

Институт физики микроструктур РАН – филиал Федерального
государственного бюджетного научного учреждения «Федеральный
исследовательский центр Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-
Грехова Российской академии наук»

На правах рукописи

Михайленко Михаил Сергеевич

**«РАЗРАБОТКА АППАРАТУРЫ И МЕТОДОВ ИОННО-ПУЧКОВОГО
ТРАВЛЕНИЯ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ ВЫСОКОТОЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ
РЕНТГЕНОВСКОЙ ОПТИКИ»**

Научная специальность: 1.3.2 – Приборы и методы экспериментальной
физики

ДИССЕРТАЦИЯ
на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
кандидат физ.-мат. наук
Пестов Алексей Евгеньевич

Нижний Новгород - 2024 г.

ВВЕДЕНИЕ	4
1 ГЛАВА ПРИМЕНЕНИЕ ИОННО-ПУЧКОВОГО ТРАВЛЕНИЯ ДЛЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ (ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ).....	15
1.1 ИОННО-ПУЧКОВОЕ ТРАВЛЕНИЕ	15
ОСНОВЫ ФИЗИЧЕСКОГО РАСПЫЛЕНИЯ	18
1.3 ИСТОЧНИКИ УСКОРЕННЫХ ИОНОВ	32
1.4 ТРЕБОВАНИЯ К ПОДЛОЖКАМ ДЛЯ ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ РЕНТГЕНОВСКОГО ДИАПАЗОНА ДЛИН ВОЛН	37
2 ГЛАВА. ИЗУЧЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ РАСПЫЛЕНИЯ И ШЕРОХОВАТОСТИ ПОВЕРХНОСТИ ПЕРСПЕКТИВНЫХ МАТЕРИАЛОВ ДЛЯ РЕНТГЕНОВСКОЙ ОПТИКИ ПРИ ИОННО-ПУЧКОВОМ ТРАВЛЕНИИ	43
2.1. АППАРАТУРА ДЛЯ ИОННОГО ТРАВЛЕНИЯ МИШЕНЕЙ И МЕТОДИКИ ИЗМЕРЕНИЙ.....	43
2.1.1 Аппаратура для изучения ионного травления мишеней	43
2.1.2 Методы и инструменты измерения шероховатости поверхности, нарушенного слоя и коэффициента распыления.....	44
2.1.2.1 Методика измерения коэффициента распыления.....	44
2.1.2.2 Измерение шероховатости поверхности оптических элементов ...	47
2.1.1.3 Исследование нарушенного слоя методом малоуглового диффузного рассеяния жесткого рентгеновского излучения	49
2.2 ИЗУЧЕНИЕ ШЕРОХОВАТОСТИ ПОВЕРХНОСТИ И КОЭФФИЦИЕНТОВ РАСПЫЛЕНИЯ ПЕРСПЕКТИВНЫХ МАТЕРИАЛОВ ДЛЯ РЕНТГЕНОВСКОЙ ОПТИКИ ПРИ ИОННО-ПУЧКОВОМ ТРАВЛЕНИИ.....	50
2.2.1 Изучение шероховатости поверхности и коэффициентов распыления перспективных аморфных материалов для рентгеновской оптики при ионно-пучковом травлении	50
2.2.1.1 Плавленный кварц (SiO ₂).....	50
2.2.1.1.1 Нормальное падение ионов на поверхность образца плавленого кварца.....	51
2.2.1.1.2 Наклонное падение ионов на поверхность образца плавленого кварца.....	54
2.2.1.2 Аморфный бериллий (Be)	56
2.2.1.3 Поликристаллический бериллий (Be).....	60
2.2.2 Изучение шероховатости поверхности и коэффициентов распыления монокристаллического кремния.....	61
2.2.2.1 Изучение шероховатости поверхности и коэффициентов распыления монокристаллического кремния при нормальном падении ионов на поверхность	61
2.2.3. Изучение нарушенного слоя плавленого кварца и монокристаллического кремния.....	74
3 ГЛАВА. МЕТОДЫ ОБРАБОТКИ ПОВЕРХНОСТИ ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ С ПРИМЕНЕНИЕМ ТЕХНОЛОГИИ ИОННО-ПУЧКОВОГО ТРАВЛЕНИЯ	96

3.1 СИММЕТРИЧНАЯ ОБРАБОТКА ПОВЕРХНОСТЕЙ ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ ...	96
3.2 ЛОКАЛЬНАЯ КОРРЕКЦИЯ ОШИБОК ФОРМЫ ПОВЕРХНОСТИ	102
3.3 ПРИМЕНЕНИЕ ВСПОМОГАТЕЛЬНЫХ ПОКРЫТИЙ ДЛЯ ОБРАБОТКИ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ.	103
4 ГЛАВА. МОДЕРНИЗАЦИЯ ОБОРУДОВАНИЯ ДЛЯ ИОННОГО ТРАВЛЕНИЯ	110
4.1 УСТАНОВКА ДЛЯ ЛОКАЛЬНОЙ И ОСЕСИММЕТРИЧНОЙ ИОННО-ПУЧКОВОЙ КОРРЕКЦИИ ФОРМЫ ПОВЕРХНОСТИ ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ	110
4.2 УСТАНОВКА ДЛЯ ОСЕСИММЕТРИЧНОЙ ИОННО-ПУЧКОВОЙ КОРРЕКЦИИ ФОРМЫ ПОВЕРХНОСТИ ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ С ВОЗМОЖНОСТЬЮ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ХИМИЧЕСКИ-АКТИВНЫХ ГАЗОВ И СМЕСЕЙ ГАЗОВ	111
4.3. МИНИАТЮРНЫЙ ИСТОЧНИК УСКОРЕННЫХ ИОНОВ С ФОКУСИРУЮЩЕЙ ИОННО-ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМОЙ	114
4.3.1 <i>Описание источника ускоренных ионов с плоской ионно-оптической системой и плазменным мостом.</i>	114
4.3.2 <i>Описание фокусирующей ионно-оптической системы и её характеристики</i>	121
4.3.3 <i>Моделирование пучка</i>	127
4.3.4 <i>Тестирование защитного кожуха</i>	131
4.4 РЕЗУЛЬТАТЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ.....	134
5 ГЛАВА. МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ФИЗИЧЕСКОГО РАСПЫЛЕНИЯ С УЧЕТОМ ЭВОЛЮЦИИ МИКРОШЕРОХОВАТОСТИ ПОВЕРХНОСТИ АМОРФНЫХ МАТЕРИАЛОВ	140
5.1 ОПИСАНИЕ АЛГОРИТМА ФИЗИЧЕСКОГО РАСПЫЛЕНИЯ С УЧЕТОМ ЭВОЛЮЦИИ ПОВЕРХНОСТИ АМОРФНЫХ ТЕЛ	140
5.2 РАСЧЕТ ШЕРОХОВАТОСТИ ПОВЕРХНОСТИ.....	145
5.3 РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ ФИЗИЧЕСКОГО РАСПЫЛЕНИЯ С УЧЕТОМ ЭВОЛЮЦИИ ПОВЕРХНОСТИ АМОРФНЫХ ТЕЛ.....	145
5.4 ИЗУЧЕНИЕ ЭВОЛЮЦИИ ПОВЕРХНОСТИ АМОРФНОГО КРЕМНИЯ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ИОННО-ПУЧКОВОГО ТРАВЛЕНИЯ	147
ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ.....	149
ЛИТЕРАТУРА	151
СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ АВТОРА	169

Введение

Актуальность темы

Развитие современных технологий, науки и техники требует повышения качества оптических элементов и оптических систем в целом. За последние 10 лет требования к точности формы и шероховатости поверхности перешли в субнанометровую область. В первую очередь это связано с переходом в коротковолновый диапазон длин волн: от вакуумного ультрафиолетового (ВУФ, длины волн 100–200 нм) до экстремального ультрафиолетового (ЭУФ, длины волн 10–100 нм) и даже мягкого рентгеновского (МР, длины волн 3–10 нм). Здесь появляется все больше как научных задач, связанных, например, с изучением физики Солнца и верхних слоев атмосферы [1], так и прикладных, таких, как системы мониторинга околоземного пространства в ВУФ [2], активно развиваются технологии создания микроэлектроники посредством ЭУФ нанолитографии [3], а также разрабатываются методики нанодиагностики в области «водяного окна» (длины волн 2.4–4 нм) [4]. В этих областях спектра электромагнитного излучения значительное влияние оказывает поглощение, в связи с чем здесь невозможна преломляющая оптика, т.е. разработчики вынуждены использовать только зеркальные оптические элементы. Очевидно, что для рентгеновского диапазона есть область полного внешнего отражения, при углах падения излучения меньше критического, которая позволяет обеспечить близкий к единице коэффициент отражения, однако построение прецизионной изображающей оптики на элементах скользкого падения невозможно в силу значительных сферических аберраций при существенно неосевом падении излучения на поверхность и низких числовых апертур оптических элементов. Следовательно, необходимо создание элементов нормального падения, что в этой области длин волн возможно только с применением многослойных интерференционных структур, коэффициенты отражения которых на рабочих длинах волн, могут достигать десятков процентов [5-10]. Тем не менее это существенно отличается от 100%, и если в преломляющей оптике решение таких проблем, как расширение поля зрения оптических систем, удастся решать с помощью многолинзовых объективов, каждый элемент которого при этом является сферическим, то в случае МР и ЭУФ излучения из-за низкого отражения необходимо минимизировать число элементов. Соответственно, чтобы получить изображение

дифракционного качества (под дифракционным качеством понимается то, что пространственное разрешение оптической системы определяется эффектами дифракции излучения, а не ошибками изготовления оптических элементов) в широком поле зрения, элементы объектива должны стать асферическими, причем зачастую это очень сложная асферика четвертого, шестого и даже более высоких порядков [A24], что существенно усложняет их изготовление. Кроме того, для приближения к теоретическому пределу коэффициента отражения зеркал, помимо качества самой многослойной структуры, существенное значение имеет шероховатость подложки, оказывающая значительное влияние на межслойную шероховатость структуры, и, как следствие, на величину коэффициента отражения. Таким образом, требуется существенное повышение качества оптических поверхностей, как с точки зрения точности их формы (допустимые среднеквадратичные (RMS) ошибки формы лежат в субнанометровом диапазоне), так и шероховатости (атомарного уровня) [11]. Такие точность и гладкость поверхности могут быть достигнуты только при использовании ионно-пучковых методов обработки [A14, 12].

