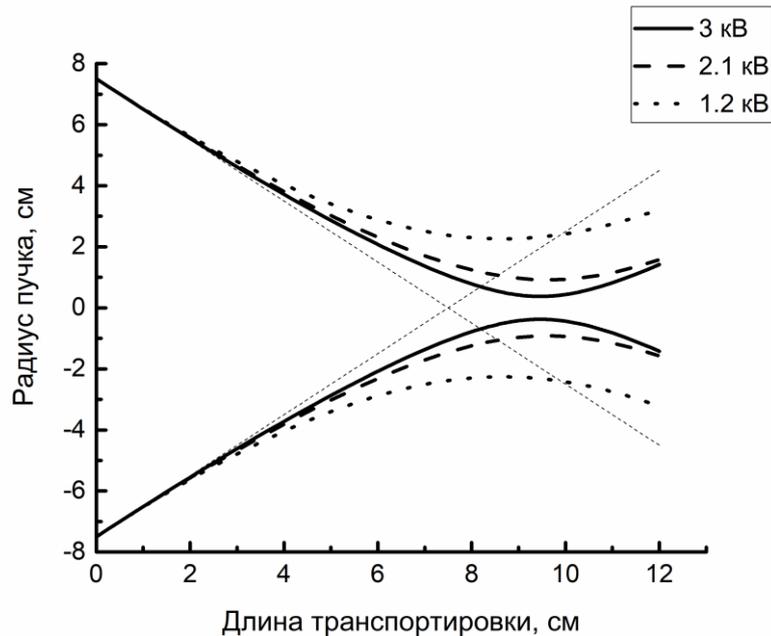


Рисунок 3.7. Расчетный профиль ионного пучка в зависимости от ускоряющего напряжения

Данные расчета находятся в согласии с экспериментальными данными о смещении фокальной плоскости за геометрический фокус системы с радиусом кривизны сеточного электрода 7.5 см (рис. 3.3). Возникновение сил радиального расталкивания при недокомпенсации пространственного заряда приводит к динамическому изменению угла сходимости пучка R' в процессе его транспортировки. В тоже время, очевидно существенное влияние амплитуды ускоряющего потенциала (энергии ионов) на условия фокусировки.

Помимо уширения ионных пучков под действием пространственного заряда пучка с характерным смещением максимума ионного тока, зависящего от амплитуды ускоряющего смещения, выполненные экспериментальные исследования указывают и на сложную динамику процесса фокусировки,

существенно зависящую как от длительности импульса, так и условий предварительной инжекции плазмы (рис. 3.4). В этой связи для более детального понимания всех процессов и построения целостной модели плазменно-иммерсионного формирования высокоинтенсивных пучков ионов, в частности алюминия, в работе [139] было проведено численное моделирование динамики формирования такого типа ионных пучков с использованием PIC-кода KARAT [152, 153].

Плазма и ионный пучок моделировались количеством частиц порядка 10^5 . Задача транспортировки и баллистической фокусировки ионного пучка в заполненном плазмой эквипотенциальном пространстве решалась с применением аксиально-симметричной R-Z геометрии. Численная модель предполагала, что ионы пучка с энергией, соответствующей ускоряющему напряжению 3 кВ, инжектируются с электрода (E), выполненного в форме полусферы радиусом R, с плотностью тока 5 мА/см² и транспортируются в условиях баллистической фокусировки к коллектору (C). Начальные параметры плазмы: функция распределения энергии электронов максвелловская, плотность плазмы 10^9 - 10^{10} см⁻³, температура плазменных электронов $T_e = 3$ эВ и ионов $T_i = 1$ эВ. Модель предполагает, что плотность плазмы, инжектированной в пространство дрейфа, постоянно во всем объеме. Пространство транспортировки пучка эквипотенциально и ограничено поглощающими заряд стенками.

На рис. 3.8 представлены геометрии расчетных областей с конфигурационными портретами пучка в конце действия импульса потенциала смещения с длительностью 4 мкс при амплитуде ускоряющего напряжения 3 кВ.

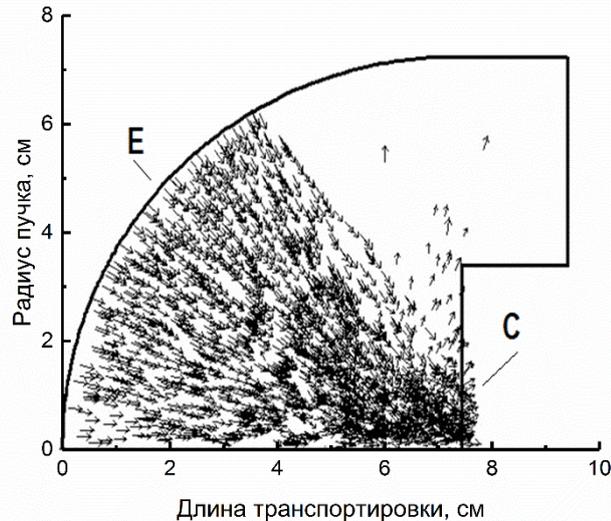


Рисунок 3.8. Геометрия расчетной области и конфигурационный портрет ионного пучка при длительности импульса смещения 4 мкс. E – сеточный электрод, C – коллектор

При длительности импульса потенциала смещения 4 мкс и частоте повторения импульсов 10^5 имп/с время предварительной инжекции плазмы достигает 6 мкс. Этого времени достаточно для полного заполнения пространства дрейфа предварительно инжектируемой плазмой вакуумной дуги. В этом случае ионный пучок эффективно транспортируется до коллектора по траекториям, близким к баллистической (с учетом его уширения под действием радиальных расталкивающих сил), что находится в согласии с данными эксперимента (рис. 3.4б).

В тоже время эксперимент показал, что процесс фокусировки имеет сложную динамику (рис. 3.5). Процесс нейтрализации пространственного заряда высокоинтенсивного пучка ионов низкой энергии холодными плазменными электронами должен происходить практически мгновенно, как следствие высокой мобильности электронов, за времена, сопоставимые с электронно-плазменной частотой $t \sim 1/\omega_e$. Однако очевидно, что помимо плазменных электронов и ионов пучка в объеме транспортировки присутствуют и низкоэнергетические плазменные ионы. В случае рассматриваемых пучков ионов низкой энергии время их пролета через

пространство дрейфа составляет сотни нс при полной длительности импульса несколько мкс, а их кинетическая энергия всего лишь на несколько порядков выше энергии ионов плазмы вакуумно-дугового разряда, имеющих высокую направленную скорость. Очевидно, что в таких условиях влиянием пространственного заряда плазменных ионов нельзя пренебречь и их присутствие в области пучка будет существенным образом влиять на динамику его зарядовой нейтрализации, а, следовательно, и на динамику фокусировки. Рис. 3.9 демонстрирует изменение количества заряженных частиц в пространстве дрейфа во времени при средней по пространству дрейфа пучка плотности плазмы 10^{10} см^3 и длительности импульса смещения 4 мкс.

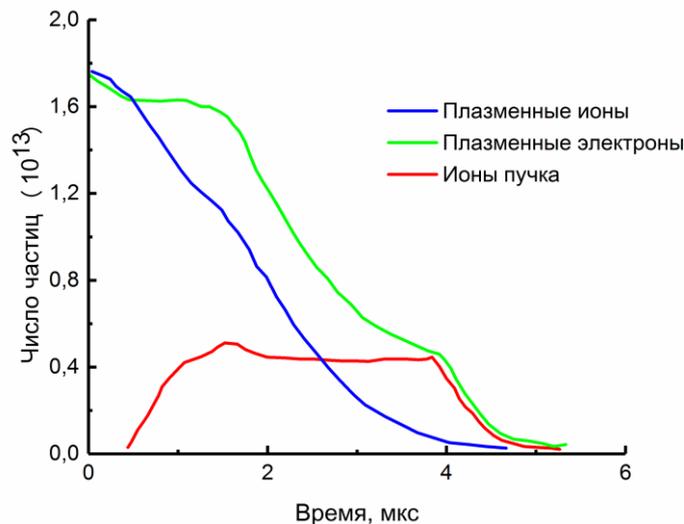


Рисунок 3.9. Динамика числа заряженных частиц в пространстве дрейфа пучка

Как следует из приведенных данных, время выхода плазменных ионов из объема пучка в условиях, близких к экспериментальным, может достигать 4 мкс – времени сопоставимом с полной длительностью импульса потенциала смещения. Действительно, согласно экспериментальным данным рис. 3.4, при длительностях импульса потенциала смещения 4 мкс плотность ионного тока возрастает практически в течение всего времени действия импульса, а его динамика в первые 2 мкс идентична импульсу с полной длительностью 2 мкс.

Качественно иная ситуация наблюдалась при длительностях импульса потенциала смещения 8 мкс (рис. 3.5г). При увеличении длительности импульса потенциала смещения до 8 мкс, время предварительной инжекции плазмы уменьшается до 2 мкс, что оказывается недостаточным для полного заполнения плазмой пространства дрейфа пучка. Рис. 3.10 демонстрирует конфигурационный портрет ионов пучка и распределение их энергии в условиях существенного дефицита плазменных электронов в момент времени 4 мкс (средняя плотность плазмы $4 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$).

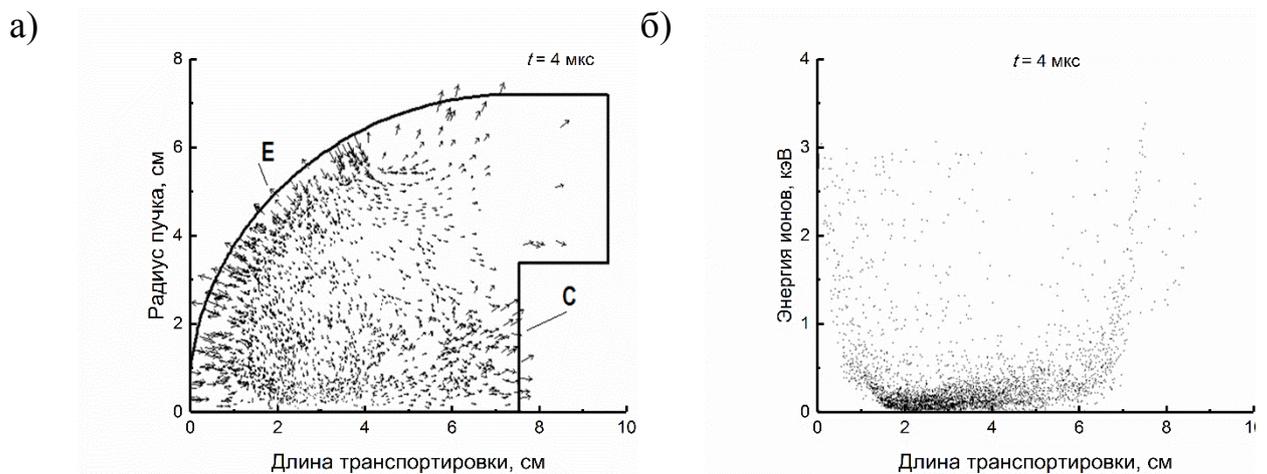


Рисунок 3.10. Конфигурационный портрет ионного пучка (а) и распределение энергии (б) при длительности импульса смещения 8 мкс в момент времени 4 мкс. E – сеточный электрод, С – коллектор

Видно, что условия транспортировки и фокусировки ионного пучка нарушаются. Большинство ионов тормозятся в пространстве дрейфа и на коллектор доходит лишь малая часть ионов с энергией, соответствующей ускоряющему напряжению. Результаты численного моделирования указывают на существенное провисанию потенциала в пучке, вплоть до образования виртуального анода. Эти результаты совпадают с данными экспериментов по транспортировке пучков в аналогичных условиях (рис. 2.12б). В тоже время, данные рис. 3.5г указывают на тот факт, что при длительностях импульса потенциала смещения 8 мкс происходит постепенное улучшение условий транспортировки и фокусировки пучков к концу действия импульса. Подобное поведение можно объяснить как аналогичным

постепенным понижением потенциала в пространстве дрейфа за счет выхода плазменных ионов, так и за счет наработки вторичных электронов, выбиваемых из коллектора, сеточного электрода и с ограничивающего пространство транспортировки цилиндрического электрода. Коэффициент вторичной ионно-электронной эмиссии γ существенно зависит от энергии налетающего иона и при напряжении 3 кВ может достигать 1 [20]. Таким образом, постепенная наработка вторичных электронов, захватываемых и удерживаемых в пространстве дрейфа высоким положительным потенциалом пучка, также может является одним из механизмов изменения динамики фокусировки высокоинтенсивных пучков ионов металлов в условиях ограниченной предварительной инжекции плазмы.

Выводы

1. Действие пространственного заряда препятствует идеальной баллистической фокусировке в фокальной области, соответствующей радиусу кривизны экстрагирующего электрода, и приводит к смещению максимума плотности ионного тока за фокальную плоскость. Так, при амплитуде потенциала смещения 3 кВ и длительности ускоряющего потенциала 4 мкс в системе с радиусом кривизны сеточного электрода 7.5 см, максимальная плотность ионного тока достигает величины 390 мА/см² на расстоянии 9.5 см от входа в пространство дрейфа при полном токе 1.15 А.

2. Компенсация пространственного заряда в системе низкоэнергетический ионный пучок – вакуумно-дуговая плазма является сложным динамическим процессом, существенно влияющим на условия его фокусировки. Так, даже при полном заполнении пространства дрейфа вакуумно-дуговой плазмой время нормализации потенциала, определяемое временем выхода плазменных ионов из области пучка, может достигать нескольких мкс.

3. Напуск инертного газа (аргона) в рабочую камеру приводит к увеличению эффективности нейтрализации пространственного заряда ионного пучка даже в условиях недостаточного предварительного заполнения пространства дрейфа вакуумно-дуговой плазмой, и позволяет получать сфокусированные пучки ионов металлов с плотностями ионного тока, достигающими нескольких сотен mA/cm^2 , при напряжении 3 кВ и длительности импульса потенциала смещения 8 мкс при фиксированной частоте следования 10^5 имп/с.

ГЛАВА IV

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЫСОКОИНТЕНСИВНОЙ ИМПЛАНТАЦИИ ПУЧКОВ ИОНОВ МЕТАЛЛОВ НИЗКОЙ ЭНЕРГИИ

Данная глава посвящена исследованию воздействия высокоинтенсивных пучков ионов металлов низкой энергии на элементный и структурно-фазовый составы поверхностных и приповерхностных слоев различных материалов, а также изменению их механических и трибологических свойств, в зависимости от режимов высокоинтенсивной ионной имплантации.

Во всех экспериментах по облучению материалов использовалась система формирования высокоинтенсивных пучков ионов с радиусом кривизны 7.5 см. Для обеспечения стабильного горения вакуумной дуги ток дугового разряда во всех режимах составлял 130 А. Варьирование положения мишени в пространстве дрейфа пучка, в зависимости от задач исследования, позволяло изменять плотность ионного тока в широком диапазоне. В качестве источника отрицательного импульсно-периодического потенциала смещения использовались оба типа генераторов, описанных в главе II, как с фиксированной частотой следования 10^5 имп/с, так и варьируемыми частотными характеристиками. Измерение температуры мишени осуществлялось при помощи термопары, установленной с тыльной стороны образца. Температурные режимы подбирались при регулировке амплитудно-частотных характеристик потенциалов смещения. Флюенс ионного облучения определялся как:

$$D = \frac{6.25 \cdot 10^{18} \cdot j \cdot t \cdot f \cdot \tau}{Z} \quad (4.1),$$

где j – плотность ионного тока, t – длительность имплантации, f – частота следования импульсов, τ – длительность импульса, Z – среднее зарядовое состояние ионов в плазме. Режимы высокоинтенсивной имплантации ионов

алюминия и титана низкой энергии при формировании систем Ni-Al, Ti-Al и Zr-Ti представлены в таблице 4.1.