В данной работе исследуется поведение шероховатости поверхности и коэффициентов распыления перспективных материалов для подложек оптических элементов рентгеновской оптики при воздействии ускоренными ионами. Также предложен метод сглаживания поверхности аморфных материалов, который качественно продемонстрирован с помощью численного моделирования на разработанном алгоритме физического распыления. Обнаружено и объяснено скачкообразное изменение поведения шероховатости поверхности монокристаллического кремния при увеличении энергии бомбардирующих ионов. На основе полученных в ходе исследования результатов разработан ряд технологических решений и методов, позволивших сформировать рентгенооптические элементы дифракционного качества, применяемых в широком диапазоне длин волн (от жесткого рентгеновского до вакуумного ультрафиолетового).

Степень разработанности темы исследования

Несмотря на доступность технологии ионного травления и длинной истории развития физики ионного распыления твёрдых тел (со времён первых опытов Гроува по изучению явления катодного распыления [13] прошло уже более 100 лет) остается множество открытых вопросов, в частности, поведение шероховатости поверхности при воздействии ионным пучком. Более того, ввиду развития технологий и повышения требований к оптическим элементам на точность формы и шероховатость поверхности появляются новые задачи, которые можно решить с помощью ионного травления.

Основной бум публикаций, посвященных изучению процесса ионного распыления, произошёл в 70-х годах XX века, именно, тогда были предприняты усилия по разработке технологий сверхточной обработки поверхностей для удовлетворения требований к высококачественным оптическим элементам с применением ускоренных ионов. Долгое время при ионном травлении применялись высокоэнергетичные пучки ионов с энергией от 1 до 10 кэВ [14], значения коэффициентов распыления измерялись фактическим взвешиванием образцов до и после травления, а шероховатость лишь качественно оценивалась исходя из вида морфологии поверхности на электронных микрофотографиях.

С развитием технологий и появлением сканирующей зондовой микроскопии, в частности, атомно-силового микроскопа, а также расширением возможностей интерферометрических измерений, удалось применить пучки ускоренных ионов для изготовления прецизионной оптики дифракционного качества.

В мире существуют ряд крупных компаний, такие как Carl Zeiss (Германия), Canon (Япония) и некоторые другие, которые достигли значительных успехов в области изготовления прецизионных оптических элементов, в том числе и для коротковолнового диапазона длин волн, однако, подробности применяемых ими методов публично не раскрываются. Кроме того, коммерческие установки для ионного травления являются узкоспециализированными (используется один источник ускоренных ионов, например, для стравливания малого слоя материала или чистки поверхности от адсорбирующихся примесей). Более того, сами источники для ионной коррекции формы должны обладать специфическими характеристиками, – пучок должен быть минимального размера (для увеличения

доступной для обработки пространственной частоты) с достаточной величиной плотности ионного тока, на уровне единиц mA/cm^2 (для обеспечения заметной скорости травления).

Особое внимание следует уделить исследованию взаимодействия ускоренных ионов с перспективными для рентгенооптических приложений материалами, так как их структура и состав сильно влияют на результат травления. Особенно, это касается монокристаллических материалов, которые сейчас становятся фаворитами для подложек элементов, работающих под мощными пучками высокоэнергетических фотонов.

Отдельно стоит отметить отсутствие программного обеспечения (доступного), позволяющего оптимизировать процедуры ионной коррекции ошибок формы и асферизации.

Цель диссертационной работы

Целью диссертационной работы является изучение ионного распыления перспективных материалов для подложек оптических элементов рентгеновской оптики с перспективой создания методик формообразования и полировки пучками ускоренных ионов, а также разработка соответствующего оборудования.

Задачи диссертационной работы

Для достижения целей диссертационной работы решались следующие задачи:

1. Исследование влияния вида газа, углов падения, кристаллографической ориентации и энергии ионов (в диапазоне 0.1 - 1.5 кэВ) на коэффициенты распыления и поведения шероховатости поверхности перспективных материалов при облучении пучками ускоренных ионов.
2. Разработка и запуск оборудования для ионно-пучковой обработки поверхности оптических элементов.
3. Развитие методик ионной обработки поверхностей перспективных материалов для создания элементов рентгеновской оптики.

Научная новизна работы

Впервые в России реализованы возможности формирования оптических элементов с субнанометровой точностью формы, основой чему стало изучение ионного распыления оптических материалов, таких как плавленый кварц и монокристаллический кремний. Данные материалы являются приоритетом современных исследований процесса финишной обработки поверхности [15-17]. В рамках работы впервые проведен глубокий анализ возможностей ионно-пучкового травления для создания технологии формирования прецизионных рентгенооптических элементов с атомарно гладкой поверхностью. Предложен ряд технологических покрытий, позволивших реализовать методику формирования рентгенооптических элементов из бериллия, что важно для космических миссий. Впервые изучено влияния ионного травления на пространственно частотные свойства шероховатостей в зависимости от параметров процесса (угол падения, энергия ионов, глубина травления и флюенс), определены причины скачкообразного изменения поведения зависимости высоты шероховатости поверхности монокристаллического кремния от энергии бомбардирующих ионов.

Изучена структура приповерхностного “нарушенного” слоя, формирующегося в процессе ионной бомбардировки из-за имплантации и каскада столкновений. Показано, что рост интенсивности диффузного рассеяния связано с образованием “нарушенного” слоя за счет формирования радиационных разрушений под поверхностью, а не с развитием шероховатости.

Разработана установка ионно-пучкового и реактивного ионно-пучкового травления, позволившая реализовать методики ионной коррекции формы, асферизации и полировки при воздействии на поверхность пучков ускоренных ионов инертных и активных газов. Разработанный в рамках диссертационной работы и примененный в установке источник с фокусировкой ионного пучка обладает рекордными значениями плотности ионного тока для задач ионно-пучковой обработки оптических элементов характеристиками.

Практическая значимость работы

Проведено исследование взаимодействия ускоренных ионов инертных газов (Ar, Ne, Xe) с широким спектром оптических материалов (плавленый кварц, аморфный и поликристаллический бериллий, монокристаллический кремний

различных ориентаций). В ходе исследований найдены параметры ионного пучка, обеспечивающие сохранение или даже сглаживание поверхностной шероховатости при значительных съемах материала. На основе полученных данных разработаны методики ионно-пучковой коррекции формы, асферизации и полировки оптических материалов.

Разработан источник ускоренных ионов с рекордными значениями плотности ионного тока для задач ионно-пучковой обработки оптических элементов параметрами. Фокусирующая ионно-оптическая система позволила получить минимальный размер ионного пучка (ширина на полувысоте до 1.5 мкм) без обрезаящих пучок диафрагм, что при токе ионов до 2 мА позволило получить рекордную плотность ионного тока до 90 мА/см² и увеличить скорость травления до 0.5 мкм/мин.

Разработаны и запущены две экспериментальные установки для проведения осесимметричной коррекции (асферизации) широкоапертурным источником с квазипараллельным ионным пучком, в том числе с возможностью работы с химически-активными газами. На одной из установок существует возможность замены широкоапертурного источника на источник с фокусировкой ионного пучка, что позволяет проводить процедуру локальной коррекции ошибок формы малоразмерным ионным пучком.

Создан ряд элементов и систем для рентгеновского, МР и ЭУФ диапазонов длин волн. В частности, изготовлены подложки объектива ЭУФ микроскопа (ИФМ РАН), системы имиджинга плазменного факела лазерно-плазменного источника на базе субпетаваттного лазера PEARL (ИПФ РАН); двойной кристалл-монокроматор и нанофокусирующую систему для станции 1-1 «Микрофокус» синхротронного источника фотонов «СКИФ» (Новосибирск, Россия).

Методология и методы исследования

Объектами для изучения энергетических и угловых зависимостей коэффициента распыления и величины эффективной шероховатости поверхности выступали пластины из плавленого кварца (SiO₂) марки KB, пластины из монокристаллического кремния <100>, <110> и <111>, а также образцы из

поликристаллического бериллия, полученные спеканием порошка. Плёнки аморфного бериллия были нанесены методом магнетронного распыления в среде аргона.

Поверхность исследуемых образцов характеризовалась методом атомно-силовой микроскопии с последующим вычислением и построением функции спектральной плотности мощности шероховатости. Измерение глубины травления проводилось на интерферометре белого света TalySurf CCI 2000. Изучение нарушенного слоя производилось с применением спектроскопии комбинационного рассеяния света в геометрии обратного рассеяния с использованием двух спектрометров: Horiba Jobin Yvon: T64000 спектрометр с твердотельным лазером ($\lambda = 514.5$ нм) и LabRam HR800 спектрометр с ультрафиолетовым He-Cd лазером ($\lambda = 325$ нм) и вторичной ионной масс спектрометрии на установке TOF.SIMS 5, а также методами малоуглового диффузного рассеяния жесткого рентгеновского излучения (XRDS) и малоугловой рентгеновской рефлектометрии на установке Phillips X'Pert Pro.

Основные положения, выносимые на защиту

1. Найденные параметры процесса травления: газ, энергия ионов, угол падения; развитые методы и разработанное оборудование позволяет проводить полировку, асферизацию и коррекцию локальных ошибок формы оптических элементов из плавленого кварца, бериллия и монокристаллического кремния с числовой апертурой до 0.5 с субнанометровой точностью и шероховатостью поверхности в диапазоне пространственных частот $4.9 \cdot 10^{-2} - 6.3 \cdot 10^1$ мкм⁻¹ лучше 0.3 нм.
2. Влияние энергии ионов на шероховатость поверхности при ионно-пучковом травлении монокристаллического кремния носит пороговый характер, что объясняется частичной аморфизацией приповерхностного слоя. Пороговые энергии составили для ионов аргона: Si <100> – 425 эВ; Si <110> – 550 эВ; Si <111> – 550 эВ, для ионов ксенона – 900 эВ и для ионов неона – 300 эВ.
3. Разработанные ионно-оптическая система и система компенсации заряда пучка для источника ускоренных ионов с холодным катодом обеспечивает

повышение плотности тока в пучке с 12 мА/см² до 90 мА/см², уменьшение размера пучка с 8.5 мм до 1.5 мм, что привело к росту скорости травления в 7.5 раз и уменьшению максимально доступной к обработке пространственной частоты до $4.1 \cdot 10^{-4}$ мкм⁻¹.

4. Моделирование процесса физического распыления методом Монте-Карло однокомпонентных аморфных мишеней с использованием феноменологических данных по коэффициентам распыления и карты поверхности позволяет проводить количественную оценку энергетической и угловой зависимости коэффициента распыления и предсказать эволюцию шероховатости поверхности.

Публикации по теме

По представленным на защиту материалам автором опубликовано 79 работа. Опубликовано: 25 статей в научных журналах [А1-А25] и 52 материалов в сборниках конференций и тезисов докладов [Т1-Т52], также имеется два патента [П1 и П2].

Личное участие автора

В исследованиях, вошедших в диссертацию, автором выполнялись следующие работы: участие в постановке научных задач, подготовка и исследование образцов, анализ и обобщение полученных результатов, написание и публикация статей, активное участие в конструировании и запуске стендов для ионно-пучковой коррекции формы. Написание алгоритмов для расчета масок на языке Python и численного моделирования процесса физического распыления с учетом эволюции поверхности на языке C++.

Апробация результатов

Все работы были представлены в реферируемых научных и специализированных изданиях и докладывались на научных конференциях. Апробация содержащихся в данной диссертационной работе результатов проводилась на следующих научных конференциях, симпозиумах и совещаниях:

1. Исследование процессов ионного распыления плавленого кварца ионами аргона в диапазоне энергий до 1.5 кэВ и методика коррекции оптических

- элементов были представлены на международном симпозиуме «Нанофизика и наноэлектроника» Нижний Новгород в 2019 году.
2. Демонстрация возможности ионной полировки технологических покрытий на основе плёнок Si и Ni на поверхности массивного бериллия обсуждалась на конференции SPIE Optics + Optoelectronics в Праге (Чехия) в 2019 году.
 3. Модернизация миниатюрного источника ускоренных ионов обсуждалась на международном симпозиуме «Нанофизика и наноэлектроника» Нижний Новгород в 2019 и 2020 году.
 4. Особенности поведения шероховатости поверхности основных ориентаций монокристаллического кремния при ионном травлении представлялась и обсуждалась на международном симпозиуме «Нанофизика и наноэлектроника» Нижний Новгород в 2021, 2022 и 2023 годах, «Рентгеновская оптика – 2021», г. Черноголовка, 2021 году, на школе молодых ученых «Современная рентгеновская оптика» в 2022, а также на XXVI Международной конференции «Взаимодействие ионов с поверхностью-2023» г. Ярославль в 2023 году.
 5. Результаты, по развитию методик симметричной коррекции широкоапертурным ионным пучком, в частности, описание алгоритма были представлены на международном симпозиуме «Нанофизика и наноэлектроника» Нижний Новгород в 2021.

Структура и объём диссертации

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и списка литературы, изложена на 180 страницах, содержит 100 рисунков и 6 таблиц.

Содержание работы по главам

Во введении обосновывается актуальность темы диссертации, содержится постановка задачи исследования. Формулируются цель работы, ее практическая значимость, основные положения, выносимые на защиту, а также научная новизна и личное участие автора диссертации. Указывается структура и объём диссертации и публикации по теме в журналах и сборниках.

В первой главе приводится обзор литературы по ионно-пучковому травлению, в котором отражены основные моменты ионно-пучкового травления в контексте модификации формы и шероховатости поверхности твердых тел, дается описание принципов работы источников ускоренных ионов для проведения процедуры коррекции формы поверхности оптических элементов, приводится обзор работ по существующим моделям расчёта значений коэффициентов распыления и эволюции поверхности, а также программным пакетам, использующим эти модели. Заканчивается глава описанием требований для оптических элементов современной рентгеновской оптики.

Во второй главе описаны стенд для изучения коэффициентов распыления, методы измерений и приборы для изучения шероховатости поверхности и нарушенного слоя. Приведены результаты исследования ионного распыления аморфных материалов (плавленый кварц и плёнка бериллия), а также и поликристаллического бериллия. Изучены угловые и энергетические зависимости распыления основных срезов монокристаллического кремния, объяснён механизм поведения шероховатости поверхности. Для всех вышеописанных материалов определены оптимальные параметры для проведения процедуры ионно-пучковой коррекции формы, с сохранением или сглаживанием шероховатости поверхности.

В третьей главе описаны методики коррекции формы поверхности оптических элементов с применением ионно-пучкового травления, в частности, принцип локальной коррекции ошибок формы поверхности, реализованный в ИФМ РАН, предложены технологические покрытия для поверхностей, не поддающихся механической и ионной полировки, испытанные на плёнках и массивном бериллии. Для осесимметричной коррекции формы реализована программа расчета формирующих ионный пучок диафрагм (масок), в том числе для равномерного съёма материала, который находит применение, например, для полировки поверхности мишени диаметром в два диаметра ионного пучка.

В четвертой главе описаны две установки для проведения локальной коррекции ошибок формы и симметричной обработки поверхности, в том числе и с использованием химически-активных газов, разработанные и собранные с учетом результатов исследований, полученных в рамках работы. Большое внимание

уделено разработке и модернизации миниатюрного источника ускоренных ионов с фокусирующей ионно-оптической системой для задач коррекции локальных ошибок формы. В конце главы приводятся некоторые результаты применения развитых в рамках работы методов.

В пятой главе предложена теоретическая модель описания процесса физического распыления с учетом эволюции поверхности. Предложенный алгоритм, реализован на основе метода Монте-Карло для трёхмерного случая взаимодействия иона с поверхностью аморфного гомогенного твёрдого тела, также приводятся результаты моделирования зависимости коэффициента распыления и шероховатости поверхности для аморфного кремния и ионов аргона, которые сравниваются с экспериментом.

В Заключении сформулированы основные выводы по результатам работы.

1 глава Применение ионно-пучкового травления для изготовления оптических элементов (обзор литературы)

1.1 Ионно-пучковое травление

В настоящее время все большее значение приобретают сверхточные и сверхгладкие поверхности, в первую очередь для оптических приложений [18-21], особенно остро проблема качества поверхности стоит в коротковолновой области спектра (ЭУФ, МР излучение). В начале 1970-х годов во всем мире были предприняты усилия по разработке детерминированных технологий сверхточной обработки поверхностей для удовлетворения постоянно растущих требований к чрезвычайно высококачественным оптическим элементам. Одним из наиболее перспективных направлений рассматривалось ионное травление, в связи с чем, произошёл бум публикаций, посвященных изучению процесса ионного распыления. Основной величиной, описывающей удаление материала с поверхности мишени, является коэффициент распыления (Y):

$$Y = \frac{\text{Количество выбитых атомов}}{\text{Количество налетающих частиц}} \quad (1.1)$$

Коэффициент распыления – величина статистическая и определяется отношением числа атомов, покинувших поверхность мишени, к числу атомов, упавших на мишень. Таким образом, ионное травление/ионно-пучковое травление – это бесконтактный метод обработки поверхности, основанный на явлении физического распыления материала с поверхности под воздействием ионной бомбардировки. Применение ионных пучков различных размеров позволяет реализовать как локальность процесса распыления, так и обрабатывать сразу всю поверхность детали.

Однако переход в коротковолновый диапазон длин волн помимо повышения требований на точность формы поверхности, для обеспечения пространственного разрешения оптической системы на уровне, определяющемся критерием Рэллея, потребовал также и существенного повышения требований на гладкость, для обеспечения высоких (близких к теоретическому) коэффициентов отражения многослойных рентгеновских зеркал. Для этих целей необходимо обеспечить эффективную шероховатость во всем диапазоне пространственных частот (10^{-3} - 10^3 мкм⁻¹) лучше, чем 0.3 нм [22].

Стандартная процедура механической глубокой шлифовки-полировки (ГШП) обеспечивает шероховатость поверхности в диапазоне пространственных частот, отвечающих за изображение и коэффициент отражения, на уровне 0.5-1.0 нм [23]. В последнее время появляются работы, демонстрирующие результаты сглаживания поверхностной шероховатости в диапазоне пространственных частот $\nu=[4.9 \cdot 10^{-2}-6.3 \cdot 10^1 \text{ мкм}^{-1}]$ до σ_{eff} лучше 0.3 нм [24,25]. Тем не менее, основными направлениями получения сверхгладких поверхностей являются химико-механическая обработка со съемом нарушенного слоя, образовавшегося в процессе механической полировки, и ионное травление. Эти методы позволяют уверенно получать эффективную шероховатость σ_{eff} на уровне 0.2-0.3 нм [26].

На данный момент ионно-пучковые методы обработки поверхности являются практически единственными, позволяющими проводить процедуру финишной коррекции формы, в том числе, асферизацию и полировку поверхности до нанометровых и субнанометровых значений по среднеквадратичному отклонению поверхности от требуемой формы. Ионно-пучковые методы травления позволяют контролируемо удалять с поверхности малые толщины вещества, в частности, от параметров источника зависит величина съёма, которая может быть, как доли нанометров, так и единицы микрометров.

Помимо всего прочего, применение ионного травления позволяет проводить чистку поверхности от органических соединений, например, ионами кислорода [27, А2], а также активацию поверхности [28]. Активация поверхности с целью получения оптического контакта [А28], при котором коэффициент отражения от каждой поверхности становится функцией расстояния между поверхностями и быстро убывает с его уменьшением находит своё применение в физике лазеров высоких мощностей [29]. Особенно чётко это явление наблюдается при полном внутреннем отражении, когда в зависимости от расстояния коэффициент отражения меняется от 1 до неощутимо малой величины. Этим пользуются для модуляции света по интенсивности и для грубого спектрального разделения длинноволновой и коротковолновой частей излучения.