Таблица 4.1. Режимы высокоинтенсивной ионной имплантации

Система	Ускоряющее напряжение, кВ	Температура образцов, °С	Максимальная плотность ионного тока, мА/см ²	Длительность имплантации, мин	Флюенс облучения, ион/см ²
Ni-Al	1.8	820	100	25	$2.2 \cdot 10^{20}$
				75	$6.5 \cdot 10^{20}$
				135	$1.2 \cdot 10^{21}$
Ti-Al	1.5	500	200	75	$7.15 \cdot 10^{20}$
		700			$1.3 \cdot 10^{21}$
		900			$2.4 \cdot 10^{21}$
Zr-Ti	1.5	650	120	75	$5.4 \cdot 10^{20}$
		720	120		$6.75 \cdot 10^{20}$
			170		$9.56 \cdot 10^{20}$

4.1. Формирование глубоко легированных слоев материалов при высокоинтенсивной имплантации пучков ионов металлов

Первые экспериментальные исследования возможности формирования глубоколегированных слоев металлов проводились на системе Ni-Al [136]. Облучение никелевых образцов осуществлялось при одинаковой температуре 820 °С. Для трех разных образцов изменялось время облучения, которое составило 25, 75 и 135 минут. Соответственно, для данных режимов обработки, дозы ионного облучения составили $2.2 \cdot 10^{20}$, $7 \cdot 10^{20}$, $1.3 \cdot 10^{21}$ ион/см². Облучение проводилось пучком ионов алюминия с плотностью тока 100 мА/см² при длительности импульса 4 мкс, частоте следования импульсов 10^5 имп/с и амплитуде потенциала смещения 1.8 кВ. Скорость набора дозы

достигала $1.5 \cdot 10^{17}$ ион/см²·с. Пучок ионов включал преимущественно одно- и двухзарядные ионы, имеющие энергию 1.8 и 3.6 кэВ, соответственно. Средняя энергия ионов составляла около 3 кэВ [85].

Результаты измерения профиля распределения имплантированных ионов алюминия по глубине никелевых образцов, измеренных опико-эмиссионным спектрометром GD-Profilер 2 в центре образца, соответствующего максимуму плотности ионного тока высокоинтенсивного пучка ионов алюминия, представлены на рис. 4.1. Значения концентрации легирующей примеси алюминия определялись с помощью метода Оже-электронной спектроскопии.

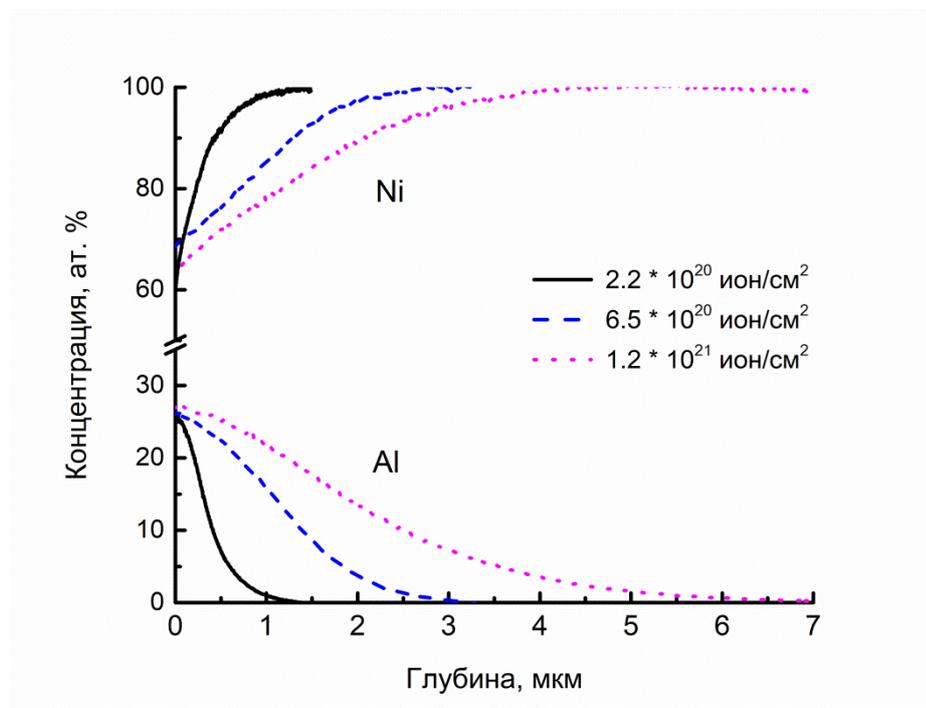


Рисунок 4.1. Элементный профиль никелевой мишени после облучения высокоинтенсивным пучком ионов алюминия в зависимости от времени обработки: а) 25 мин; б) 75 мин; в) 135 мин

Представленные данные указывают на ряд закономерностей. При дозе облучения $2.2 \cdot 10^{20}$ ион/см² глубина ионно-модифицированного слоя не превышает 1 мкм (рис. 4.1, кривая 1). Максимум концентрации алюминия составляет ~25 ат. % и находится на поверхности никелевой мишени. Уменьшение концентрации алюминия по глубине имеет экспоненциальный

характер. Увеличение дозы облучения до $7 \cdot 10^{20}$ ион/см² способствовало увеличению глубины проникновения легирующей примеси до 3 мкм и соответствующему росту толщины ионно-легированного слоя (рис. 4.1, кривая 2). Как и в первом случае, концентрация алюминия плавно спадает по глубине. Максимум концентрации алюминия на поверхности образца так же составил примерно 25 ат. %. Дальнейшее увеличение флюенса облучения до $1,3 \cdot 10^{21}$ ион/см² обеспечивало увеличение дозы внедренного алюминия. Толщина слоя, содержащего алюминий, достигла 6 мкм (рис. 4.1, кривая 3). Максимальная концентрация алюминия у поверхности образца, как и в случае предыдущих образцов составила ~ 25 ат. %. Можно отметить, что интегральная доза внедренного алюминия в различных мишенях возрастала почти пропорционально увеличению времени и флюенса ионного облучения.

Важной особенностью используемых высокоинтенсивных ионных пучков металлов низкой энергии является неоднородное распределение плотности ионного тока по поверхности образца. Эта особенность позволяет исследовать влияние плотности ионного тока на процессы проникновения легирующей примеси в процессе высокоинтенсивной имплантации в пределах одного образца. С целью проведения такого исследования на основе образца никеля, соответствующего времени обработке 135 мин, был подготовлен поперечный шлиф. Распределение концентрации алюминия по сечению образца проводилось при использовании метода энергодисперсионной спектроскопии. Результаты исследования представлены в таблице 4.2.

Таблица 4.2. Концентрация алюминия в поверхностных и приповерхностных слоях никеля, измеренная методом энергодисперсионной спектроскопии на различных расстояниях от центра пучка. Доза ионного облучения $1.2 \cdot 10^{21}$ ион/см², длительность импульса 4 мкс, частота следования импульсов 10^5 имп/с

Глубина, мкм	Концентрация алюминия, ат. %				
	0 мм	2 мм	4 мм	6 мм	8 мм
Поверхность	22.2	27.3	28.4	31.6	32.3
1	15.6	14.8	11.5	8.35	7.9
3	7.8	3.5	0.67	0.39	0.05
6	2.3	0.8	0	0	0

Полученные результаты указывают на ряд важных закономерностей. В центральной области образца, то есть в области максимальной плотности ионного тока, измеренная концентрация алюминия в поверхностном слое составляла 22.2 ат. %. Ближе к краю образца, на расстоянии 8 мм от центра пучка концентрация алюминия возрастала до 32.3 ат. %. В тоже время, глубина проникновения легирующей алюминиевой примеси в данном случае была минимальна и не превышала 3 мкм. Напротив, на расстоянии 2 мм и в центре было отмечено существенное увеличение ширины ионно-модифицированного слоя. Глубина проникновения алюминия возрастала до 6 мкм при концентрации порядка 2.3 ат. %, что находится в хорошем согласии с профилем элементного состава, полученного при использовании метода оптико-эмиссионной спектроскопии тлеющего разряда.

Значительно больших глубин проникновения легирующей примеси удалось достичь при исследовании системы Ti-Al [154]. Облучение титановых образцов проводилось при ускоряющем напряжении 1.5 кВ в широком диапазоне температур от 500 до 900 °С. Подбор температурного режима осуществлялся при изменении частотных характеристик потенциала смещения.

Первичный элементный анализ образцов, выполненный методом оптико-эмиссионной спектроскопии тлеющего разряда (GDOES), так же

свидетельствует о проникновении легирующей примеси алюминия на глубины, значительно превышающие проективный пробег ионов в ряде режимов имплантации (рис. 4.2).

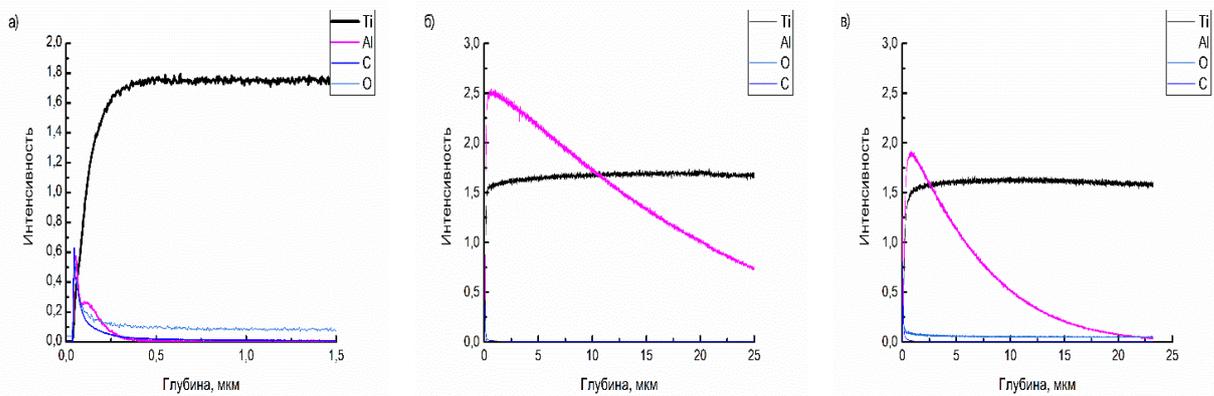


Рисунок 4.2. Элементный профиль титановой мишени после облучения высокоинтенсивным пучком ионов алюминия в зависимости от температуры: а) 500 °С; б) 700 °С; в) 900 °С

Очевидно, что при температуре 500 °С, согласно данным рис. 4.2а, не наблюдается интенсивного проникновения легирующей примеси внутрь титановой матрицы. Наблюдаемый сигнал алюминия в данном случае связан с увеличением шероховатости поверхности мишени, а не её проникновением вглубь. Несмотря на высокую плотность ионного тока и номинально высокий флюенс облучения, данный режим не представляет интереса с точки зрения развития метода высокоинтенсивной имплантации ионов низкой энергии.

Ситуация драматически изменяется при увеличении температуры мишени до 700 °С (рис. 4.2б). Интенсивность сигнала, соответствующего алюминию, увеличивается многократно, а глубина проникновения примеси превышает 25 мкм. Это факт, позволяет сделать вывод о том, что один из механизмов, определяющих внедрение примеси на большие глубины, в случае высокоинтенсивной ионной имплантации, имеет термодиффузионную природу. Это наблюдение подтверждается при дальнейшем увеличении температуры мишени до 900 °С. В этом случае так же наблюдается интенсивное проникновение примеси. Однако глубина внедрения уменьшается до 23 мкм, как и интенсивность сигнала алюминия (рис. 4.2в).

Элементный анализ поверхности имплантированных образцов, выполненный с использованием энергодисперсионной спектроскопии, также позволяет выделить несколько ключевых закономерностей, сопровождающих высокоинтенсивную имплантацию алюминиевых ионов в титан. Результаты исследования представлены в таблице 4.3.

Таблица 4.3. Поверхностная концентрация титановых образцов модифицированных алюминием

Режим облучения	Элемент	Расстояние от центра ионного пучка, мм					
		0	2	4	6	8	10
500 (Ti_Al_2)	Al, ат. %	0,75	0,43	1,54	1,26	1,31	1,28
	Ti, ат. %	99,25	97,01	96,97	96,05	98,69	98,3
700 (Ti_Al_3)	Al, ат. %	24,9	21,4	20,79	19,2	17,93	13,8
	Ti, ат. %	75,1	78,6	79,21	80,8	82,07	85,41
900 (Ti_Al_4)	Al, ат. %	1,47	6,37	7,6	8,74	20,61	22,49
	Ti, ат. %	98,52	86,28	81,42	87,95	75,8	75,46

Так, в случае режима облучения при температуре 500 °С, поверхностные слои не содержат значительного количества алюминия. Однако при движении от центра мишени к её краю можно отметить небольшое повышение концентрации алюминия до 1.3 ат. %. По всей видимости, этот факт связан с уменьшением плотности ионного тока и соответствующего уменьшения ионного распыления поверхности. Можно предположить, что в данном случае скорость диффузии алюминия мала и сопоставима со скоростью ионного распыления поверхности.

Как и при анализе, выполненном методом оптико-эмиссионной спектроскопии тлеющего разряда, в случае образца титана, имплантированного при температуре 700 °С, энергодисперсионный анализ выявил значительное увеличение поверхностной концентрации алюминия до 25 ат. % в области соответствующей максимуму ионного пучка. При движении в область меньших плотностей тока поверхностная концентрация напротив уменьшается до 13.8 ат. % на расстоянии 10 мм от центра пучка. Очевидно,

что высокие плотности тока в процессе высокоинтенсивной имплантации ионов алюминия в титан имеют критическое значение для интенсивного проникновения примеси. При температуре 900 °С наблюдается несколько отличная ситуация. В то время как данные, полученные при оптико-эмиссионной спектроскопии тлеющего разряда, так же указывают на глубокое проникновение алюминия, его поверхностная концентрация в области максимума плотности ионного тока не превышает нескольких процентов. В тоже время на расстоянии 10 мм от центра пучка она возрастает до 22.5 ат. %. Можно предположить следующее. Во-первых, скорость ионного распыления в области максимума ионного тока превосходит скорость диффузии, что приводит к существенному снижению концентрации алюминия. Во-вторых, поскольку температура мишени измеряется с тыльной стороны, на ее поверхности может существовать существенный температурный градиент, вплоть до температуры, при которой возможно частичное испарение титана.

Формирования глубоко легированного ионно-модифицированного слоя удалось достичь и при исследовании системы Zr-Ti [155]. Профили распределения титана по глубине циркониевого образца, полученные методом оптико-эмиссионной спектроскопии тлеющего разряда, представлены на рис. 4.3.

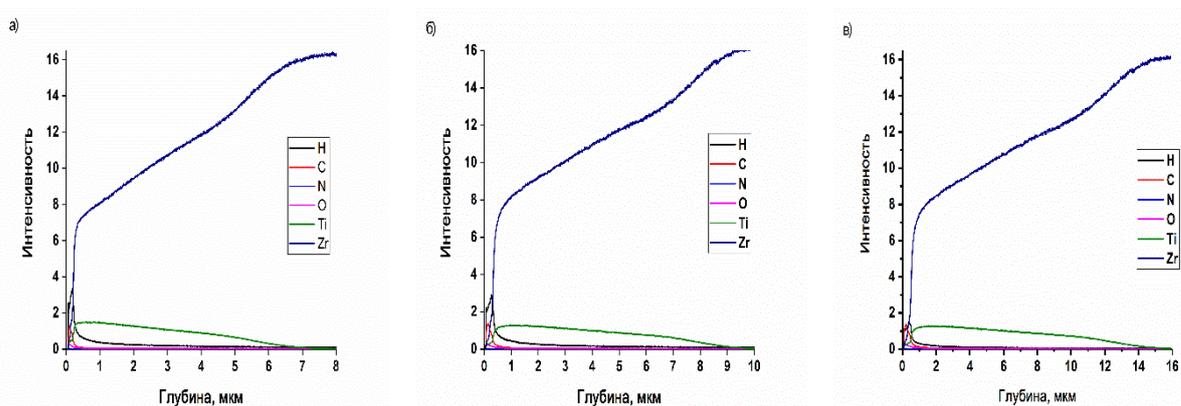


Рисунок 4.3. Профили распределения титана по глубине циркониевой мишени: а) плотность тока 120 мА/см², длительность 4 мкс; б) плотность тока 120 мА/см², длительность 5 мкс; в) плотность тока 170 мА/см², длительность 5 мкс

Глубина анализируемого слоя пересчитывалась на основе данных измерения глубины кратера, образовавшегося при распылении в плазме тлеющего разряда. На начальном этапе распыления наблюдается повышенная интенсивность элементов С, Н и О, что свидетельствует о наличии поверхностных загрязнений и окислов. Интенсивность сигнала от линии титана постепенно снижается на фоне повышения сигнала от линии циркония, что свидетельствует о градиентном распределении титана по глубине модифицированного слоя. Градиентное распределение титана наблюдается для всех режимов ионной имплантации (рис. 4.3а-в), что характерно при диффузионном механизме имплантации. Глубина проникновения в случае плотности тока 120 мА/см^2 при коэффициентах заполнения импульсов 0.4 и 0.5, и ускоряющем напряжении 1.5 кВ составили 7 и 10 мкм, соответственно. Увеличение плотности ионного тока высокоинтенсивного титанового пучка до 170 мА/см^2 при коэффициенте заполнения приводит к увеличению толщины ионно-легированного слоя до 16 мкм.

Таблица 4.4. Элементный состав циркониевых образцов имплантированных ионами титана

Параметры облучения	Содержание элементов на поверхности, ат.%			Содержание элементов после ионного травления (~3 мкм), ат.%	
	Ti	Zr	C	Ti	Zr
плотность тока 120 мА/см^2 , длительность 4 мкс	28	39	45	34	66
плотность тока 120 мА/см^2 , длительность 5 мкс	28	39	33	43	57
плотность тока 170 мА/см^2 , длительность 5 мкс	21	45	27	38	62

Энергодисперсионный анализ поверхности имплантированного титаном циркониевого сплава показал, что вблизи поверхности концентрация титана

для образцов, облучённых при плотности тока 120 мА/см, составляет 28 ат.%, в то время как для образца, облученного при 170 мА/см – 21 ат.% (Таблица 4.4). У поверхности наблюдается значительное содержание углерода, которое снижается с увеличением длительности импульса и плотности тока, что очевидно связано с ростом ионного распыления поверхности. По мере увеличения глубины анализа (после ионного травления поверхности на глубину порядка 3 мкм), концентрация титана возрастает до 43 ат.% и 38 ат.% при тех же плотностях ионного тока, соответственно. Увеличение плотности ионного тока приводит к некоторому снижению концентрации внедренного титана, что может быть связано с увеличением скорости диффузии.

Представленные результаты на примере нескольких систем металлов наглядно демонстрируют возможности практического применения высокоинтенсивных пучков ионов металлов низкой энергии при формировании протяженных ионно-легированных слоев с толщинами, многократно превышающими проективный пробег ионов с энергиями в диапазоне единиц кэВ. Анализ полученных результатов позволяет отметить несколько принципиальных закономерностей, характерных для высокоинтенсивной имплантации ионов металлов при плотностях тока, достигающих нескольких сотен мА/см². Во-первых, как было показано при исследовании системы Ti-Al, несмотря на номинально высокую плотность тока во всех режимах, температура мишени имеет критическое значение. Можно сделать вывод о том, что термодиффузионный механизм массопереноса является одним из ключевым фактором проникновения примеси на сверхбольшие глубины, достигающие нескольких десятков мкм, а вероятное формирование температурного градиента в поверхностном и приповерхностном слоях мишени является одной из причин дополнительного увеличения диффузионного коэффициента. Еще одним подтверждением термодиффузионной природы механизма масса переноса является наблюдаемая при имплантации ионов алюминия в никель зависимость глубины ионно-модифицированного слоя от времени ионного воздействия,

которая не может быть объяснена в рамках увеличения длины проективного пробега ионов за счет изменения элементного состава образца, как в случаях использования пучков ионов с энергиями в сотни кэВ [117], поскольку пробег ионов низкой энергии не превышает нескольких нм (согласно данным TRIM). С точки зрения термодиффузии начальная энергия ионов не является определяющим фактором, таким образом, использование ионов низкой энергии является предпочтительным в силу существенного упрощения конструкции ионного источника и уменьшения требований радиационной безопасности. Минимальная энергия ионов необходимая для осуществления процесса высокоинтенсивной ионной имплантации определяется из условия соблюдения нескольких факторов: кинетическая энергия должна быть больше минимального значения, необходимого для преодоления поверхностного потенциального барьера и достаточна для формирования и фокусировки ионного пучка в рассматриваемой системе. В тоже время, существенное увеличение энергии приведет не к росту глубины ионного легирования, а к соответствующему увеличению коэффициента ионного распыления.

Во-вторых, при имплантации ионов титана в цирконий показано, что повышение плотности ионного тока при сохранении средней мощности в пучке приводит к формированию более глубоких слоев. Одним из возможных механизмов увеличения интенсивности диффузионного массопереноса при радиационном стимулировании, рассмотренным в работах [156, 157], является формирование в поверхностных слоях металлической мишени вакансий, диффундирующих вместе с ионами в форме «ион-вакансионных» пар. В работах [158-161] показано что глубина проникновения вакансий в металлах может достигать величины в десятки мкм. При высокоинтенсивной имплантации ионов металлов, рассматриваемой в рамках настоящей диссертационной работы, плотности ионного тока в пучках достигают десятков-сотен mA/cm^2 , что приводит к соответствующему увеличению интенсивности образования точечных дефектов кристаллической решетки по сравнению с традиционными режимами ионной имплантации и может

объяснить существенное увеличение коэффициента диффузии и глубины проникновения имплантируемой примеси. Кроме того, важным фактором при высоких плотностях ионного тока является снижение поверхностной концентрации загрязняющих примесей, распыляемых под действием высокоинтенсивного ионного пучка. Как отмечалось в работе [120], высокая скорость распыления оксидных и углеродных пленок при повышенных плотностях ионного тока является одной из причин более глубокого проникновения азота в стали различной композиции. Очевидно, что и в случае имплантации ионов металлов повышение эффективности удаления нежелательных поверхностных загрязнений также приводит к интенсификации диффузионных процессов.

Существенное различие в глубине проникновения легирующих примесей в системах Ni-Al, Ti-Al и Zr-Ti можно объяснить рядом факторов. Как следует из анализа массива экспериментальных данных, массоперенос при высокоинтенсивной ионной имплантации является сложным динамическим процессом, включающим радиационно-стимулированную термодиффузию, образование дефектов кристаллической решетки и их миграцию вглубь образца, наличие поверхностного температурного градиента, приводящего к существенному увеличению диффузии, рекристаллизацию мишени и ионное распыление. В работах [121, 162] дан эффективный критерий определяющий ширину ионно-модифицированного слоя:

$$h = \frac{2D}{v_{\text{расп}}} \quad (4.2)$$

где D – коэффициент диффузии, $v_{\text{расп}}$ – скорость ионного распыления.

Очевидно, что если коэффициент ионного распыления поверхности велик, то даже при высокой скорости диффузии ширина ионно-модифицированного слоя будет мала.

Коэффициент ионного распыления может быть оценен из простого соотношения [163]:

$$\gamma_{\text{расп}} = \frac{0.06}{E_t} \sqrt{Z'} (\sqrt{E_i} - \sqrt{E_{\text{thr}}}) \quad (4.3)$$

где $Z' = \frac{2Z_t}{\left(\frac{Z_i}{Z_t}\right)^{\frac{2}{3}} + \left(\frac{Z_t}{Z_i}\right)^{\frac{2}{3}}}$, E_{thr} – пороговая энергия ионного распыления, E_t – рабочая функция материала, Z_t – атомный номер материала мишени и Z_i – атомный номер налетающего иона.

Используя значения для E_{thr} and E_t , представленные в работе [164], коэффициент ионного распыления титановой мишени для ионов алюминия со средней энергией 2.6 кэВ (с учетом среднего зарядового состояния алюминия в вакуумной дуге 1.73) будет равен $\gamma^{Ti-Al} \cong 0.883$, а для систем Ni-Al и Zr-Ti – $\gamma^{Ni-Al} \cong 1.99$ и $\gamma^{Zr-Ti} \cong 1.48$, соответственно.

Полученные значения находятся в согласии с данными о глубине проникновения легирующей примеси, поскольку наибольшее значение, полученное для системы Ti-Al, соответствует наименьшему коэффициенту ионного распыления. Аналогично, наименьшее значение, зарегистрированное в системе Ni-Al, согласуется с наибольшим коэффициентом распыления. Кроме того, наблюдаемые различия в скорости диффузии могут быть связаны с физическими особенностями ионов и кристаллической решетки. Как показано в ряде работ по изучению процессов массопереноса в твердых телах, металлы IVb подгруппы (Ti, Zr и Hf), а также их сплавы, характеризуются так называемым «аномальным диффузионным поведением», что выражается в значительном вертикальном смещении диффузионных коэффициентов на кривой Аррениуса [165]. Помимо этого, хорошо известно, что элементы с малым атомным радиусом, например, ионы алюминия, диффундируют существенно лучше [166]. Совокупность этих факторов, а также более высокая плотность ионного тока, объясняет максимальные значения глубины проникновения именно для системы Ti-Al.

4.2. Изменение морфологии поверхности и микроструктуры титана, никеля, циркония в процессе высокоинтенсивной имплантации ионов низкой энергии

Несмотря на высокую эффективность предложенного метода высокоинтенсивной имплантации ионов металлов низкой энергии с точки зрения формирования протяженных ионно-легированных слоев с глубинами, достигающими нескольких десятков мкм, анализ любого из профилей элементного распределения указывает на существенное несоответствие флюенса ионного облучения и дозы внедренных ионов. Основная причина наблюдаемого явления заключается в том, что воздействие высокоинтенсивного пучка ионов сопровождается значительным распылением облучаемой поверхности. Распыление поверхности существенно зависит от баланса потоков ускоренных и осаждаемых из плазмы ионов, но так как плотность пучка ионов многократно превышает плотность инжектируемой в пространство дрейфа вакуумно-дуговой плазмы, распыление в случае высокоинтенсивной ионной имплантации является доминирующим процессом. Поскольку распределение плотности тока баллистически фокусируемого пучка не однородно по мишени, на её поверхности формируется распыленный кратер, глубина которого примерно пропорциональна локальной плотности ионного тока. Данные, полученные при анализе морфологии поверхности с использованием оптического профилометра и представленные на рис. 4.4, демонстрируют характерный кратер на поверхности никелевого образца, сформированного при воздействии высокоинтенсивного пучка ионов алюминия.

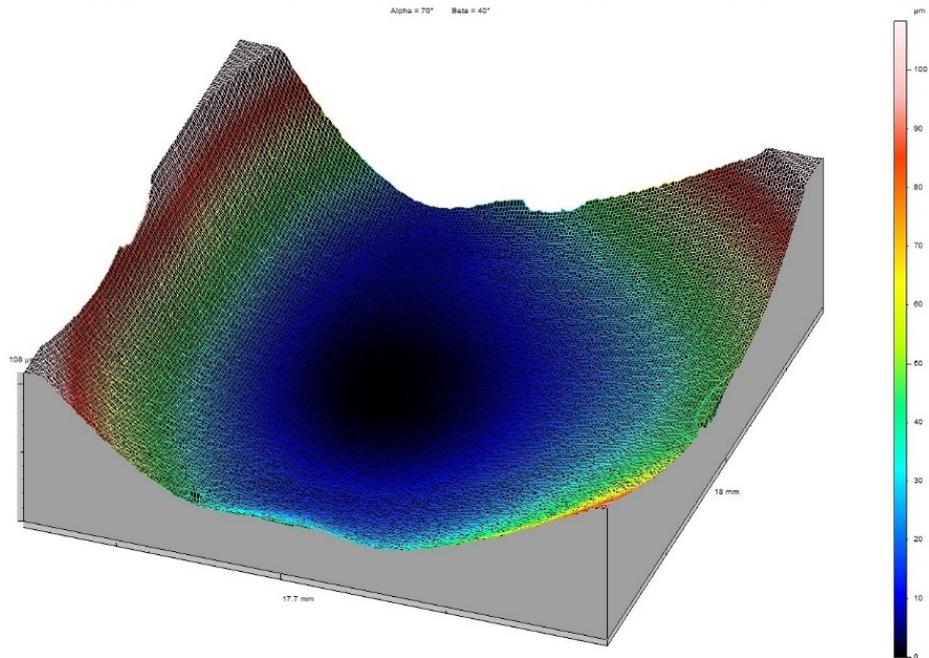


Рисунок 4.4. Трехмерное изображение кратера, сформированного на поверхности никелевого образца под воздействием высокоинтенсивного пучка ионов алюминия

Более детальный анализ морфологии поверхности экспериментальных образцов титана после облучения ионами алюминия указывает на несколько ключевых особенностей, характерных для выбранных режимов высокоинтенсивной имплантации ионов. Профили кратеров распыления по сечению мишени представлены на рис. 4.5.

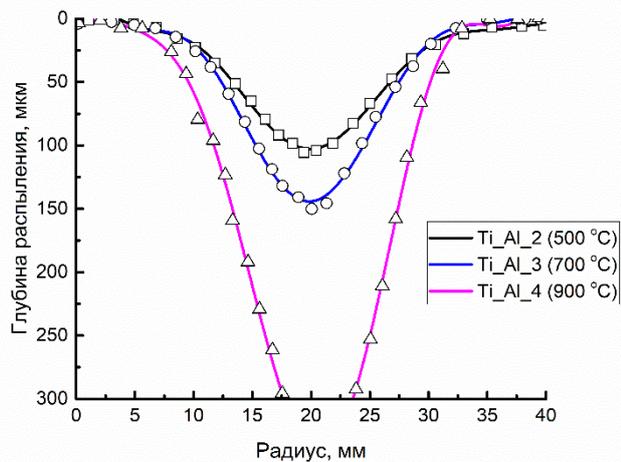


Рисунок 4.5. Результаты исследования поверхностной морфологии титанового образца после облучения высокоинтенсивным пучком ионов алюминия низкой энергии

Так, при дозе ионного облучения $7.15 \cdot 10^{20}$ ион/см² (500 °С) максимальная глубина кратера в центральной области ионного пучка составила 80 мкм. Последующие увеличение флюенса облучения до $1.3 \cdot 10^{21}$ ион/см² (700 °С) приводит к дальнейшему углублению кратера. Его форма так же пропорциональна форме профиля распределения ионного тока. Важно отметить, что глубина кратера при данных параметрах увеличивается практически пропорционально увеличению флюенса облучения и достигает 150 мкм. Ситуация кардинально изменяется в случае режима, соответствующего 900 °С ($2.4 \cdot 10^{21}$ ион/см²), когда глубина распыления увеличивается значительно и не пропорционально увеличению флюенса. Глубина кратера в области максимума превышает 300 мкм, что соответствует пределу измерения оптического профилометра. В этом же режиме, анализ элементного распределения, представленный в параграфе 4.1, выявил существенное уменьшение концентрации алюминиевой примеси в области, соответствующей максимуму плотности тока. Этот факт, как и не пропорциональное увеличение глубины распыленного кратера, может свидетельствовать о существовании значительного температурного градиента на поверхности образца, при этом реальная температура поверхности может существенно отличаться от измеренной с тыльной стороны (900 °С) и достигать температуры близкой к температуре плавления, при которой происходит значительное усиление процессов уноса массы.

Еще одна особенность, сопровождающая воздействие высокоинтенсивных пучков ионов металлов, заключается в существенном изменении микроструктуры облучаемого материала [155]. Микрофотографии поверхности циркониевого сплава, демонстрирующие изменение морфологии при высокоинтенсивной имплантации ионов титана низкой энергии представлены на рисунке 4.6. СЭМ-изображения поверхности имплантированных образцов были получены после ионного травления поверхности в плазме тлеющего разряда.