На практике распыление ведётся с помощью ускоренных ионов инертного газа в диапазоне энергий 0.1÷2 кэВ. Если обрабатываемый материал находится в

непосредственном контакте с плазмой (т.е. плазма – источник ионов и среда протекания процесса), то такое травление называется ионно-плазменным или просто плазменным травлением, оно находит своё применение, например, в очистке от адсорбированных частиц на поверхности оптических элементов [30]. Если зона протекания процесса отделена от зоны генерации ионов, т.е. у поверхности обрабатываемого материала нет контакта с плазмой, то такое травление называется ионно-пучковым. В этом случае мы имеем дело с потоком ионов (скорость которых во много раз превышает тепловую скорость частиц), т.е. с ионным пучком, направленным к поверхности. Ясно, что при ионно-плазменном травлении поверхность материалов воздействует с ионами, электронами, нейтральными частицами, излучением плазмы, а при ионно-пучковом – только с ионами.

В современном мире, широко распространено применение технологии ионного травления в том или ином виде, начиная от процессов подготовки образцов, например, для просвечивающей электронной микроскопии [31] и заканчивая процессами изготовления чипов для электронной промышленности [32].

Современные исследования влияния ионного травления на морфологию поверхности оптических материалов (Si, SiO₂, ULE, ситалл, Zerodur и др.) направлены на поиск параметров, приводящих к сглаживанию поверхностной шероховатости в области средних и высоких пространственных частот, основная масса работ при этом использует инертный газ Ar [24, 33,34], более экзотические газы типа Хе или Кг в литературе встречаются реже [35, 36]. Результаты, получаемые при обработке оптических материалов, находятся в хорошем согласовании друг с другом. В работах показывают, что сохранение шероховатости на сверхгладком уровне или даже сглаживание вследствие ионной бомбардировки наблюдается при энергии ионов порядка 1.5 кэВ и менее [37], при энергиях выше 3 кэВ наблюдается заметная деградация поверхности [38, 39]. Изучение различных материалов показывает, что Zerodur не поддается ионной обработке и его шероховатость под ионным пучком развивается [40, 41], оптические керамики ULE® и Ситалл, а также плавленый кварц позволяют проводить травление на значительные глубины с сохранением и даже улучшением эффективной шероховатости [A13]. Наклонное падение (углы падения значительно отличные от нормали) ионов на поверхность

образца приводит к развитию рельефа [37, 33]. В работе [42] обработка поверхности SiO_2 ионами Хе с энергией $E_{\text{ионов}}=1000$ эВ приводило уже к значительному развитию поверхностной шероховатости.

Таким образом, наиболее перспективным методом для формирования оптических элементов с высокой точностью формы и низкой шероховатостью видится метод ионно-пучкового травления.

Основы физического распыления

Как уже было сказано выше, в основе ионно-пучкового травления лежит явление физического распыления. Физического распыления – это эмиссия частиц с поверхности твёрдого тела при бомбардировке ускоренными частицами (рис.1.1).

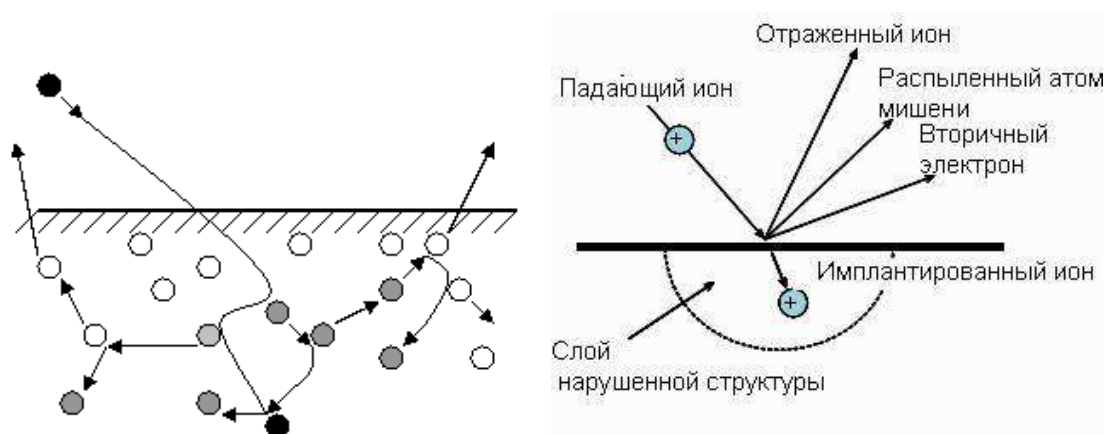


Рис.1.1. Иллюстрация процесса распыления.

Как правило, энергия налетающей частицы (иона) тратится на электронные переходы и в колебания атомов решетки, или на смещение атомов в ней. Кроме того, при низких энергиях (до 2 кэВ) заряд иона нейтрализуется на расстояниях 4-6 Å от поверхности, тогда как расстояния, на которых происходит столкновение ~ 1 Å. По этой причине термин «ион» упоминается в контексте поверхностного распыления, как синоним «первичного снаряда» и не имеет никакого значения в отношении зарядового состояния частицы.

Данное явление получило название «распыление», которое впервые было обнаружено Гроувом [13] в 1853 году, при изучении электрических газовых разрядов. Он заметил, что материал катода переносится на окружающие стеклянные стенки разрядной камеры. В связи с этим, до сих пор в литературе можно встретить

термин «катодное распыление». Понадобилось около 50 лет, чтобы описать физические процессы, вызывающие распыление. Долгое время широким признанием пользовалась теория, объясняющая ионное распыление термическим испарением атомов. Однако, многие эксперименты приводили к результатам, противоречащим механизму термического испарения, например, отсутствие термоэлектронной эмиссии из точек соударения атомов с мишенью, отсутствие зависимости коэффициента распыления от теплопроводности материала и от температуры мишени. И только в 1908 году Штарк объяснял процесс на основе законов атомных соударений [43].

Впервые на образование определённых элементов рельефа на поверхностях твёрдых тел в результате ионной бомбардировки указали в 1942 г. Гюнтершульце и Толльмин [44]. Дальнейшие исследования показали, что характер и форма элементов рельефа на поверхности обусловлены параметрами ионного пучка, твёрдого тела и их взаимодействия. Таким образом, тип ионов, их масса, энергия, плотность потока и угол их падения на поверхность мишени, могут оказывать как раздельное, так и совместное влияние на выход атомов отдачи из образца. Кроме того, важное значение могут иметь такие факторы, как материал мишени, его структура, ориентация относительно кристаллографических осей, присутствие примесей на поверхности или в объёме материала, а также наличие точечных или протяжённых дефектов. Кроме того, могут возникать поверхностные атомные релаксации, вследствие которых может происходить её реконструкция, что усложняет описание и предсказание эволюции поверхности. Если природа этих, часто конкурирующих, процессов понятна и может соответствующим образом контролироваться выбором условий эксперимента, то ионно-пучковое травление может быть использовано для создания полезных геометрий поверхности. Подобные исследования выявили удивительное разнообразие элементов рельефа, развивающихся на поверхности в результате ионной бомбардировки – ямки, бороздки, гребни, волны, бугорки, плато и др [45].

Спектр задач, решение которых связано с применением ионного распыления вытекает непосредственно из явлений и процессов, происходящих при этом

(рис.1.2). Направленный на твёрдые тела пучок ускоренных электрическими полями ионов способен вызывать следующие эффекты взаимодействия с поверхностью:

Рассеяние (отражение) падающего иона. Этот эффект лежит в основе спектроскопии ионного рассеяния, позволяющей изучать как строение поверхности материала, так и фундаментальные характеристики взаимодействия ионов с поверхностью [46].

Выбивание электронов из мишени. Этот процесс аналогичен процессу вторичной электронной эмиссии.

Внедрение (имплантация) иона под поверхность, в объём мишени. Это явление получило название ионной имплантации и широко используется в технологии микро- и нанoeлектроники для прецизионного легирования областей полупроводниковых пластин [47, 48].

Нарушение структуры приповерхностного слоя, которое может выражаться как в появлении точечных дефектов, так и в нарушении баланса зарядов и стехиометрического состава компонентов мишени. Все эти явления относятся к группе так называемых радиационных дефектов, борьба с которыми представляет одну из основных проблем современной микроэлектронной технологии на этапе перехода к субмикронным размерам элементов [49].

Выбивание атомов мишени. Эмиссию частиц вещества под действием ионной бомбардировки принято называть *ионным распылением*. Которое находит применение в микро- и нанoeлектронике (например, для вытравливания «окон» на поверхности после процедуры литографии), при изготовлении элементов оптики коротковолнового диапазона длин волн (при изготовлении элементов для ЭУФ литографии с $\lambda=13.5$ нм, где, согласно критерию Марешаля [50] точность формы по среднеквадратичному отклонению должна быть лучше 0.96 нм; также в качестве финишной полировки поверхности подложек многослойных зеркал для обеспечения резкости изображения и высоких коэффициентов отражения, значения эффективной шероховатости поверхности σ_{eff} должны быть лучше 0.3 нм во всем диапазоне пространственных частот, причем на данный момент альтернативных способов решений подобных задач не существует).

В настоящее время общепризнанным является импульсный механизм разрушения поверхности твердого тела под действием ионной бомбардировки. В этом случае происходит обмен импульсами при столкновении бомбардирующего иона с атомами решетки и атомов решетки между собой.

В общем случае, процессы столкновения могут происходить по-разному, в зависимости от ряда начальных условий. Бернш в работе [51] классифицировал возможные механизмы распыления в зависимости от наличия обратно рассеянного иона или нет (S_{II} и S_I), наличия или отсутствия каскадов столкновений (5-8 и 1-4), а также с поверхности или из объёма мишени вылетел атом (рис.1.2).