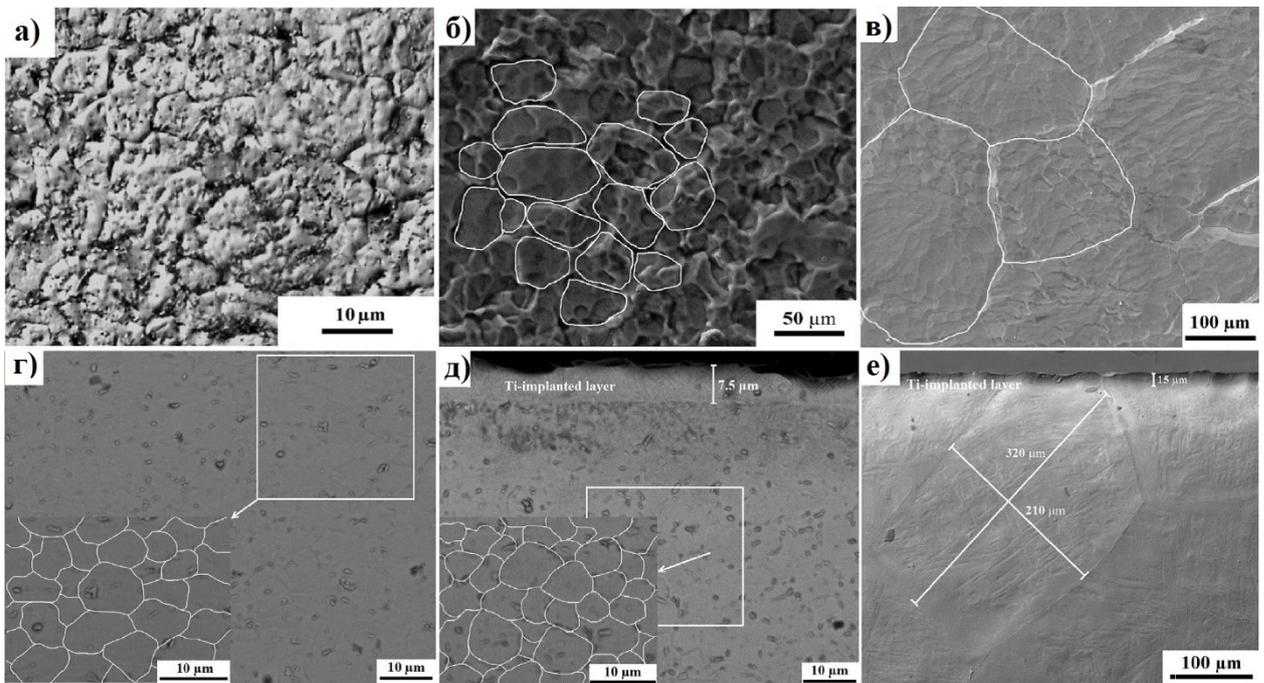


Рисунок 4.6. СЭМ-изображения поверхности и поперечного шлифа: исходный циркониевый сплав (а, г); циркониевый сплав, имплантированный при плотности ионного тока до 120 mA/cm^2 (б, д); циркониевый сплав, имплантированный при плотности ионного тока до 170 mA/cm^2 (в, е)

Металлографические исследования структуры циркониевого сплава до облучения (рис. 4.6а) показали, что в поперечном сечении сформирована равноосная зёрненная структура с размером зерен $4 - 6 \text{ мкм}$. Подобная структура наблюдалась ранее в работе [167]. Зерна вытянуты вдоль направления прокатки, их размер в продольном направлении $\sim 7 \text{ мкм}$, коэффициент неравноосности ~ 2 . Микроструктура сплава Zr-1Nb , образующаяся в результате облучения, имеет сложную структуру. Средний размер зерен циркониевого сплава после облучения при плотности тока 120 mA/cm^2 и длительности импульса потенциала смещения 5 мкс составил $20-25 \text{ мкм}$ (рис. 4.6б). Значительный рост зерен наблюдается после облучения с плотностью тока 170 mA/cm^2 , при длительности импульсов 5 мкс , в результате такой обработки размер зерна увеличивается до $270-300 \text{ мкм}$ (рис. 4.6в). Рост зерна сплава Zr-1Nb при увеличении плотности тока, по-видимому, обусловлен значительным повышением температуры поверхности материала в процессе облучения, обусловленным наличием значительного

температурного градиента по глубине образца. Микрофотографии поперечного шлифа после имплантации при плотности тока 120 mA/cm^2 (рис. 4.6д) демонстрируют ионно-модифицированный слой с плотной микроструктурой и толщиной порядка 7.5 мкм. Важно отметить, что средний размер зерна вне ионно-легированной области не изменяется по сравнению с исходным образцом (рис. 4.6г), что свидетельствует о том, что воздействие высокоинтенсивного пучка ионов в данном случае не влияет на внутреннюю структуру образца. Ситуация кардинально изменяется при облучении образца пучком ионов с плотностью ионного тока 170 mA/cm^2 (рис. 4.6е). В данном режиме очевидно происходит рекристаллизация всего объема мишени. Можно заметить, что вблизи поверхности выделяется более плотный слой с толщиной порядка 14-16 мкм, что соответствует данным, полученным при исследовании распределения титана по глубине циркониевого образца (рис. 4.3в).

4.3. Изучение фазовой композиции интерметаллидных систем Ti-Al, Zr-Ti и Ni-Al различной стехиометрии сформированных в процессе высокоинтенсивной имплантации ионов металлов

Ранее, в параграфе 4.1 была показана принципиальная возможность формирования глубоколегированных слоев в процессе высокоинтенсивной имплантации ионов металлов низкой энергии. Однако с точки зрения существенного улучшения механических и эксплуатационных свойств обработанных материалов существует необходимость не только в глубоком проникновении примеси в матрицу имплантируемого образца, но и в изменении его фазового состава, в частности образования неравновесных интерметаллидных систем.

Первоначальное исследование фазового состава образцов было выполнено на примере системы Zr-Ti. На рисунке 4.7 представлены результаты рентгеноструктурного анализа образцов циркониевого сплава Zr-1Nb до и после ионной имплантации.

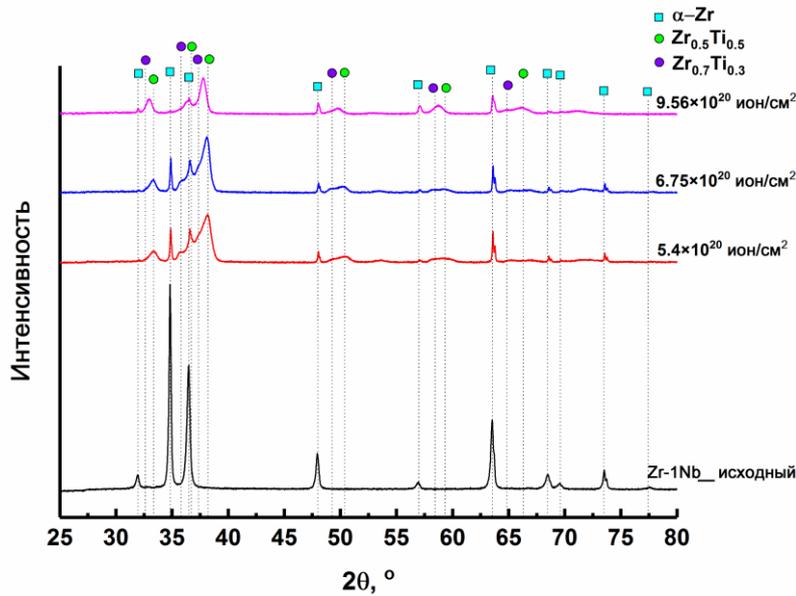


Рисунок 4.7. Спектры рентгеноструктурного анализа циркониевых образцов, имплантированных ионами титана

Исходный циркониевый сплав имеет характерную гексагональную плотноупакованную (ГПУ) решетку. Необходимо отметить, что в исходном циркониевом сплаве наблюдается текстура прокатки в направлении (002). Содержание фаз, параметры решетки и микронапряжения представлены в таблице 4.5. После имплантации титана структура поверхностных слоев сплава значительно изменяется. В образцах, облученных при плотности тока 120 mA/cm^2 , помимо фазы $\alpha\text{-Zr}$, наблюдаются интерметаллидные фазы $\text{Zr}_{0.5}\text{Ti}_{0.5}$ и $\text{Zr}_{0.7}\text{Ti}_{0.3}$ с ГПУ структурой. Титан находится в виде твердого раствора замещения [168]. В образце, облученном при плотности тока 170 mA/cm^2 , происходит смещение рефлексов фазы $\text{Zr}_{0.5}\text{Ti}_{0.5}$ в сторону меньших углов. Отсутствуют также рефлексы фазы $\text{Zr}_{0.7}\text{Ti}_{0.3}$. Это обстоятельство указывает на формирование однофазного интерметаллида с промежуточной стехиометрией между $\text{Zr}_{0.5}\text{Ti}_{0.5}$ и $\text{Zr}_{0.7}\text{Ti}_{0.3}$. Сравнение результатов энергодисперсионного анализа показывает (см. табл. 4.4), что стехиометрия данной фазы близка к $\text{Zr}_{0.6}\text{Ti}_{0.4}$, однако стоит учитывать, что она может изменяться ввиду градиентного распределения титана по глубине. В имплантированных образцах наблюдается искажение кристаллической решетки, о чем свидетельствует изменение соотношения параметров c/a в ГПУ решетке (табл.

4.5). Увеличение дозы имплантации при плотности тока 120 мА/см^2 приводит к значительной деформации кристаллических решеток интерметаллидных фаз. Для фазы $\text{Zr}_{0.5}\text{Ti}_{0.5}$ соотношение c/a увеличивается, а для $\text{Zr}_{0.7}\text{Ti}_{0.3}$ уменьшается. Обратное изменение наблюдается для значений микронапряжений, что свидетельствует о появлении растягивающих напряжений вследствие заполнения титаном решетки интерметаллидной фазы. Изменение фазового состава после имплантации при плотности тока 170 мА/см^2 заключается в практически полном распаде α -фазы в циркониевом сплаве и увеличении доли интерметаллидной фазы $\text{Zr}_{0.5}\text{Ti}_{0.5}$.

Таблица 4.5. Результаты рентгенографического исследования образцов Zr-Ti

Название образца	Обнаруженные фазы	Содержание фаз, объем. %	Параметры решетки	Отношение c/a	Микронапряжение
Zr+Ti_120 мА/см ² _4 мкс	Zr	12.2	a=3.2312 c=5.1504	1.594	0.002092
	$\text{Zr}_{0.5}\text{Ti}_{0.5}$	68.8	a=3.1106 c=4.8859	1.571	0.004342
	$\text{Zr}_{0.7}\text{Ti}_{0.3}$	19.0	a=3.1484 c=5.0236	1.596	0.004440
Zr+Ti_120 мА/см ² _5 мкс	Zr	11.2	a=3.2310 c=5.1484	1.593	0.001290
	$\text{Zr}_{0.5}\text{Ti}_{0.5}$	71.3	a=3.1063 c=4.8960	1.576	0.003322
	$\text{Zr}_{0.7}\text{Ti}_{0.3}$	17.5	a=3.1468 c=5.0101	1.592	0.007062
Zr+Ti_170 мА/см ² _5 мкс	Zr	18.0	a=3.2337 c=5.1590	1.595	0.001290
	$\text{Zr}_{0.5}\text{Ti}_{0.5}$	82.0	a=3.1491 c=4.9827	1.582	0.005874
Zr_исходный	Zr	100	a=3.2351 c=5.1461	1.591	0.000351

Данные о динамике изменения фазового состава имплантированной мишени в зависимости от температурного режима образца были получены при исследовании системы Ti-Al, а характерные дифракционные паттерны представлены на рис. 4.8. Фазовый состав, параметры кристаллической решетки, размер зерен и микронапряжения рассчитаны и представлены в таблице 4.6.

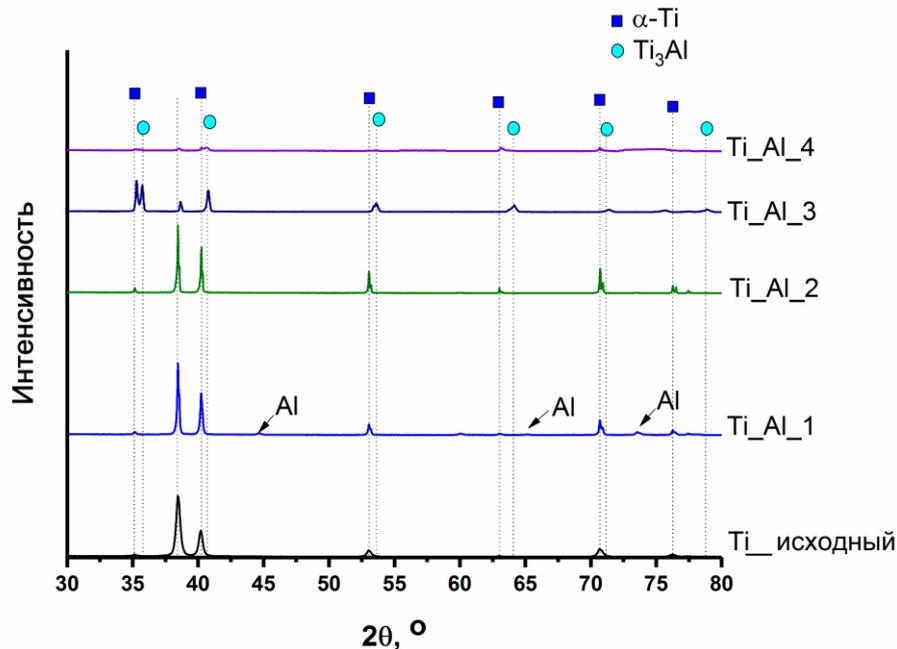


Рисунок 4.8. Дифракционные паттерны титановых мишеней, имплантированных ионами алюминия при различной интегральной температуре

Исследования выявили присутствие фазы α -Ti с ГПУ структурой в исходном образце. Уширение дифракционных пиков α -Ti фазы связаны с высокими микронапряжениями в условиях отсутствия предварительного отжига титановой мишени. При температуре мишени 500 °C анализ образца не выявил наличие алюминия или интерметаллидных фаз. Образец структурно состоит только из α -Ti фазы, а её дифракционные рефлексы характеризуются малой шириной, что связано с ростом зерна (поверхностной рекристаллизацией) под действием высокоинтенсивного пучка ионов алюминия. Полученные результаты находятся в согласии с данными энергодисперсионной и оптико-эмиссионной спектроскопии. Существенное

изменение фазового состава происходит при увеличении температуры до 700 °С. В данном режиме отмечается формирование интерметаллидной фазы Ti_3Al со структурой $D0_{19}$. Содержание Ti_3Al фазы в поверхностном слое достигает 93 %, свидетельствуя о формировании глубоколегированного слоя состоящего преимущественно из интерметаллида. Размер зерна $\alpha-Ti$ фазы продолжает увеличиваться, а её текстура изменяется в направлении (100). Содержание Ti_3Al фазы уменьшается при дальнейшем росте интегральной температуры мишени до 900 °С. Кроме того, параметры решетки Ti_3Al и $\alpha-Ti$, как и микронапряжения, так же существенно увеличиваются. Эти результаты также указывают на значительный температурный градиент в данном режиме имплантации и возможные процессы испарения вещества на поверхности мишени. В целом, полученные результаты и закономерности находятся в согласии с данными о пространственном распределении имплантированной примеси в случае системы $Ti-Al$.

Таблица 4.6. Данные рентгено-структурного анализа системы $Ti-Al$

Образец	Фазы	Фазовый состав, %	Параметры решетки, Å	Размер кристаллитов, nm	Microstrain $\times 10^{-3}$
$Ti_{\text{исходный}}$	$\alpha-Ti$ (hcp)	100	a=2.9515 c=4.6801	31	1.5
500 °С	$\alpha-Ti$ (hcp)	100	a=2.9493 c=4.6839	70	0.5
700 °С	$\alpha-Ti$ (hcp)	7	a=2.9307 c=4.6459	80 (>100)	0.5
	α_2-Ti_3Al (hcp)	93	a=5.7968 c=4.6528	79-100	1.3
900 °С	$\alpha-Ti$ (hcp)	45	a=2.9532 c=4.7071	20	2.2
	α_2-Ti_3Al (hcp)	55	a=5.8534 c=4.7086	15	3.0

Анализ фазовой структуры никелевых образцов после высокоинтенсивной имплантации ионами алюминия низкой энергии так же выявил существенное изменение фазового состава имплантированных образцов. В поверхностных слоях наблюдается формирование интерметаллидной фазы Ni_3Al , а её объемное содержание достигает 20 %. Стоит отметить что фазовый состав мишени практически не зависит от флюенса облучения, а увеличение времени приводит лишь к некоторому увеличению размеров зерна. Фазовая композиция, как и в случае систем Ti-Al и Zr-Ti, находится в согласии с данными элементного анализа.

4.4. Исследование структурно-фазовой и элементной композиции интерметаллидной системы Ti-Al методом просвечивающей электронной микроскопии

Исследования процессов накопления легирующей примеси методом оптико-эмиссионной спектроскопии тлеющего разряда в случае системы Ti-Al выявили проникновение алюминия на глубины, существенно превышающие проективный пробег ионов низкой энергии, и в случае образца, облученного при температуре 700 °С, глубина легирования превысила 25 мкм. Кроме того, исследования распределения поверхностной концентрации примеси при использовании энергодисперсионной спектроскопии демонстрируют, что концентрация в разных областях мишени различна, что может указывать на зависимость процессов массопереноса от плотности ионного тока. Поскольку GDOES является локальным методом, исследование распределения элементов по глубине титанового образца, обработанного высокоинтенсивным пучком ионов низкой энергии, проводилось дополнительно, методом просвечивающей электронной микроскопии на микроскопе JEOL JEM-2100F после приготовления поперечного микрошлифа. Концентрационные профили для различных областей образца по сечению ионного пучка приведены на рис. 4.9.

Так, в центральной области соответствующей максимуму плотности ионного тока (точка 0 мм), максимальная концентрация алюминия зарегистрирована вблизи поверхности и составляет 23.4 ат. %. По мере удаления от поверхности концентрация постепенно снижается. Максимальная глубина проникновения алюминия достигает 50 мкм при концентрации на уровне 1.2 ат. %. Важно отметить, что характер кривой качественно совпадает с данными, полученными методом GDOES. При смещении от центра пучка вплоть до 4 мм к краю образца не происходит значительного изменения характера концентрационного профиля. Можно отметить лишь незначительное снижение приповерхностной концентрации алюминия до 19.27 ат. % и уменьшение глубины легирования до 43 мкм. Дальнейшее смещение до 10 мм от центра пучка приводит к постепенному снижению приповерхностной концентрации до 13.65 ат. %, хотя глубина легирования и в этом случае достигает 40 мкм.

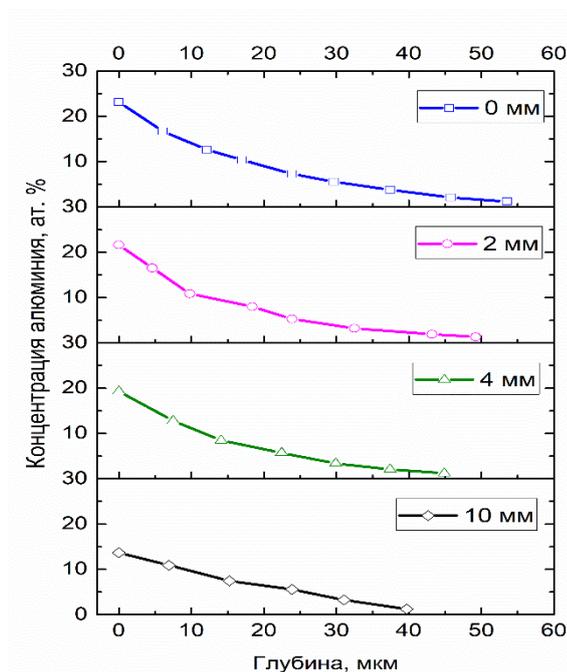


Рисунок 4.9. Распределение алюминия по глубине титановой мишени, облученной при температуре 700 °С, в зависимости от расстояния от центра высокоинтенсивного пучка ионов алюминия низкой энергии

Рентгеноструктурный анализ различных областей титановой мишени выявил неоднородность фазового состава титанового образца по сечению высокоинтенсивного пучка ионов алюминия низкой энергии (рис. 4.10).

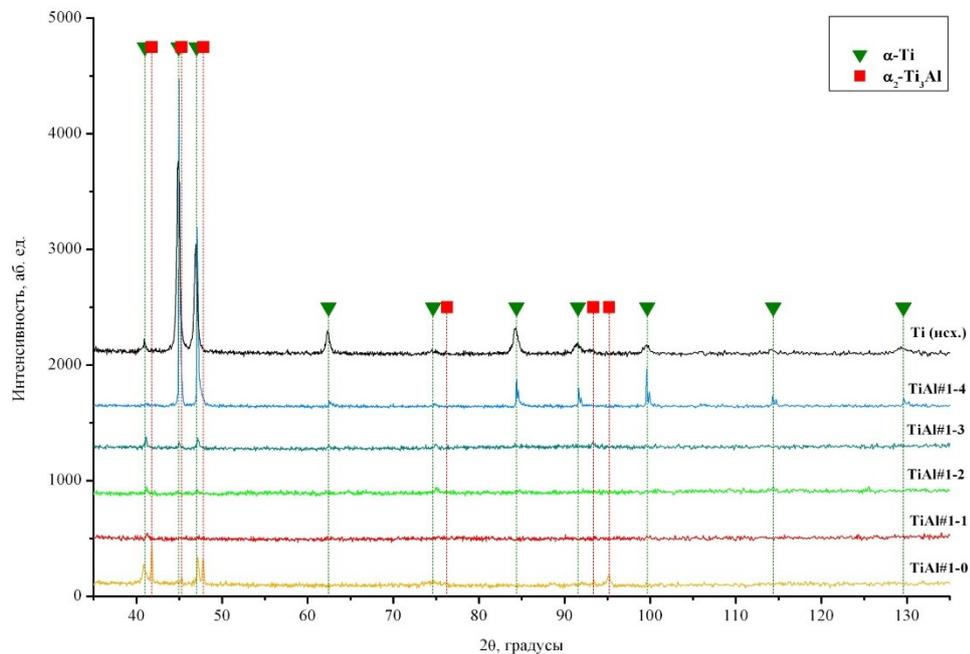


Рисунок 4.10. Фрагменты рентгенограмм, полученные по симметричной схеме съемки в кобальтовом $K\alpha$ -излучении, для образцов исходного титана и различных участков титана, имплантированного ионами алюминия

Так, на рентгеновской дифрактограмме части образца, соответствующей области от 0 до 3 мм от центра пучка, наблюдаются линии, характерные для интерметаллидного соединения $\alpha_2\text{-Ti}_3\text{Al}$ (структура $D0_{19}$). Также присутствуют линии, характерные для $\alpha\text{-Ti}$, параметры решетки которого после ионной имплантации алюминия составили: $a = 0,29593$ нм и $c = 0,47100$ нм. Расчет относительного количества сформированных фаз показал, что имплантированный поверхностный слой имеет следующий состав: $\alpha\text{-Ti}$ – 44 мас. %, $\alpha_2\text{-Ti}_3\text{Al}$ – 56 мас. %. При переходе от центральной области к областям, соответствующим интервалам от 3 до 6 мм и от 6 до 9 мм, соответственно, интенсивность рефлексов на рентгеновских дифрактограммах, характерных для $\alpha\text{-Ti}$, значительно снижается, а линии интерметаллидного соединения $\alpha_2\text{-Ti}_3\text{Al}$ вовсе отсутствуют. В тоже время,

уменьшение параметров кристаллической решетки, выявленное в данных областях, явно указывает на наличие твердого раствора алюминия в титане.

Формирование интерметаллидного соединения $\alpha_2\text{-Ti}_3\text{Al}$ в поверхностных слоях центральной области образца, имплантированного ионами алюминия, было также подтверждено результатами просвечивающей электронной микроскопии. На рисунках 4.11 и 4.12 представлены электронно-микроскопические изображения поперечного сечения образца титана, имплантированного при температуре 700 °С, полученные на разных глубинах от его ионно-легированной поверхности.

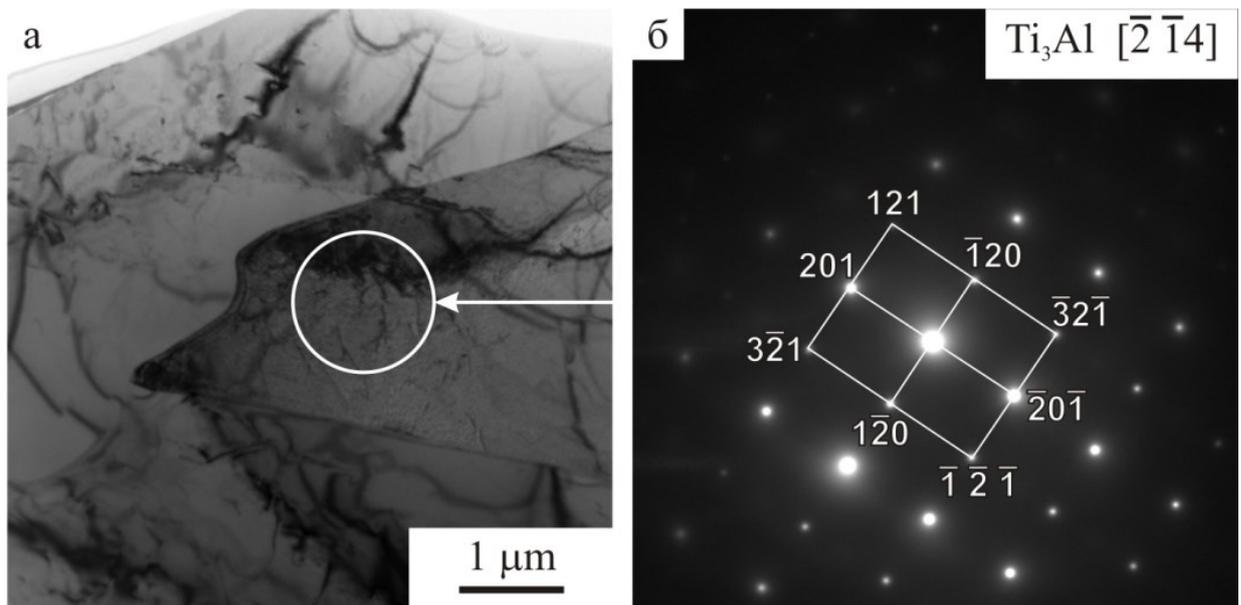


Рисунок 4.11. Электронно-микроскопические изображения ионно-легированного слоя титана (на поверхности образца), имплантированного ионами алюминия при 700 °С: а) светлопольное изображение; б) микродифракционная картина и схема ее индирования. Стрелкой указан участок образца, с которого получена микродифракционная картина

Анализ микродифракционных картин позволил установить, что для интерметаллидной фазы $\alpha_2\text{-Ti}_3\text{Al}$ характерны следующие оси ориентации: $\bar{2}\bar{1}4$, 012 , 122 , $3\bar{1}0$. Как видно из светлопольного изображения, представленного на рис. 4.12а, зерна интерметаллидной фазы $\alpha_2\text{-Ti}_3\text{Al}$, сформированные в ходе имплантации титана ионами алюминия, имеют несколько вытянутую форму, а их размер составляет порядка 10 мкм.

Дальнейший анализ ионно-легированного слоя титана выявил наличие интерметаллидной фазы в данной области на глубинах, превышающих 30 мкм.

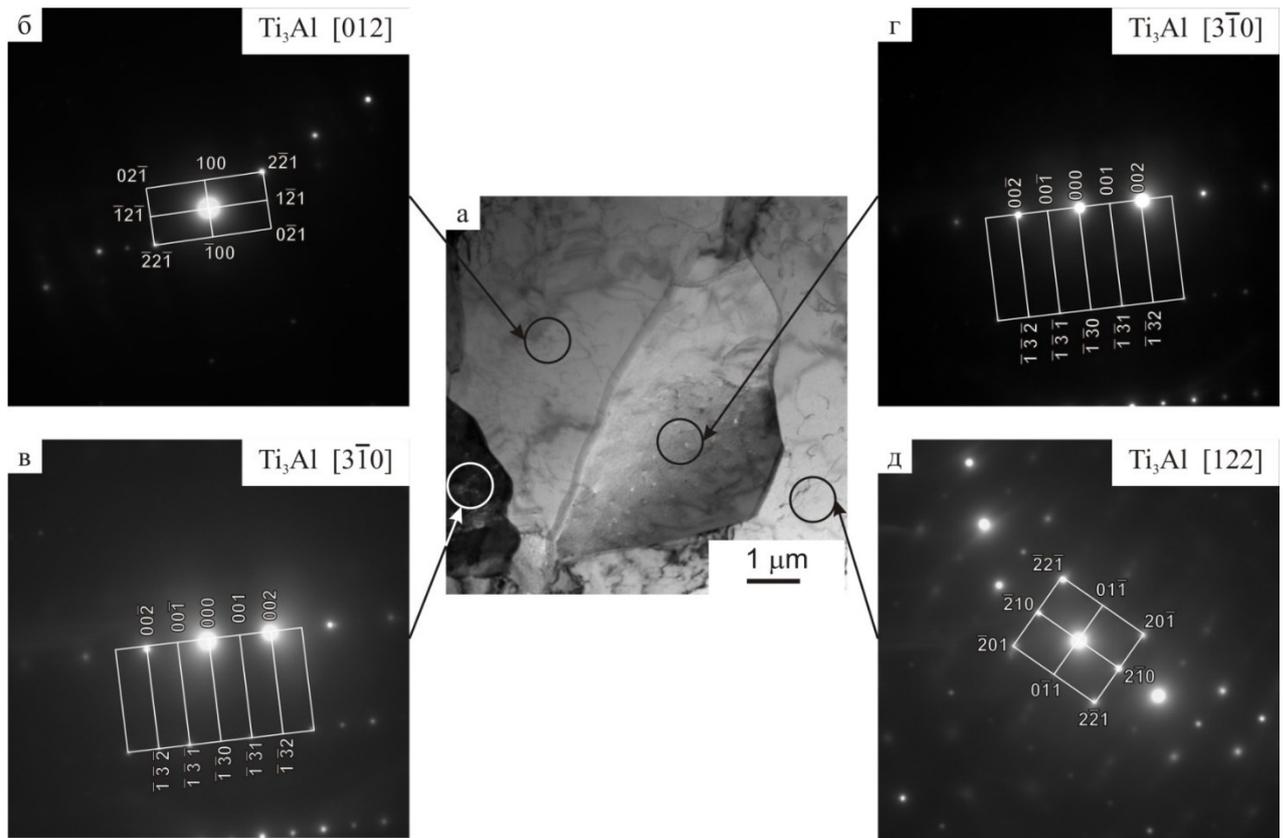


Рисунок 4.12. Электронно-микроскопические изображения ионно-легированного слоя титана (на глубине ≈ 10 мкм), имплантированного ионами алюминия при 700°C : а) светопольное изображение; б, в, г, д) микродифракционные картины и схемы их индентирования. Стрелками указаны участки образца, с которых получены соответствующие микродифракционные картины

4.5. Измерение механических и эксплуатационных характеристик образцов имплантированных низкоэнергетичными ионами металлов на примере системы Zr-Ti

Результаты влияния процессов высокоинтенсивной имплантации ионов металлов низкой энергии на эксплуатационные и механические характеристики модифицированных слоев показаны на примере системы Zr-Ti. Для анализа механических свойств модифицированного слоя были проведены измерения твердости и модуля Юнга. Результаты измерений с

учетом погрешности представлены на рисунке 4.13. Средние значения твердости имплантированных титаном образцов увеличиваются в сравнении со значениями твердости исходного циркониевого сплава (2.5-3 ГПа). Также наблюдается тенденция увеличения твердости модифицированного слоя с увеличением дозы имплантированного титана (рис. 4.13а). Наибольшее увеличение твердости имплантированного слоя составило примерно 50 % при нагрузках от 10 до 50 мН. Значения модуля Юнга имплантированных титаном образцов имеют достаточно большой разброс (рис. 4.13б), однако с учетом погрешности измерения находятся на уровне значений для исходного циркониевого сплава 130 ± 30 ГПа.

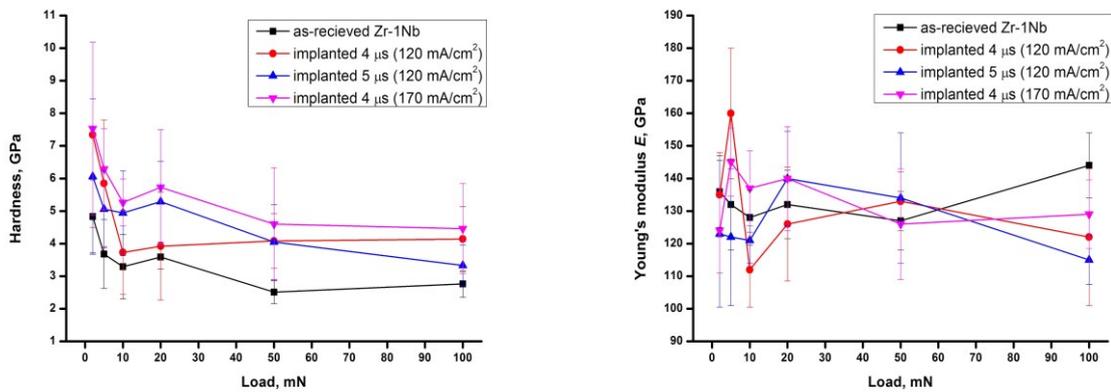


Рисунок 4.13. Твердость (а) и модуль Юнга (б) Zr-Ti образцов

Трибологические характеристики так же являются важным критерием, определяющим эксплуатационные свойства конструкционных сплавов. Для оценки износостойкости сплава после имплантации титана были проведены измерения коэффициента трения, а также трэков износа. На рис. 4.14 можно наблюдать флуктуации коэффициента трения для образцов до и после имплантации титана при испытаниях в зависимости от пройденных шаром кругов. Коэффициент трения циркониевого сплава после имплантации изменяется незначительно и лежит в диапазоне $0,45 \pm 0,05$, что является характерным для циркония при данных нагрузках [170].