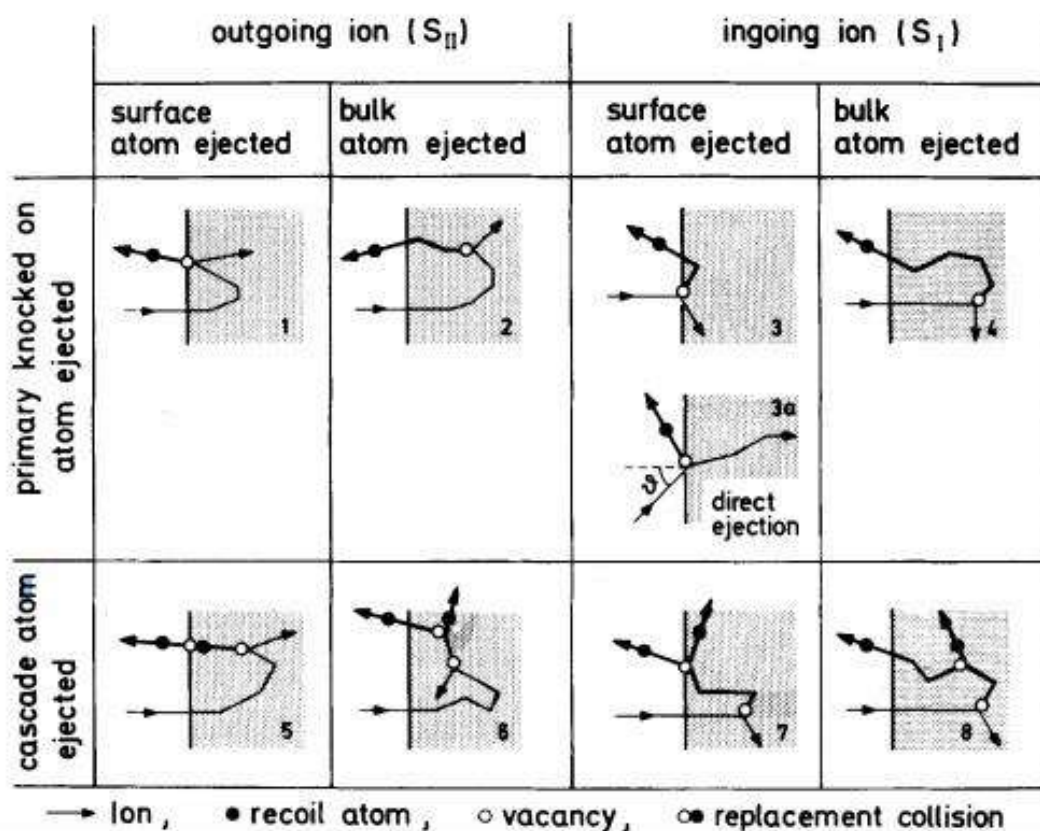


Рис.1.2. Классификация механизмов распыления [51].

Причем коэффициент распыления Y сильно зависит от атомного номера бомбардирующего иона. Экспериментально установлено, что коэффициент распыления материала изменяется значительно сильнее в зависимости от природы ионов (в 100 раз), нежели от природы атомов мишени (в 10 раз). На рисунке 1.3 показана зависимость коэффициента распыления от атомного номера бомбардирующих ионов, с энергией 45 эВ.

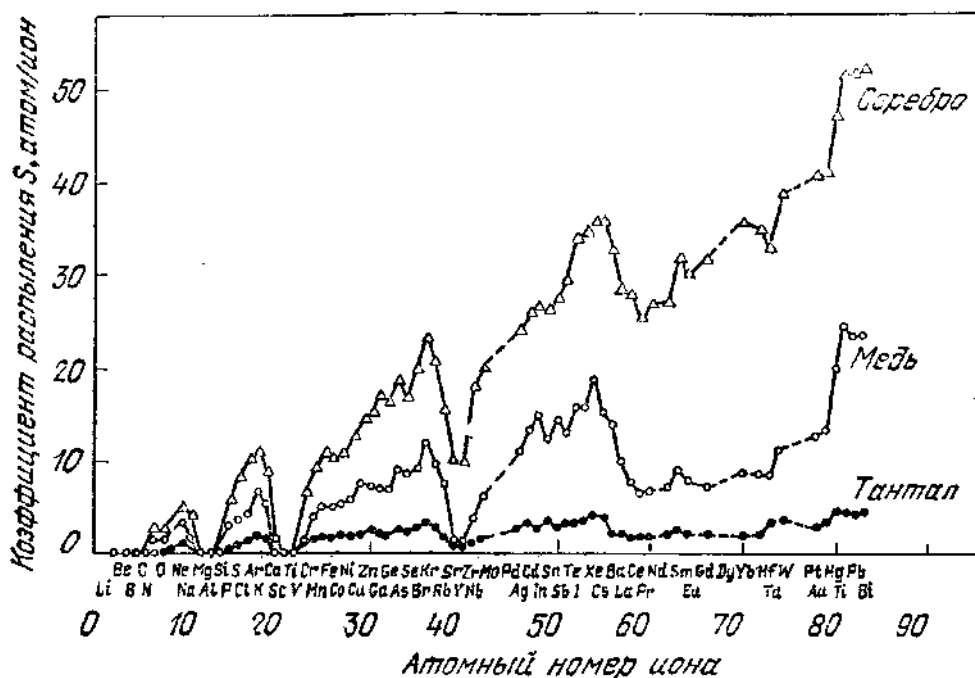


Рис.1.3. Зависимость коэффициента распыления мишени из меди, серебра и тантала от атомного номера бомбардирующих ионов с энергией 45 эВ [52].

Из рисунка следует, что коэффициенты распыления максимальны для атомов инертных газов и минимальны для элементов, расположенных в центральных столбцах периодической системы элементов. Коэффициент распыления мишеней ионами одного и того же элемента также немонотонно зависит от номера элемента мишени. Периодичность этой функции связана с периодичностью изменения энергии связи атомов.

На рисунке 1.4 приведена зависимость коэффициента распыления мишеней из различных материалов ионами ксенона с энергией 400 эВ, на котором черные круги – измеренные значения [53], а белые – рассчитанные по модели Зигмунда [54]. Как можно видеть из рисунка 1.4, значение коэффициентов распыления постоянно увеличиваются по мере заполнения d-оболочек в пределах периода таблицы Менделеева.

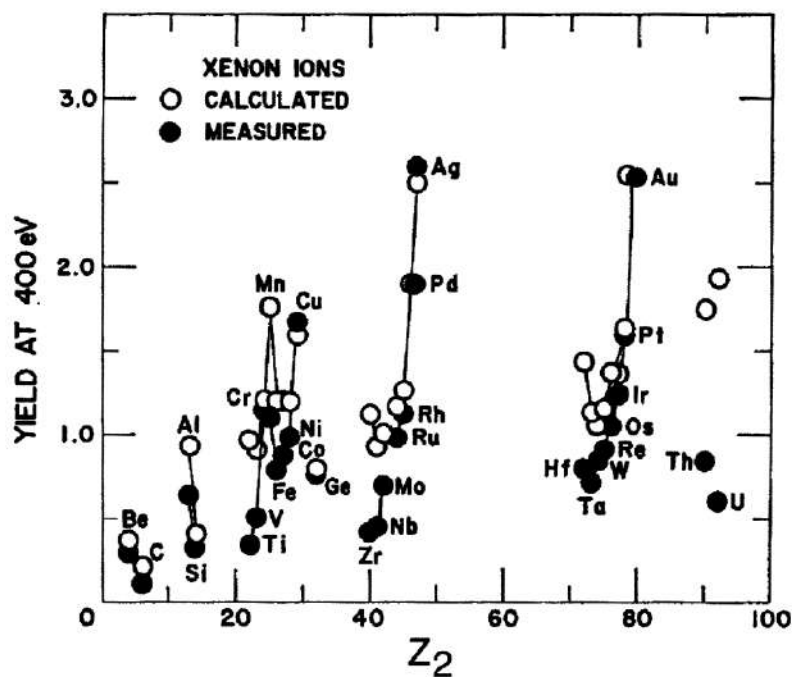


Рис.1.4. Зависимость коэффициента распыления мишеней из различных материалов ионами ксенона с энергией 400 эВ [53].

Все выше рассмотренные рассуждения были приведены для случая нормального падения ионов на поверхность мишени. При изменении же угла падения ионов от 0 до 90 градусов наблюдается значительное увеличение коэффициента распыления в области углов 50-70 градусов, как показано на рисунке 1.5 для различных материалов мишени.

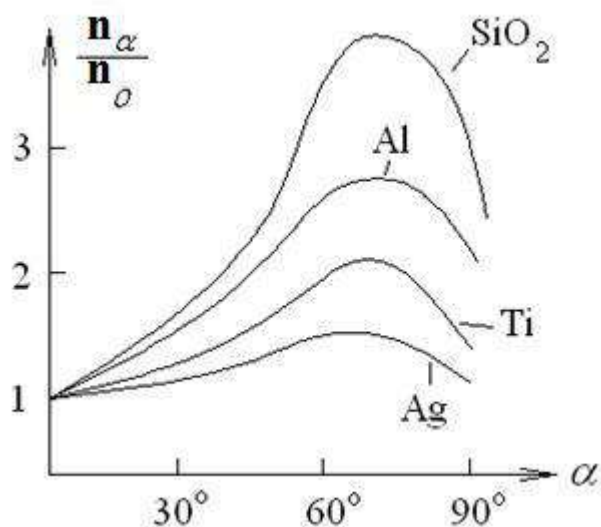


Рис.1.5. Зависимость коэффициента распыления мишени из кварца (диоксид кремния), алюминия, титана и серебра ионами аргона [52].