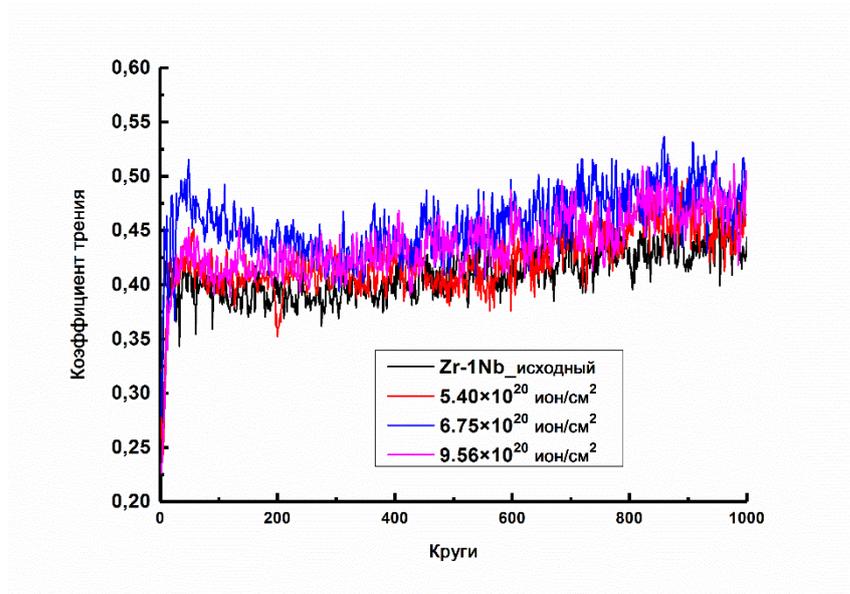


Рисунок 4.14. Эволюция коэффициента трения ионно-модифицированных образцов Zr-Ti

На рис. 4.15 показаны 3D-профили треков износа исходного образца и образцов после ионной имплантации. Профили треков характеризуются неравномерным износом материала. Данный эффект усиливается с увеличением дозы имплантации, что связано с увеличением шероховатости поверхности сплава. Измеренные значения средней шероховатости поверхности R_a составляют 0.08, 0.13, 0.17 и 0.8 мкм, соответственно.

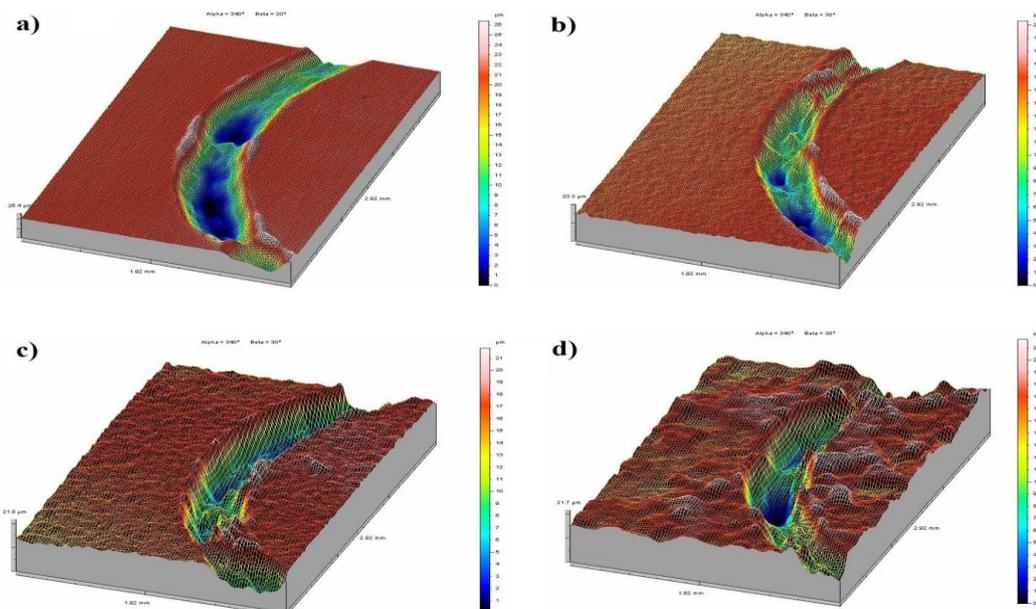


Рисунок 4.15. Профили треков износа

Величина износостойкости была оценена по данным измерения средней поперечной площади трека износа и представлена на рис. 4.16.

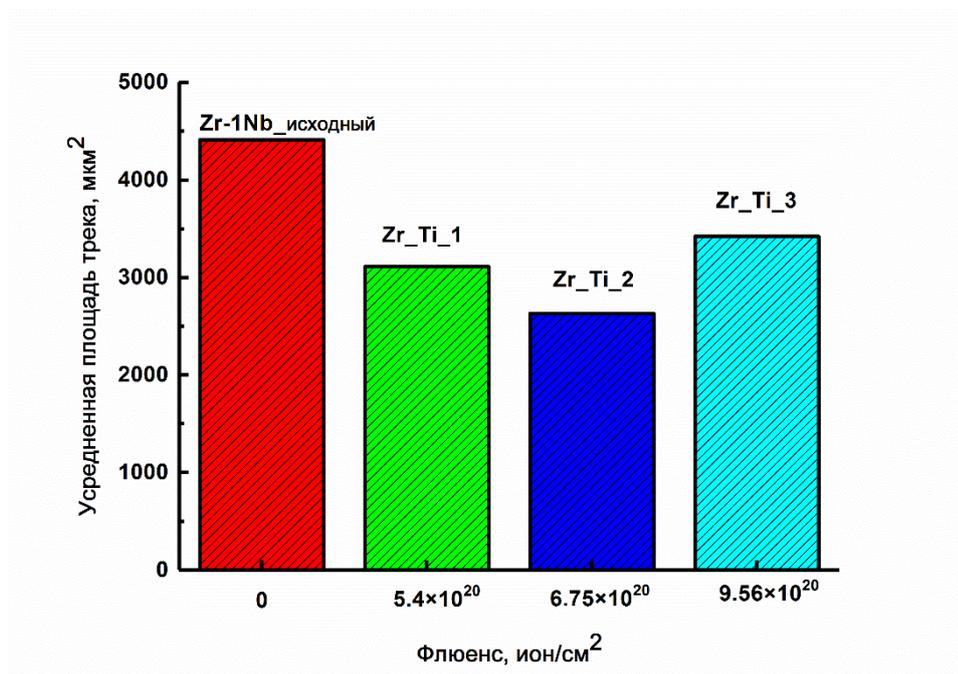


Рисунок 4.16. Средняя площадь трека износа на исследуемых образцах системы Zr-Ti

Для исходного сплава Zr-1Nb средняя площадь поперечного сечения составляет 4400 мкм², в то время как для имплантированных титаном образцов площадь износа снижается на 22-40 %, что свидетельствует о повышении износостойкости сплава. С увеличением дозы имплантации при плотности тока 120 мА/см² износостойкость сплава повышается, однако дальнейшее увеличение дозы имплантированного титана при более высокой плотности тока приводит к ухудшению износостойкости. Данное изменение может быть связано с высокой шероховатостью поверхности, а также изменениями структуры и повышением размера зерен сплава.

Выводы

1. Воздействие высокоинтенсивных пучков ионов металлов низкой энергии с плотностями ионного тока, достигающими десятков-сотен мА/см² приводит к формированию ионно-модифицированных слоев с толщинами,

многократно превышающими проективный пробег ионов низкой энергии. На примере систем Ni-Al, Zr-Ti и Ti-Al показана возможность получения легированных слоев с толщиной, достигающей 6, 16 и 50 мкм, соответственно.

2. Воздействие высокоинтенсивных пучков ионов металлов низкой энергии приводит к образованию в поверхностных и приповерхностных слоях материалов интерметаллидных фаз различной стехиометрии. На примере интерметаллидной системы Ti-Al, методами просвечивающей электронной микроскопии, продемонстрировано формирование интерметаллидных фаз на глубинах в десятки мкм.

3. Высокоинтенсивная имплантация ионов позволяет существенно улучшить эксплуатационные и механические свойства образцов. На примере системы Zr-Ti показана возможность увеличения твердости поверхностных слоев в 2-3 раза и износостойкости на 22-40 % в зависимости от режима имплантации.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты работы заключаются в следующем:

1. Совместное применение вакуумно-дугового источника с тангенциальным к поверхности катода магнитным полем, импульсно-периодических потенциалов смещения отрицательной полярности и оригинальной системы фильтрации микрокапельной фракции на основе дискового затеняющего электрода и свойств ионной оптики позволяет добиться полной очистки фокальной области высокоинтенсивного ионного пучка от макрочастиц вакуумно-дугового разряда.

2. Получены высокоинтенсивные коротко-импульсные ионные пучки с током до 1.15 А при амплитуде ускоряющего напряжения от 1.2 до 3 кВ, длительности импульса от 2 до 8 мкс и фиксированной частоте следования импульсов 10^5 имп/с.

3. При формировании высокоинтенсивных пучков ионов важное значение имеет время предварительной инжекции плазмы. В случае неполного заполнения пространства дрейфа пучка вакуумно-дуговой плазмой возникает существенное провисание потенциала, вплоть до образования виртуального анода с отражением части ионов в сторону экстрагирующего электрода.

4. Установлено, что даже в случае обеспечения полного предварительного заполнения пространства дрейфа вакуумно-дуговой плазмой, при формировании длинно-импульсных пучков ионов металлов возникают аperiodические неустойчивости, приводящие к срыву транспортировки ионного тока. Вероятность возникновения таких неустойчивостей повышается при увеличении длительности импульса потенциала смещения.

5. Нарботка пучковой плазмы при напуске в рабочую камеру аргона приводит к частичной или полной компенсации объемного заряда высокоинтенсивного ионного пучка и существенному улучшению условий

транспортировки низкоэнергетических коротко- и длинно- импульсных пучков ионов металлов.

6. Действие пространственного заряда препятствует идеальной баллистической фокусировке в фокальной области, соответствующей радиусу кривизны экстрагирующего электрода, и приводит к смещению максимума плотности ионного тока за фокальную плоскость. Так, при амплитуде потенциала смещения 3 кВ и длительности ускоряющего потенциала 4 мкс, в системе с радиусом кривизны сеточного электрода 7.5 см, максимальная плотность ионного тока достигает величины 390 мА/см² на расстоянии 9.5 см от входа в пространство дрейфа при полном токе 1.15 А.

7. Компенсация пространственного заряда в системе низкоэнергетический ионный пучок – вакуумно-дуговая плазма является сложным динамическим процессом, существенно влияющим на условия его фокусировки. Так, даже при полном заполнении пространства дрейфа вакуумно-дуговой плазмой, время нормализации потенциала, определяемое временем выхода плазменных ионов из области пучка, может достигать нескольких мкс.

8. Напуск инертного газа (аргона) в рабочую камеру приводит к увеличению эффективности нейтрализации пространственного заряда ионного пучка даже в условиях недостаточного предварительного заполнения пространства дрейфа вакуумно-дуговой плазмой, и позволяет получать сфокусированные пучки ионов металлов с плотностями ионного тока, достигающими нескольких сотен мА/см² при напряжении 3 кВ и длительности импульса потенциала смещения 8 мкс, при фиксированной частоте следования 10⁵ имп/с.

9. Воздействие высокоинтенсивных пучков ионов металлов низкой энергии с плотностями ионного тока, достигающими десятков-сотен мА/см², приводит к формированию ионно-модифицированных слоев с толщинами, многократно превышающими проективный пробег ионов низкой энергии. На

примере систем Ni-Al, Zr-Ti и Ti-Al показана возможность получения легированных слоев с толщиной, достигающей 6, 16 и 50 мкм, соответственно.

10. Воздействие высокоинтенсивных пучков ионов металлов низкой энергии приводит к образованию в поверхностных и приповерхностных слоях материалов интерметаллидных фаз различной стехиометрии. На примере интерметаллидной системы Ti-Al, методами просвечивающей электронной микроскопии, продемонстрировано формирование интерметаллидных фаз на глубинах в десятки мкм.

11. Высокоинтенсивная имплантация ионов позволяет существенно улучшить эксплуатационные и механические свойства образцов. На примере системы Zr-Ti показана возможность увеличения твердости поверхностных слоев в 2-3 раза и износостойкости на 22-40 % в зависимости от режима имплантации.

Достоверность и обоснованность результатов работы подтверждается систематическим характером исследований, использованием независимых дублирующих экспериментальных методик, а также сравнением полученных результатов с результатами других исследователей, как в нашей стране, так и за рубежом.

Личный вклад автора состоит в проведении комплекса исследований по формированию, транспортировке и фокусировке высокоинтенсивных пучков ионов металлов низкой энергии в различных условиях нейтрализации их пространственного заряда, а также проведению исследований по формированию интерметаллидных слоев и изменению их макроскопических свойств. Автором самостоятельно выдвинуты защищаемые научные положения, сделаны выводы и даны рекомендации по результатам исследования. Обсуждение задач исследований, методов их решения и результатов осуществлялось совместно с соавторами, фамилии которых указаны в опубликованных по теме диссертации работах.

Автор выражает глубокую благодарность научному руководителю доктору физико-математических наук, профессору А.И. Рябчикову за постановку задач исследования, многочисленные полезные обсуждения.

Автор благодарит кандидата технических наук Д.О. Сивина, кандидата физико-математических наук П.С. Ананьина, инженера-проектировщика II-категории С.В. Дехтярева, коллектив Научной лаборатории высокоинтенсивной имплантации ионов, а также доктора физико-математических наук Т.В. Коваль, кандидата физико-математических наук Е.Б. Кашкарова и научный коллектив, сформированный в рамках выполнения проекта РФФИ (№ 17-19-01169) за полезные обсуждения и помощь в проведении экспериментов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Данилин Б.С. Применение низкотемпературной плазмы для нанесения тонких пленок. – М.: Энергоатомиздат, 1989. – 328 с.
2. Диденко А.Н., Лигачев А.Е., Куракин И.Б. Воздействие пучков заряженных частиц на поверхность металлов и сплавов.– М.: Энергоатомиздат, 1987.–187 с.
3. Быстрицкий В.М., Диденко А.Н. Мощные ионные пучки. – М.: Энергоатомиздат, 1984. – 152 с.
4. Пранявичюс Л., Дудонис Ю. Модификация свойств твердых тел ионными пучками. – Вильнюс: Мокслас, 1980. – 342 с.
5. Аброян И.А., Андронов А.Н., Титов А.И. Физические основы электронной и ионной технологии. – М.: Высшая школа, 1984. – 214 с.
6. Барвинок В.А. Управление напряженным состоянием и свойства плазменных покрытий. – М.: Машиностроение, 1990. – 384 с.
7. Комаров Ф.Ф. Ионная имплантация в металлы.–М.: Metallurgy, 1990. – 216 с.
8. Гусева М.И. Ионная имплантация в металлах // Поверхность. Физика, химия, механика. – 1982. – № 4. – С. 27–50.
9. Хирвонен Дж. Ионная имплантация. – М.: Metallurgy, 1985. – 392 с.
10. Риссел Х., Руге И. Ионная имплантация. / Пер. с нем.; под ред. М.И. Гусевой. – М.: Наука, 1983. – 326 с.
11. Mattox D.M. Handbook of Physical Vapor Deposition (PVD) Processing: Film Formation, Adhesion, Surface Preparation and Contamination Control; New Jersey: Noyes Publications, 1998.
12. Poate J.M., Foti G. and Jacobson D.C. Surface Modification and Alloying by Laser, Ion, and Electron Beams; Springer, Berlin, 2013.
13. Williams J. S. and Poate J. M. Ion Implantation and Beam Processing; Academic, Orlando, 1984.

14. Brown I.G. Vacuum arc ion sources // Review of Scientific Instruments. – 1994. – V. 65. – P. 3061–3081.
15. Bugaev S.P., Oks E.M., Shchanin P.M., Yushkov G.Yu. Titan, a source of gas and metal ions based on a contracted discharge and vacuum arc // Russian physical journal. – 1994. – V. 37, №3. – P. 245–254.
16. Гаврилов Н.В. Емлин Д.Р. Каменецих А.С. Источник ленточного пучка газовых ионов с широкоапертурным холодным полым катодом // ПТЭ. – 2003. № 1. – С. 85–89.
17. Гаврилов Н. В. Технологические источники широких пучков газовых ионов на основе дугового и тлеющего разрядов в магнитном поле: дис. ... д-р техн. наук: 01.04.13 / Н. В. Гаврилов. – Екатеринбург, 1999. – 39 с.
18. Ryabchikov A.I., Stepanov I.B., Dektjarev S.V., and Sergeev O.V. Vacuum arc ion and plasma source Raduga 5 for materials treatment // Review of Scientific Instruments. – 1998. –V. 69. – P. 810–813.
19. Nikolaev A.G., Oks E.M., Savkin K.P., Yushkov G.Yu., and Brown I.G. Upgraded vacuum arc ion source for metal ion implantation // Review of Scientific Instruments. – 2012. V. 83, №2. – P. 02A501 (1–3).
20. Handbook of Plasma Immersion Ion Implantation and Deposition. Editor Anders, André, 1st edition.– John Wiley & Sons.– New York, 2000.– 760 p.
21. Widner M., Alexeff I., Jones W.D. and Lonngren K.E. Ion acoustic wave excitation and ion sheath evolution // Physics of Fluids. – 1970. – V. 13. – P. 2532-2540.
22. Arzubov N.M., Isaev G.P. and Ryabchikov A.I., in Proceedings of the 6th All-Union Symposium on High Current Electronics, Tomsk, Part III, p. 184 (1986) (in Russian)
23. Conrad J.R., Radtke J.L., Dodd R.A., Worzala F.J., Tran N.C., Plasma source ion-implantation technique for surface modification of materials // Journal of Applied Physics. – 1987. – V. 62. – P. 4591.