Качественное объяснение механизма изменения коэффициента распыления от угла может быть следующим. Выбитый ионом атом мишени образует каскад смещений атомов из узлов решетки. После трех-четырех столкновений смещенных атомов появятся атомы, движущиеся по направлению к поверхности. Т.к. среднее расстояние между атомами составляет 0.3-0.4 нм, то глубина с которой в материале возникнет движение атомов с энергией достаточной для выбивания поверхностных атомов, составляет 1.5-2 нм. Это расстояние много меньше, чем проективный пробег ионов в мишени. Вызываемые движущимся ионом смещения атомов мишени на больших глубинах дают более слабый вклад из-за рассеивания. При наклонном падении ионов на мишень эффективный проективный пробег ионов в мишени изменяется в $1/\cos\theta_{\text{Пад}}$ раз. В общем случае коэффициент распыления будет изменяться согласно выражению (1.2):

$$Y(\theta_{\text{Пад}}) = \frac{Y(0)}{(\cos\theta_{\text{Пад}})^n} \quad (1.2)$$

где n зависит от соотношения масс. В этом случае увеличивается число атомов-родоначальников каскадов смещений атомов в эффективном для распыления слое мишени и, следовательно, число выбитых атомов. Резкий спад коэффициента распыления при угле большем максимального объясняется тем, что начинает увеличиваться число первичных выбитых атомов, которые двигаются вдоль поверхности, что приводит к уменьшению числа атомов в каскаде смещений.

Если при распылении аморфных и поликристаллических веществ распределение выбитых атомов по углу близко к косинусоидальному, то при распылении монокристалла распределение имеет более сложную зависимость. Т.к. появляются особые направления, в которых число выбитых атомов больше, чем в других. Было установлено, что в направлении наиболее плотной упаковки атомов кристаллической решетки наблюдается преимущественное распыление атомов, как показано на рисунке 1.6.

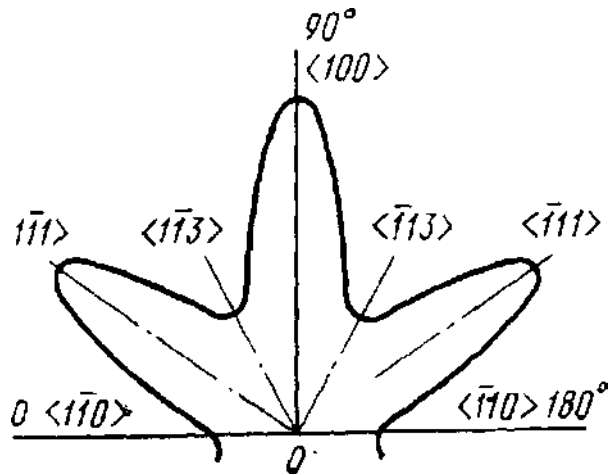


Рис.1.6. Распределение вылетевших частиц по углам вылета при распылении монокристалла молибдена [55].

Объясняется это тем, что вдоль направлений наиболее плотной упаковки существует возможность фокусировки импульса частицы (образование, так называемого «фокусона», подробнее в работе [55]). Эффект распыления монокристаллов по такому механизму наблюдается по распределению распыленного вещества на экране в виде отдельных пятен, называемых пятнами Венеры (рис.1.7).



Рис.1.7. Пятна Венеры при распылении монокристаллов [55].

Наибольшее распространение при расчетах коэффициента распыления аморфных и поликристаллических материалов получила теория Зигмунда [54]. Если расстояние наибольшего сближения (b) заряженных частиц с атомными номерами Z_1 и Z_2 больше параметра экранирования т.е. $b > a$, где μ_0 приведенная масса, т.е. когда

при указанном сближении электронные оболочки атомов слабо перекрываются, такое столкновение допустимо считать как удар абсолютно твёрдых упругих шаров.

$$b = \frac{2Z_1Z_2e^2}{\mu_0V_0^2} > a = 0,8853a_0(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{-1/2} \quad (1.3)$$

В основе теории предполагается, что мишень однокомпонентная, изотропная и однородная, а также делается допущение о том, что она полубесконечная и плоская. В этом случае движение частиц можно описать с помощью кинетического уравнения Больцмана, и считать распределение по скоростям изотропным. Зигмунд также использует дополнительное предположение о том, что столкновения являются парными (что не всегда имеет место). И последнее ключевое предположение, что диапазон рассматриваемых энергий налетающих частиц значительно выше эффективной поверхностной энергии связи ($E > 100-200$ эВ). Недавняя работа, опубликованная в [A2], показала, что теория Зигмунда для нахождения коэффициентов распыления, действительно, “не работает” в области энергий менее 150 эВ и качественно хорошо описывает зависимость коэффициента распыления при энергии ионов более 300 эВ.

Главный вывод его работы состоит в том, что распыление пропорционально энергии, поглощенной вблизи поверхности. В частном случае, при энергии меньше 1 кэВ, формула для зависимости коэффициента распыления Зигмунда запишется выражением (1.4):

$$Y(E) \approx \frac{3}{4\pi^2} \frac{\gamma E}{U_b} \alpha(M_2/M_1) \quad (1.4)$$

где U_b - энергия поверхностной связи; α – функция отношения масс, вид которой показан на рисунке 1.8.

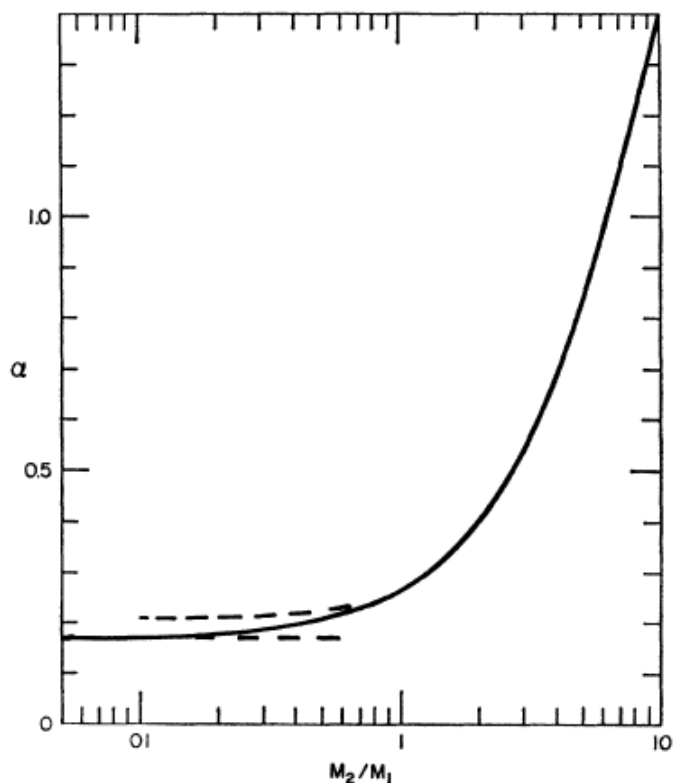


Рис.1.8. График функции отношения масс α из работы Зигмунда [54].

В таком случае, максимальное значение энергии, когда приближение упругих шаров применимо находится из условия $a=b$. Даже для систем с наименьшими атомными номерами это значение лежит в диапазоне до 1 кэВ.

Обзор литературы по аналитическому рассмотрению коэффициента распыления показал, что, помимо фундаментальной теории Зигмунда, предложены более семнадцати различных аналитических подходов [56-59]. Однако, из всех, только два не основаны на модели Зигмунда. В ходе ознакомления с различными подходами, становится понятно, что большая часть работ имеют много общего и отличаются в основном выбором потенциала межатомного взаимодействия, моделью атома или особенностью аппроксимаций. Для удобства рассмотрения можно попробовать классифицировать процессы, например, по энергиям, налетающих ионов. В таком случае можно выделить 3 режима:

1. *Режим одиночных выбиваний*, при котором атом распыляется первичным атомом отдачи. Такой режим работает вплоть до нескольких сотен эВ.

2. *Режим линейного каскада*, в котором атомы расплывается вторичным атомом отдачи, или атомами отдачи высших порядков. Такой режим работает при энергиях порядка кэВ.

3. *Режим тепловых пиков*, где пространственная плотность движущихся атомов велика. Имеет место быть при энергиях десятки кэВ и выше или для тяжелых ионов.

В рамках данной работы нам интересны только первые два режима распыления, так как, именно, данные режимы соответствуют процессам ионно-пучкового травления.

Проанализировав ряд моделей, интересующих нас, можно объединить аналитические зависимости, компьютерное моделирование и экспериментальные значения, полученные разными группами на одном графике и сравнить их. В данном случае это зависимость значений коэффициента ионного распыления для мишени из Мо, распыляемой ионами Хе при различных значениях энергий (рис.1.9). На рисунке выделена, интересующая нас область значений энергий от 100 до 1000 эВ.

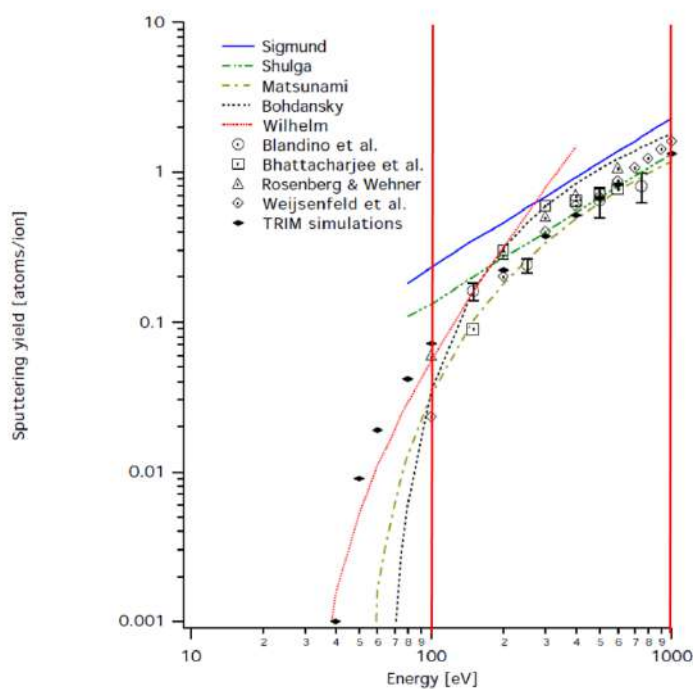


Рис.1.9. Зависимости значений коэффициентов распыления для Мо ионами Хе от энергии [60].

Для моделирования процессов распыления существует целый спектр программных пакетов, таких как SRIM/TRIM [61,62], SDTrimSP (SD = static–dynamic; SP = sequential and parallel processing) [63], TRIDYN [64], MC_SIM [65] и Geant4 [66]. SDTrimSP и TRIDYN схожи с TRIM, но в них используется потенциал взаимодействия Krypton–Carbon [67]. В основном они используются для расчета траекторий ионов и потерь энергии при взаимодействии ионов с твердым телом. Они включают алгоритмы, построенные на подходах Yamamura [59] и Bohdansky [58], и, таким образом, могут определять энергозависимую информацию о коэффициенте распыления для плоских поверхностей, но не топографические изменения, связанные с распылением.

Теоретические исследования поверхностной эрозии при облучении пучками ускоренных ионов разделяются на те, где предполагают, что значение коэффициента распыления не зависит от кривизны поверхности [68], но также можно встретить работы, где такая зависимость наблюдается и детально описывается, как например, работа R. Mark Bradley [69]. Предположение о независимости Y от кривизны можно считать разумным приближением, но только в случаях, когда радиус кривизны поверхности в произвольной точке много больше размера пучка, что и доказывается в работе Bradley. В своей статье он пишет, что облучение поверхности ионным пучком не под нормалью часто приводит к появлению модуляции высоты аморфных тел, причем длины волн этих модуляций лежат обычно в пределах 0.1 – 1 мкм, хотя можно наблюдать и более короткие, например, до 250 ангстрем. Такой эффект может использоваться для получения дифракционных решеток на ИК диапазон длин волн. Объяснение такому поведению было получено исходя из приближений Зигмунда [70] для угловой зависимости физического распыления. Полученное выражение показывает, что, когда ионный пучок падает по нормали на периодическое возмущение поверхности, как показано на рисунке 1.10а [69], впадины растравливаются быстрее, чем гребни. Таким образом, распыление увеличивает амплитуду неровностей на поверхности. Такое поведение связано с тем, что энергия, выделяемая в точке O ионами, падающими на поверхность, такая же, как энергия, выделяемая в точке O' . Однако средняя энергия, выделяемая ионом, который падает на поверхность в точке A , больше, чем энергия, выделяемая в O' ионом, падающим в точке A' , и аналогично для полосы B' . Таким образом, скорость эрозии в O больше,

чем в O' . Однако, такая нестабильность не возникает при скользящих углах падения (рис.1.10б [69]). В этом случае, в среднем большая часть энергии переданной поверхности в точке O (O') исходит от ионов, которые ударяются в точке P (P') и далее эта энергия передается в объеме в сторону O (O'). Хотя и ионы, падающие в P доставляют больше энергии в точку O , чем ионы, падающие в точку P' передают в O' , число ионов падающих на единицу площади поверхности в единицу времени оказывается меньше в точке P , чем в P' . Последний эффект преобладает при углах падения близких к 90 градусам от нормали, поэтому скорость травления в O' больше, чем в точке O в случае скользящего падения. Подтверждение этих результатов можно встретить в ряде экспериментальных и теоретических работ других исследователей [71-73].

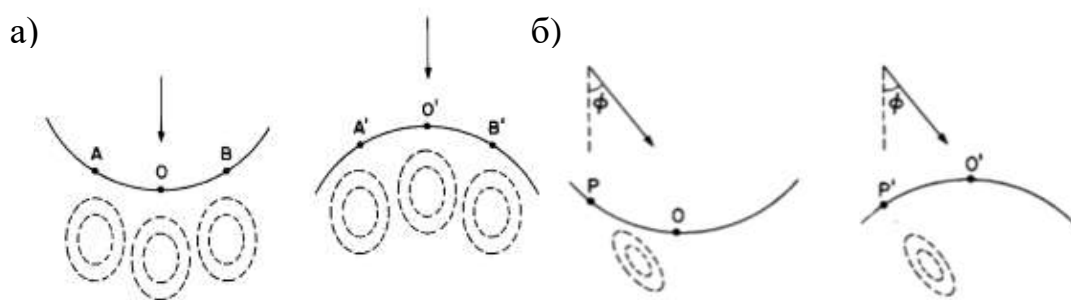


Рис.1.10. а) Нормальное падение ионного пучка; б) Падение пучка ионов под скользящим углом. Контуры с равной энергией переданной поверхности для ионов, ударяющих поверхность в O , O' , A , A' и B , B' показаны пунктирными линиями [69].

Ducommun, Cantagrel и Marchal в [74] предложили свой метод описания процесса эрозии поверхности. Они первые получили уравнения для описания движения двух плоскостей под действием облучения ионами. Основным результатом применения такого описания для эрозии ступеньки показал, что доминирующую роль в образовании рельефа играют плоскости, наклоненные под критическим углом θ_c , где θ_c – угол, соответствующий максимальному значению коэффициента распыления. Однако, этот подход эквивалентен модели, предложенной Nobes, Carter и Colligon в [75], о чем говорит полное совпадение полученных ими выражений 16, 17 в [74] выражениям 7 и 8 в [76]. Более того, существует третий графический подход Barber'a [76] эквивалентный работам Carter'a и Nobes'a, в которой показано, что любой профиль подверженный ионной обработке при времени, стремящимся к

бесконечности, разрушается и ведет к горизонтальной плоскости перпендикулярной пучку ионов (и полученное состояние считается стабильным), причем развитие общего контура поверхности зависит от материала. В более широком смысле контур поверхности над горизонтальной плоскостью без угловых точек, подвергнутый ионной эрозии, трансформируется в поверхность с предсказуемым числом угловых точек и асимптотически стремится к горизонтальной плоскости со временем. На рисунке 1.11 приведено изображение эволюции контуров профиля поверхности из работы [74].

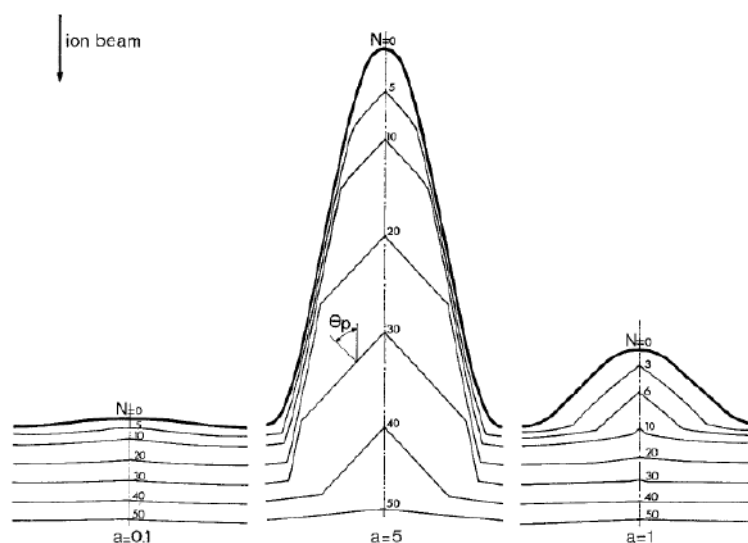


Рис.1.11. Эволюция профиля поверхности под действием ионного травления [74].

В развитии контура преобладают три типа плоскостей: (1) горизонтальные плоскости, которые находятся в устойчивом положении; (2) вертикальные, оставшиеся неизменными в результате эрозии, и (3) плоскости с наклоном.

Однако для расчета эволюции поверхности существуют другие программы, такие как AMADEUS [77] (рис.1.12), IONSHAPER [78] и FIBSIM [79]. Большинство этих методов объединяют данные об угловом и пространственном распределении ионов из моделирования ионов и твердых тел по методу Монте-Карло и развивают топографию поверхности непрерывным или ячеистым образом. Например, симулятору IONSHAPER [80] необходима входная информация, такая как угловое распределение, значения коэффициентов распыления, а также распределение обратно рассеянных ионов, для последующего моделирования топографии.

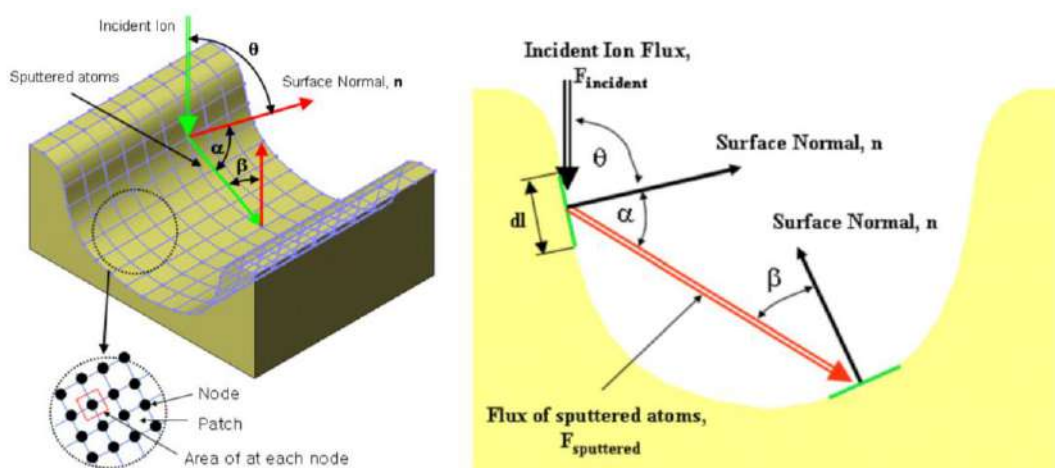


Рис.1.12. Демонстрация подходов описания эволюции поверхности при ионном травлении в работах [77] и [80].

Большая часть таких алгоритмов построены на функции эрозии, впервые предложенной в [81], суть которой заключается в разбиении поверхности на ячейки, учета угла падения ионов на поверхность в точке падения ионов и учета коэффициента распыления при таком угле. Таким образом рассчитывается топография.

Хоть и подходов, описывающих динамику поверхности достаточно много, всё же для приложений рентгеновской оптики важным является предсказание эволюции шероховатости (подробнее о шероховатости написано в разделе 1.4).