24. Arzubov N.M., Isaev G.P., Ryabchikov A.I., High-intensity frequency-pulse ion accelerator on the base of vacuum arc // *Pribory i Tekhnika Eksperimenta*. – 1988. – P. 28-31.
25. Anders A. Metal plasma immersion ion implantation and deposition: a review // *Surface and Coatings Technology*. – 1997. – V. 93, №2-3. – P. 158–167.
26. Adler R.J. and Picraux S.T. Repetitively pulsed metal ion beams for ion implantation // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*. – 1985. – V. 6, №1–2. – P. 123–128.
27. Anders A., Anders S., Brown I.G., M.R. Dickinson and MacGill R.A. Metal plasma immersion ion implantation and deposition using vacuum arc plasma sources // *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures Processing, Measurement, and Phenomena*. – 1994. – V. 12. – P. 815.
28. Ryabchikov A. I., Dektjarev S. V. and Stepanov I. B. Metal vapor vacuum arc ion sources “Raduga” // *Review of Scientific Instruments*. – 1994. – V. 65. – P. 3126.
29. Баженов Г.П., Бугаев С.П., Ерохин Г.П., Киселев В.Н., Лигачев Н.Е., Чесноков С.М., Янчук А.В. Источник ионов металлов на основе дугового разряда с холодным катодом // *Сильноточная электроника: Тез. докл. V Всес. Симп.* – Томск, 1984. – Т. 2. – С. 93–95.
30. Disatnik G., Boxman R.L. and Goldsmith S. Characteristics of macroparticle emission from a high-current-density multi-cathode spot vacuum arc // *IEEE Transactions on Plasma Science*. – 1987. – PS-15. – P. 520–523.
31. Shalev S., Goldsmith S., Boxman R.L., Einav S. and Avidor J.M. Laser Doppler anemometry: a tool for studying macroparticle dynamics in a vacuum arc // *Journal of Physics E: Scientific Instruments*. – 1984. – V. 17. – P. 56–61.
32. Shalev S., Boxmann R.L. and Goldsmith S.J. Velocities and emission rates of cathode-produced molybdenum macroparticles in a vacuum arc // *Journal of Applied Physics*. – 1985. – V. 58. – P. 2503–2507.

33. Shalev S., Boxman R.L. and Goldsmith S. Macroparticle Dynamics During Multi-Cathode-Spot Vacuum Arcs // IEEE Transactions on Plasma Science. – 1986. – PS-14. – P. 59–62.

34. Gellert B. and Schade E. Optical investigation of droplet emission in vacuum interrupters to improve contact materials // XIVth Int. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Santa Fe. – 1990. – P. 450–454.

35. Boxman R.L. and Goldsmith S. Macroparticle contamination in cathodic arc coatings: Generation, transport and control // Surface and Coatings Technology. – 1992. – V. 52. – P. 39–50.

36. Аксенов И.И., Хороших В.М. Потоки частиц и массоперенос в вакуумной дуге. Обзор. – М.: ЦНИИ “Атоминформ”, 1984. – 57с.

37. Раховский В.И. Физические основы коммутации электрического тока в вакууме. – М.: Наука, 1970. – 536 с.

38. Хороших В.М. Стационарный дуговой разряд низкого давления в системах плазменной обработки поверхностей: Дис. ... докт. физ. – мат. наук. Харьков: ННЦ ХФТИ, 2002. – 313 с.

39. Аксенов И.И., Коновалов И.И., Кудрявцева Е.Е., Кунченко В.В., Падалка В.Г., Хороших В.М. Исследование капельной фазы эрозии катода стационарной вакуумной дуги // ЖТФ. – 1984. - №54. – С. 1530-1533.

40. Рябчиков А.И. Устройство для очистки плазмы дугового испарителя от микрочастиц: пат. 2108636 Рос. Федерация. № 96108298/09; заявл. 23.04.96; опубл. 10.04.98.

41. Рябчиков А.И., Степанов И.Б., Исаков П.Я. Особенности формирования очищенных от микрокапельной фракции потоков плазмы и пучков ионов металла в источниках на основе непрерывного вакуумно-дугового разряда // Взаимодействие излучений с твердым телом: Материалы III международной конференции. – Минск, 1999. – Ч. 1. – С. 66–69.

42. Storer J., Galvin J.E., Brown I.G. Transport of vacuum arc plasma through straight and curved magnetic ducts // Journal of Applied Physics. – 1989. – V. 66, №11. – P. 5245–5250.

43. Аксенов И.И., Белоус В.А., Падалка В.Г., Хороших В.М. Транспортировка плазменных потоков в криволинейной плазмооптической системе // Физика плазмы. – 1978. – Е. 4, №4. – С. 758-763.

44. Хижняк Н.С. Движение плазменного сгустка в магнитном поле тороидального соленоида // ЖТФ. – 1965. Т.35, №5. – С. 847-845.

45. Keidar M., Beilis I.I., Voxman R.L., Goldsmith S. Transport of macroparticles in magnetized plasma duct // IEEE Transactions on Plasma Science. – 1996. – V. 24, №1. – P. 226-234.

46. Keidar M., Beilis I.I., Aharinov R., Arbilly D. et al. Macroparticle distribution in a quarter-torus plasma duct filtered vacuum arc deposition system // Journal of Physics D: Applied Physics. – 1997. – V. 30. – P. 2972-2978.

47. Плюто А.А. Ускорение положительных ионов в расширяющейся плазме вакуумных искр // ЖЭТФ. – 1969. – Т. 39. – В. 6. – С. 1589–1592.

48. Плюто А.А. Исследование сильноточных импульсных пучков заряженных частиц и процессы ускорения ионов в электронном пучке: Дис. ... доктора физ.- мат. наук. – Сухуми, 1969. – 330 с.

49. Prewett P.D. and Holmes R. A vacuum arc source for C⁺ ions // Journal of Physics E: Scientific Instruments. – 1979. – V. 12. – P. 179.

50. Humphries S. Jr., Savage M. and Woodall D.M. Grid- controlled extraction of pulsed ion beams // Journal of Applied Physics. – 1985. – V. 47. – P. 468.

51. Burkhart C., Coffey S., Cooper G., Humphries S., Jr., Len L.K., Logan A.D., Savage M. and Woodall D.M. Vacuum arc arrays for intense metal ion beam injectors // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms. – 1985. – V. 10–11. – P. 792.

52. Humphries S., Jr., Burkhart C. and Len L.K. The Physics and Technology of Ion Sources, Ed. I.G. Brown; Wiley, New York, 1989. – P. 397.

53. Badgenov G.P., Bugaev S.P. Erokhin G.P., Kiselev V.N., Ligatchev A.E., Chesnokov S.M. and Ianchiuck A.V. // Proc. 5th All-Union Symp. on High Current Electronics, Tomsk, Russia. – 1984. – Part II. – P. 93 (in Russian).

54. Bugaev S.P., Nikolaev A.G., Oks E.M., Schanin P.M. and Yushkov G.Yu., The “TITAN” ion source // Review of Scientific Instruments. – 1994. – V. 65. – P. 3119.
55. Ryabchikov A.I. Emission properties of broad- beam vacuum arc ion sources // Review of Scientific Instruments. – 1992. – V. 63. – P. 2425.
56. Tolopa A.M. TAMEK—Sources and techniques for high- dose implantation, ion beam mixing, and ion- beam assisted deposition of metal ions // Review of Scientific Instruments. – 1994. – V. 65. – P. 3134.
57. Brown I.G. and Oks E.M. Vacuum arc ion sources—a brief historical review // IEEE Transactions on Plasma Science. – 1997. – V. 25. – P. 1222.
58. Korolev Yu.D., Mesiatz G.A. Field Emission and Explosive Processes in Gas Discharge, Novosibirsk: Nauka Science, 1982.
59. Mesyats G.A., Cathode Phenomena in a Vacuum Discharge (Nauka, Moscow, 2000).
60. Boxman R.L., Martin P.J. and Sanders D.M. (Eds.), Handbook of Vacuum Arc Science and Technology; Noyes, New York, 1995.
61. Lafferty J.M. (Ed.), Vacuum Arcs – Theory and Application; Wiley, New York, 1980.
62. Jüttner B. Cathode spots of electric arcs // Journal of Physics D: Applied Physics. – 2001. – V. 34. – R103.
63. Hantzsche E. Mysteries of the arc cathode spot: A retrospective glance // IEEE Transactions on Plasma Science. – 2003. – V. 31. – P. 799–808.
64. Ivanov V.A., Jüttner B. and Pursch H. Time-resolved measurements of the parameters of arc cathode plasmas in vacuum // IEEE Transactions on Plasma Science. – 1985. – V. 13. – P. 334–336.
65. Siemroth P., Schülke T., and Witke T. Investigations of cathode spots and plasma formation of vacuum arcs by high speed microscopy and spectrography // IEEE Transactions on Plasma Science. – 1997. – V. 25. – P. 571–579.

66. Hohenbild St., Grübel Chr., Yushkov G. Yu., Oks E. M. and Anders A. A study of vacuum arc ion velocities using a linear set of probes // *Journal of Physics D: Applied Physics*. – 2008. – V. 41 (205210).

67. Месяц Г.А. Эктоны: в 3 ч. / Г.А. Месяц; Институт электрофизики УрО РАН. – Екатеринбург: Наука, 1993.– Ч. 1: Взрывная эмиссия электронов. – 1993. – 184 с.

68. Ivanov V.A., Jüttner B. and Pursch H. Time-Resolved Measurements of the Parameters of Arc Cathode Plasmas in Vacuum // *IEEE Transactions on Plasma Science*. – 1985. – V. 13. – P. 334.

69. Tanberg R. On the Cathode of an Arc Drawn in Vacuum // *Physical Review*. – 1930. – V. 35. – P. 1080.

70. Plyutto A.A., Ryzhkov V.N. and Kapin A.T. High speed plasma streams in vacuum arcs // *Sov. Phys. JETP*. – 1965. – V. 20. – P. 328.

71. Davis W.D. and Miller H.C. Analysis of the Electrode Products Emitted by dc Arcs in a Vacuum Ambient // *Journal of Applied Physics*. – 1969. – V. 40. – P. 2212.

72. Yushkov G.Yu., Anders A., Oks E.M., Brown I.G. Ion velocities in vacuum arc plasmas // *Journal of Applied Physics*. – 2000. – V. 88. – P. 5618.

73. Reece M.P. The vacuum switch // *Proceedings of the IEEE*. – 1963. – V. 110. – P. 793–811.

74. Miller H.C. Electrical discharges in vacuum // *IEEE Transactions on Electrical Insulation*. – 1990. – V. 25. – P. 765–860.

75. Puchkarev V.F. and Chesnokov S.M. Erosion rate and voltage distribution in contracted (with cathode spot) and diffuse (spotless) low-current vacuum arcs // *Journal of Physics D: Applied Physics*. – 1992. – V. 25. – P. 1760–1766.

76. Anders A., published in proceedings of International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, ISDEIV November 2014 (2014).

77. Anders A. The fractal nature of cathode spots // *IEEE Transactions on Plasma Science*. – 2005. – V. 33. – P. 1456–1464.

78. Mandelbrot B.B. The Fractal Geometry of Nature; New York: W.H. Freeman and Company, 1983.
79. Schroeder M. Fractals, Chaos, Power Laws: Minutes from an Infinite Paradise, 8th ed. New York: W.H. Freeman and Company, 2000.
80. Anders A., Oks E. M. and Yushkov G. Yu. Cathodic arcs: Fractal voltage and cohesive energy rule // Applied Physics Letters. – 2005. – V. 86. – 211503.
81. Кесаев И.Г. Катодные процессы электрической дуги. – М.: Наука, 1968. – 244 с.
82. Андреев А.А. Электронно-магнитная модель катодного пятна вакуумной дуги // Вопросы атомной науки и техники. Серия «Плазменная электроника и новые методы ускорения». – 2003. – №4. – С. 203–207.
83. Андреев А.А. Физическая электронно-магнитная модель катодного пятна вакуумной дуги // Вісник Харківського національного університету. Сер. фізична «Ядра, частинки, поля». – 2007. – №763. – С. 32–40.
84. Месяц Г.А., Проскуровский Д.И. Импульсный электрический разряд в вакууме. – Новосибирск: Наука, 1984. – 256 с.
85. I.B. Stepanov et al., Plasma immersion ion charge state and mass spectrometer // Review of scientific instruments. – 2014. – V. 85(2). – 4852219.
86. Yushkov G. Yu, Nikolaev A.G., Frolova V.P., Oks E.M., Rousskikh A.G., Zhigalin A.S. Multiply charged metal ions in high current pulsed vacuum arcs // Physics of Plasmas. – 2017. – V. 24, №12. – 123501 (1-8).
87. Yushkov G. Yu, Nikolaev A.G., Oks E.M., Frolova V.P. A vacuum spark ion source: High charge state metal ion beams // Review of Scientific Instruments. – 2016. – V. 87, №2. – 02A905 (1-3).
89. Daalder J.E., Cathode spots and vacuum arcs // Physica C: Superconductivity and its Applications. – 1981. – V. 104C. P. 91–106.
90. Удрис Я.Я. О разрушении материала катодным пятном дуги // Радиотехника и электроника. – 1963. – №6. – С. 1057–1065.

91. Utsumi T. and English J.H. Study of electrode products emitted by vacuum arcs in form of molten metal particles // *Journal of Applied Physics*. – 1975. – V. 46. – P. 126–131.
92. Tuma D.T., Chen C.L. and Davis D.K. Erosion products from the cathode spot region of a copper vacuum arc // *Journal of Applied Physics*. – 1978. – V. 49. – P. 3821–3831.
93. Kandah M. and Meunier J.-L. Study of microdroplet generation from vacuum arcs on graphite cathodes // *Journal of Vacuum Science & Technology A*. – 1995. – V. 13. – P. 2444–2450.
94. Kandah M. and Meunier J.-L. Erosion study on graphite cathodes using pulsed vacuum arcs // *IEEE Transactions on Plasma Science*. – 1996. – V. 24. – P. 523–527.
95. Anders S., Anders A., Yu K.M., Yao X.Y. and Brown I.G. On the macroparticle flux from vacuum arc cathode spots // *IEEE Transactions on Plasma Science*. – 1993. – V. 21. – P. 440–446.
96. Schulke T. and Anders A. Velocity distribution of carbon macroparticles generated by pulsed vacuum arcs // *Plasma Sources Science and Technology*. – 1999. – V. 8. – P. 567–571.
97. Monteiro O. and Anders A. Vacuum-arc-generated macroparticles in the nanometer range // *IEEE Transactions on Plasma Science*. – 1990. – V. 27. – P. 1030–1033.
98. Аксенов И.И., Белоус В.А., Падалка В.Г., Хороших В.М. Патент Швейцарии №8201888-8, М. кл. H05H 1/50, 24.03.82.
99. Сивин, Д.О. Формирование ленточных и псевдоленточных пучков ионов металлов и плазмы: дис. ... канд. техн. наук: 01.04.20 / Сивин Денис Олегович. – Томск, 2010. – 153 с.
100. Stepanov I.B. et al. Investigation of filtered vacuum arc plasma application for TiAlN and TiSiB coatings deposition using ion beam and plasma material processing // *Surface and Coatings Technology*. – 2016. – V. 296. – P. 20–25.

101. Anders A. Growth and decay of macroparticles: A feasible approach to clean vacuum arc plasmas? // *Journal of Applied Physics*. – 1997. – V. 82. – P. 3679–3687.
102. Батраков А.В., Ютнер Б., Попов С.А., Проскуровский Д.И., Фогель Н. Капельное пятно – новый объект в физике вакуумного разряда // *Письма в ЖЭТФ*. – 2002. – Т. 75, вып. 2. – С. 84-91.
103. Tau C.N., Koh E.S., Akari K. Macroparticles on TiN films prepared by the arc ion plating process // *Surface and Coatings Technology*. – 1990. – V. 43–44. – P. 324.
104. Keidar M., Beilis I.I. Macroparticle reflection from a biased substrate in a vacuum arc deposition system // *IEEE Transactions on Plasma Science*. – 1999. – V. 27. – P. 810–812.
105. Ryabchikov A.I., Sivin D.O., Bumagina A.I. Physical mechanisms of macroparticles number density decreasing on a substrate immersed in vacuum arc plasma at negative high frequency short-pulsed biasing // *Applied Surface Science*. – 2014. – V. 305. – P. 487–491.
106. D.O. Sivin et al., Titanium macroparticles density decreasing on the sample immersed in plasma at repetitively pulsed biasing // *Applied Surface Science*. – 2014. – V. 310. – P. 126–129.
107. A.I. Ryabchikov et al., Unfiltered aluminium vacuum arc plasma application for high frequency short-pulse plasma immersion ion implantation // *Advanced Material Research* – 2014. – V. 880. – P. 155–160.
108. Рябчиков А.И. Импульсно-периодические многофункциональные источники ионов на основе вакуумной дуги и нетрадиционные методы ионно-лучевой, ионно-плазменной обработки материалов.: дис. ... доктора физ.-мат. наук./А.И. Рябчиков; Томский политехнический университет. –Томск.,1994. – 257 с.
109. Brown I.G. Vacuum arc ion charge-state distribution / I.G. Brown, X. Godechot // *IEEE Transactions on Plasma Science*. –1991. – v. 19, №5. –P.713–717.

110. Anders A. A periodic table of ion charge-state distributions observed in the transition region between vacuum sparks and vacuum arcs // IEEE Transactions on Plasma Science. – 1993. – V. 21, №3. – P. 305-311.

111. Рябчиков А.И., Ананьин П.С., Дектярев С.В., Сивин Д.О., Шевелев А.Э. Плазменно-иммерсионное формирование высокоинтенсивных ионных пучков // Письма в Журнал технической физики. 2017. Т. 43. № 23. С. 3-10.

112. Gavrilov N.V., Mesyats G.A., Nikulin S.P., Radkovskii G.V., Elkind A., Perry A.J. and Treglio J.R. New broad beam gas ion source for industrial application // Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films. – 1996. – V. 14. – P. 1050.

113. Ryabchikov A.I., Petrov A.V., Stepanov I.B., Shulepov I.A., Tolmachjeva V.G. High current and high intensity pulsed ion beam sources for combined treatment of materials // Review of Scientific Instruments. – 2000. – V. 71. – P. 783–785.

114. Ryabchikov A.I., Nasyrov R.A. Repetitively pulsed, high-concentration implantation // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms. – 1991. – V. 61. P. 48–52.

115. Son J.R., Lee H.M. Phenomenological phase diagram calculation of the Ni-Al system in the Ni-rich region // Acta Materialia. – 1997. – V. 45 (11). – P.4743.

116. Гринберг Б.А., Иванов М.А. Интерметаллиды Ni₃Al и TiAl: микроструктура, деформационное поведение, Екатеринбург: УрО РАН, 2002. – 359 с.

117. Was G.S. Surface mechanical properties of aluminum implanted nickel and co-evaporated Ni–Al on nickel // Journal of Materials Research and Technology. – 1990. –V. 5(8). –P.1668–1683.

118. Kurzina I. A., Kozlov E. V., Sharkeev Yu. P., Ryabchikov A. I., Stepanov I. B., Bozhko I. A., Kalashnikov M. P., Sivin D. O., Fortuna S. V. Influence of ion implantation on nanoscale intermetallic-phase formation in Ti–Al, Ni–Al and Ni–Ti systems // Surface and Coatings Technology. – 2007. – V. 201. – P. 8463-8468.

119. Kozlov E.V., Ryabchikov A.I., Sharkeev Yu.P. et al. Formation of intermetallic layers at high intensity ion implantation // *Surface and Coatings Technology*. – 2002. – V. 158–159. – P. 343.

120. Wei R. Low energy, high current density ion implantation of materials at elevated temperatures for tribological applications // *Surface and Coatings Technology*. – 1996. – V. 83. – P. 218–227.

121. Гаврилов Н. В., Меньшаков А. И. Влияние параметров электронного пучка и ионного потока на скорость плазменного азотирования аустенитной нержавеющей стали // *ЖТФ*. – 2012. – Т. 82, №3. – С. 88-93

122. Spädtke P. The role of space charge compensation for ion beam extraction and ion beam transport // *Review of Scientific Instruments*. – 2014. – V. 85. – 02A744.

123. Dudin S.V., Zikov A.V. and Farenik V.I. Low-energy ion beam space-charge neutralization // *Review of Scientific Instruments*. – 1994. – V. 65. – P. 1451.

124. Шулаев В.М., Андреев А.А., Руденко В.П., Модернизация вакуумно-дуговых установок для синтеза покрытий и азотирования методом ионной имплантации и осаждения // *ФИП*. – 2006. – Т. 4, №3-4.

125. Ertürk E., Heuvel H.J., Dederichs H.G., Comparison of the steered arc and random arc techniques // *Surface and Coatings Technologies*. – 1989. – V. 39–40. – P. 455-464.

126. Ramalingam S. Steered arc coating with thick targets, Патент США US 5298136 A, 18.08.1987

127. Swift P.D. Macroparticles in films deposited by steered cathodic arc // *Journal of Physics D: Applied Physics*. – 1996. – V. 29. – P. 2025.

128. Stepanov I.B., Ryabchikov A.I., Ananin P.S., Sivin D.O., Shevelev A.E., Zhelomsky S.G. Tangential cathode magnetic field and substrate bias influence on copper vacuum arc macroparticle content decreasing // *Surface and Coatings Technology*. – 2016. – V. 306, Part A. – P. 21–24.

129. Ryabchikov A.I., Ananin P.S., Shevelev A.E., Dektyarev S.V., Sivin D.O., Ivanova A.I. Joint influence of steered vacuum arc and negative repetitively pulsed

bias on titanium macroparticles suppression // *Surface and Coatings Technology*. – 2018. – V. 355. – P. 240–246.

130. Ryabchikov A.I., Sivin D.O., Ananin P.S., Shevelev A.E., Shulepov I.E. Titanium macroparticle fraction suppression with steered arc and negative pulse biasing // *Journal of Industrial Pollution Control*. – 2016. – V. 32(2). – P. 406-410.

131. Ryabchikov A.I., Ananin P.S., Shevelev A.E. Application of a Tangential Magnetic Field and Negative Repetitively Pulsed Bias for Suppression of Vacuum-Arc Copper Macroparticles // *Russian Physics Journal*. – 2016. – V. 59 (6). – P. 900–906.

132. Anders A. *Cathodic Arcs*; Springer Science Business Media, LLC 2008 – P. 265-298.

133. Ryabchikov A.I., Sivin D.O., Bumagina A.I., Shevelev A.E., Shulepov I.A., Ananin P.S. Influence of repetitively pulsed negative bias parameters on macroparticle surface density // *Journal of Industrial Pollution Control*. – 2016. – V. 32(2). – P. 467–471.

134. Ryabchikov A.I., Ananin P.S., Sivin D.O., Dektyarev S.V., Bumagina A.I., Shevelev A.E., Andriyashin D.A. Influence of negative bias pulse parameters on accumulation of macroparticles on the substrate immersed in titanium vacuum arc plasma // *Surface and Coatings Technology*. – 2016. – V. 306. – P. 251–256.

135. Ryabchikov A.I., Ananin P.S., Dektyarev S.V., Sivin D.O., Shevelev A.E. High intensity metal ion beam generation // *Vacuum*. – 2017. – V. 143. – P. 447.

136. Ryabchikov A.I., Shevelev A.E., Sivin D.O., Ivanova A.I., Medvedev V.N. Low energy, high intensity metal ion implantation method for deep dopant containing layer formation // *Surface and Coatings Technology*. – 2018. – V. 355. – P. 123–128.

137. *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing*, edited by M. A. Lieberman and A. J. Lichtenberg (John Wiley & Sons, New York, 2005).

138. Lieberman M.A. Model of plasma immersion ion implantation // *Journal of Applied Physics*. – 1989. – V. 66 (7). – P. 2926-2929.

139. Ryabchikov A.I., Shevelev A.E., Sivin D.O., Koval T.V., An T.M.K. High intensity, macroparticle-free, aluminum ion beam formation // *Journal of Applied Physics*. – 2018. – V. 123 (23). – 233301.

140. Рябчиков А.И., Сивин Д.О., Шевелев А.Э., Ананьин П.С. Закономерности плазменно-иммерсионного формирования длинно-импульсных высокоинтенсивных пучков ионов титана // *Известия высших учебных заведений. Физика*. – 2018. – Т. 61, № 7. – С. 139-146.

141. Ryabchikov A.I., Shevelev A.E., Anan'in P.S., Sivin D.O. Generation of High-Intensity Aluminum-Ion Beams at Low Energy // *Technical Physics*. – 2018. – V. 63 (10). – P. 1516-1524.

142. Елизаров А.А. Физика интенсивных электронных и ионных пучков. Учебное пособие. – Моск. гос. ин-т электроники и математики. М., – 2007. – 40 с.

143. Незлин М.В. Динамика пучков в плазме. – М.: Энергоиздат, 1982. – 264 с.

144. Лоусен Дж.Д. Физика пучков заряженных частиц. Пер. с англ. М., Мир, 1980.

145. Бурсиан В.Р., Павлов В.И. Об одном частном случае влияния объемного заряда на прохождение потока электронов в пустоте // *журн. рус. физ.-хим. об-ва*. – 1923. – Т. 55. – С. 71.

146. Миллер Р. Введение в физику сильноточных пучков заряженных частиц. Пер. с англ. М., Мир, 1984.

147. Фирсов О.Б. // *ЖЭТФ*. – 1951. – Т. 21. – С. 1001.

148. Humphries S. *Charged Particle Beams*; John Wiley & Sons, New York, 1990.

149. Berdanier W., Roy P.K. and Kaganovich I.D. Intense Ion Beam Neutralization Using Underdense Background Plasma // *Physics of Plasmas*. – 2015. – V. 22. – 013104.

150. Колесников Е.К., Мануйлов А.С. Кинетический подход к получению уравнения огибающей релятивистского электронного пучка,

распространяющегося в режиме ионной фокусировки при наличии ионного канала произвольного радиального профиля // ЖТФ. – 2015. – Т. 85 (11). – С. 38–43.

151. Kaganovich I.D., Shvets G., Startsev E. and Davidson R.C. Nonlinear charge and current neutralization of an ion beam pulse in a pre-formed plasma // *Physics of Plasmas*. – 2001. – V. 8. – P. 4180.

152. Tarakanov V.P. User's Manual for CODE KARAT; Berkley, Research Associates Inc., Springfield, 1992.

153. Koval T.V., Ryabchikov A.I., Shevelev A.E., An T.M.K., Tarakanov V.P., *Journal of Physics: Conference Series*. – 2017. – V. 927 (1). – 012082.

154. Ryabchikov A.I., Shevelev A.E., Sivin D.O., Kashkarov E.B., Bozhko I.A., Stepanov I.B. // 22nd International Conference on Ion Implantation Technology (IIT-2018), September 16-21, 2018, Wurzburg (Germany), – P. 112.

155. Ryabchikov A.I., Kashkarov E.B., Pushilina N.S., Syrtanov M.S., Shevelev A.E., Korneva O.S., Sutygina A.N., Lider A.M. High-intensity low energy titanium ion implantation into zirconium alloy // *Applied Surface Science*. – 2018. – V. 439. – P. 106-112.

156. Hudis M. Study of ion- nitriding // *Journal of Applied Physics*. – 1973. – V. 44 (4). – P. 1489.

157. Strack H. Ion Bombardment of Silicon in a Glow Discharge // *Journal of Applied Physics*. – 1963. – V. 43 (4). – P. 2405.

158. Теплоперенос в твердом теле под действием мощных пучков заряженных частиц / Блейхер Г.А., Кривобоков В.П., Пащенко О.В. – Новосибирск: Наука. Сибирская издательская фирма РАН, 1999. – 176 с.

159. Герцрикен Д.С., Кривко В.П., Ларионов Л.Н. и др. Влияние высокочастотного импульсного нагружения на подвижность атомов в металлах // *Диффузионные процессы в металлах* / Под ред. А.П. Мокрова, Г.В. Щербинского. – Тул, 1977. – С. 88–94.

160. Нечаев Ю.С., Владимиров С.А., Ольшевский Н.А. и др. О влиянии высокоскоростного деформирования на диффузионный массоперенос в

металлах // Физика металлов и металловедение. – 1985. – Т. 60, вып. 3. – С. 542–549.

161. Зворыкин Л.О., Фальченко В.М. О природе массопереноса в твердых телах в условиях импульсного нагружения // Инженерно-физический журн. – 1983. – Т. 45, № 1. – С. 118–122.

162. Moller W., Parascandola S., Telbizova T., Gunzel R., Richter E. Surface processes and diffusion mechanisms of ion nitriding of stainless steel and aluminium // Surface and Coatings Technology. – 2001. – V. 136. – P. 73–79.

163. Biersack J. P. and Eckstein W. Sputtering Studies with the Monte Carlo Program TRIM.SP // Applied Physics A: Materials Science & Processing. – 1984. – V. 34. – P. 73-94.

164. Hotston E. Threshold energies for sputtering // Nuclear Fusion. – 1975. – V. 15. – P. 544.

165. Lee S.-Y., Taguchi O. and Iijima Yo. Diffusion of Aluminum in β -Titanium // Materials Transactions. – 2010. – V. 51, №10. – P. 1809–1813.

166. Le Claire A. D. Diffusion in B.C.C. Metals; ASM, Metals Park, Ohio, 1965. – P. 3.

167. Neogy S., Srivastava D., Tewari R., Singh R.N., Dey G.K., Banerjee S. J. Microstructural study of hydride formation in Zr-1Nb alloy // Journal of Nuclear Materials. – 2003. – V. 322. – P. 195–203.

168. A.V. Dobromyslov, N.I. Taluts, Structure investigation of quenched and tempered alloys of the Zr–Ti system // The Physics of Metals and Metallography. – 1987. – V. 63 (1). – P. 114–120.

169. E. Kashkarov, N. Nikitenkov, A. Sutygina, R. Laptev, Yu. Bordulev, et al. Microstructure, defect structure and hydrogen trapping in zirconium alloy Zr-1Nb treated by plasma immersion Ti ion implantation and deposition // Journal of Alloys and Compounds. – 2018. – V. 732. – P. 80–87.

170. Chang C.L., Jao J.Y., Ho W.Y., Wang D.Y. Effects of titanium-implanted pre-treatments on the residual stress of TiN coatings on high-speed steel substrates // Surface and Coatings Technology. – 2007. – V. 201 (15). – P. 6702–6706.

171. Аксенов И.И., Белоус В.А., Падалка В.Г., Хороших В.М. Транспортировка плазменных потоков в криволинейной плазмооптической системе // Физика плазмы. 1978. – Т.4, вып. 4. – С. 758 - 763.

172. Рябчиков А.И., Ананьин П.С., Дектярев С.В., Сивин Д.О., Шевелев А.Э. Плазменно-иммерсионное формирование высокоинтенсивных ионных пучков // ПЖТФ. – 2017. – Т. 43, № 23. – С. 3-10.

173. Gavrilov N.V and Oks E.M, High-current pulse sources of broad beams of gas and metal ions for surface treatment // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. – 2000. – V. 439. – P. 31.

174. Chu P.K., Cheung N.W. and Chan C. Recent applications of plasma immersion ion implantation // Semiconductor International. – 1996. – V. 6. – P. 165–172.

175. Nahenow N. Ion Implantation: Equipment and Techniques, Springer Series in Electrophysics, Vol. 11, Ryssel H. and Glawischnig H., Eds. (Berlin: Springer-Verlag, 1983), P. 31.

176. Анищик В.М., Углов В.В.. Модификация инструментальных материалов ионными и плазменными пучками. – 2003, - Мн.: БГУ, - 191 с.

177. Uglov V. V., Khodasevich V. V., Lapchuk T. M. et al. Modification of tribological properties of iron films during joint implantation of carbon and zirconium ions // Surface and Coatings Technology. – 1997. – V. 92. – P. 190–196.