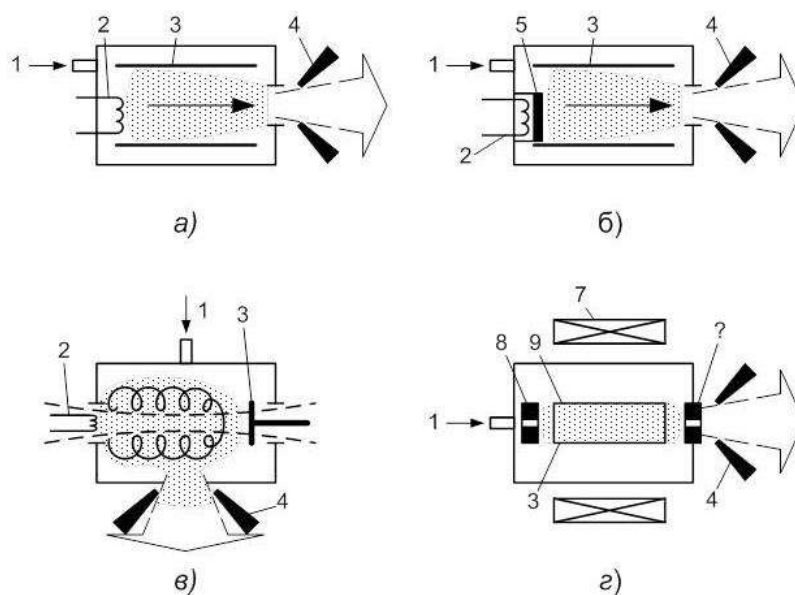
1.3 Источники ускоренных ионов

В обсуждениях выше предполагается, что падающие ионы получают из специализированных источников, из которых выходят моноэнергетические ионы, которые образуют единичные пучки атомных частиц, падающие на подложки.

Ионный источник (ИИ) – это электро-вакуумное устройство, для получения пространственно сформированных потоков ионов, направленная скорость которых много больше тепловой. Современные ионные источники сегодня можно встретить во многих научных лабораториях и предприятиях. Источники ускоренных ионов могут быть использованы в качестве инжекторов быстрых атомов для термоядерных систем, некоторые являются частью ускорителей [82,83]. Высокочастотные ИИ могут быть использованы в качестве двигателей (т.н. ионные двигатели) для космических аппаратов [84]. ИИ являются частью масс-спектрометров (внутри ИИ

изучаемый материал ионизируется, ускоряется и направляется в область масс-анализатора), встречаются в составе некоторых современных техпроцессов, в особенности, связанных с производством микро- и наноструктур (например, напыление пленок, прецизионное легирование полупроводниковых кристаллов с целью создания р-п переходов, ионное травление в качестве микро- и нанобработки поверхности и др.) [85,86]. Активно развивается направление ионной микроскопии, преимущество которой заключается в большем, чем у электронного микроскопа пространственном разрешении, так как длина волны Де Бройля иона может быть существенно меньше, чем электрона [87].

В простейшем случае ионный источник состоит из эмиттера и ускоряющего электрода с отверстием для выхода пучка ионов. Для дополнительной фокусировки ускоренного пучка используются электростатические и магнитные линзы. Некоторые типы ИИ приведены на рисунке 1.13.



Источники ионов с термокатодом (а, б), с катодами прямого и косвенного накала (в) и с холодным катодом (г):
 1 — подача газа, 2, 5, 6, 8 — катоды, 3 — анод, 4 — экстрактор,
 7 — электромагнит, 9 — плазма

Рис. 1.13. Пример схем типичных ионных источников.

Для применения ионно-пучкового травления с целью формообразования поверхности, в частности, асферизации и полировки обычно применяют источники типа Кауфмана [88] с двух или трёхсеточными ионно-оптическими системами

(ИОС) (рисунок 1.14). В источнике Кауфмана разряд локализуется между стенками анодного цилиндра, катодом и системой экстракции. Осцилляция электронов в поперечном магнитном и электрическом полях, образованных системой электродов и кольцевым постоянным магнитом, приводит к увеличению эффективности ионизации рабочего газа. Для проведения процедуры локальной коррекции ошибок формы необходимо использовать пучок ионов меньшего размера для возможности воздействия на неоднородности малого размера на поверхности образца. С целью уменьшения размера пучка используют фокусирующую ИОС, где фокусировка достигается за счёт геометрической формы электродов.

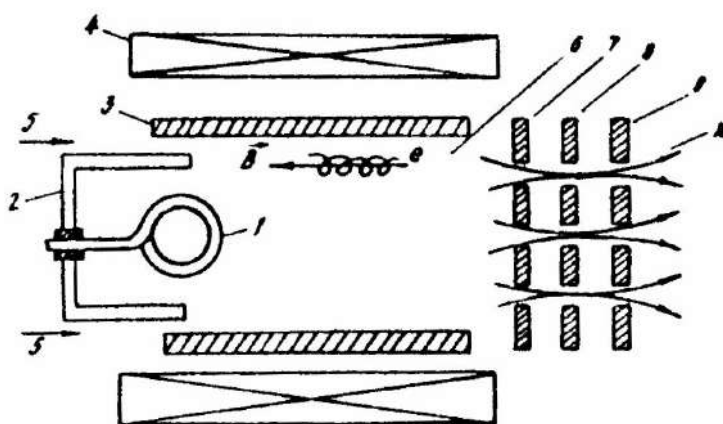


Рис.1.14. Источник Кауфмана. 1 - термокатод, 2 - экран катода, 3 - цилиндрический анод, 4 - соленоид, 5 - ввод рабочего газа, 6 - плазма, 7 - эмиссионный электрод, 8 - ускоряющий электрод, 9 - замедляющий электрод, 10 - ионный пучок.

Следует отметить ряд достоинств, определяющих применение многопучкового источника в ионной технологии.

1. Низкое напряжение разряда (~ 50 В) уменьшает возможность распыления стенок камеры. Ионный пучок содержит небольшое количество примесей (10^{-6} %) и имеет малый энергетический разброс.

2. Механизм поддержания стационарного разряда допускает большой диаметр камеры при однородном распределении в ней плазмы, что, в свою очередь, позволяет применять многолучевое извлечение ионного пучка и работать с однородными потоками большого диаметра.

3. Осцилляция электронов позволяет использовать низкое давление в разрядной камере и поддерживать, таким образом, хороший вакуум в рабочей камере технологической установки, что снижает потери пучка и уменьшает загрязнение мишени.

Как правило, подложки для МРЗ изготавливают из диэлектрических материалов (плавный кварц, оптические керамики – ситалл, zerodur, ULE и т.д.). В металлах с их высокой электропроводностью ионизация, вызванная облучением заряженными частицами, очень быстро нейтрализуется электронами проводимости, и этот процесс не приводит к каким-либо заметным изменениям электрофизических свойств металлических пленок. В полупроводниках под действием бомбардировки энергетическими частицами и излучения резко возрастает электропроводность. Однако этот эффект тоже не является длительным и устойчивым, после прекращения облучения электропроводность возвращается к начальному уровню. Только в диэлектриках наблюдаются глубокие и устойчивые изменения электрофизических и химических свойств. При облучении таких материалов заряженными частицами, в данном случае ионами, на поверхности накапливается избыточный положительный заряд, который приводит к экранировке пучков ионов и, как следствие, искажению результатов коррекции. В связи с этим необходим дополнительный эмиттер электронов для компенсации положительного заряда пучка. Пример такого эмиттера – плазменный мост представлен на рис.1.15.

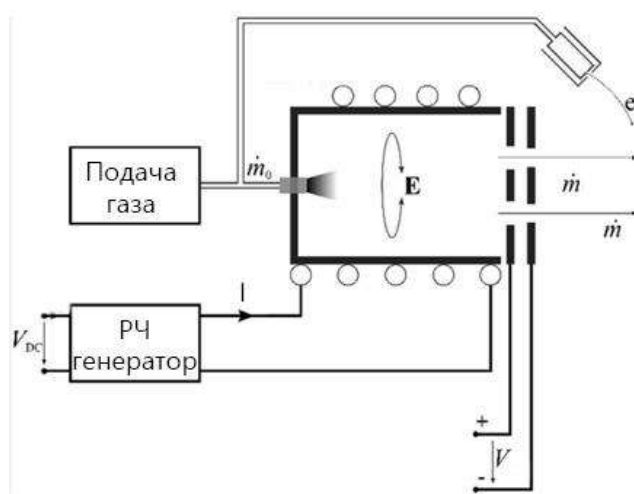


Рис.1.15. Схема радиочастотного источника ускоренных ионов с плазменным нейтрализатором.

На рисунке 1.14 приведена схема источника ускоренных ионов с накаливаемым катодом, в реальности же, катод выбирается исходя из задачи и особенности газов, а также материалов подложки. Так, например, для работы с инертными газами можно использовать практически любой тип катода, на практике в задачах ионно-пучкового травления применяют чаще всего: накаливаемый или полый катоды. Для работы с активными серо- и фторсодержащими газами такими как CF_4 , SF_6 и другие используют радиочастотные источники ускоренных ионов [89,90], типичная схема которого приведена ниже на рисунке 1.15. При такой схеме разряд поджигается путём ударной ионизации атомов газа ускоренными в высокочастотном электрическом поле индуктора свободными электронами. Поглощаемая в высокочастотном разряде мощность пропорциональна концентрации электронов, квадрату напряженности поля и зависит от частоты поля и давления остаточных газов. Частота ВЧ генератора может быть различной, но на практике применяют в диапазоне от единиц до сотен МГц [90,91].

Современная процедура изготовления формы с применением технологии ионного травления подразумевает использование ряда источников ускоренных ионов от широкоапертурных для планаризации/асферизации, в том числе полировки поверхности, до миниатюрных для проведения локальной коррекции ошибок формы. Уменьшение размера пятна и при этом не теряя в плотности тока достигается путём использования обрезающих пучков диафрагм (рисунок 1.16) [92,93].

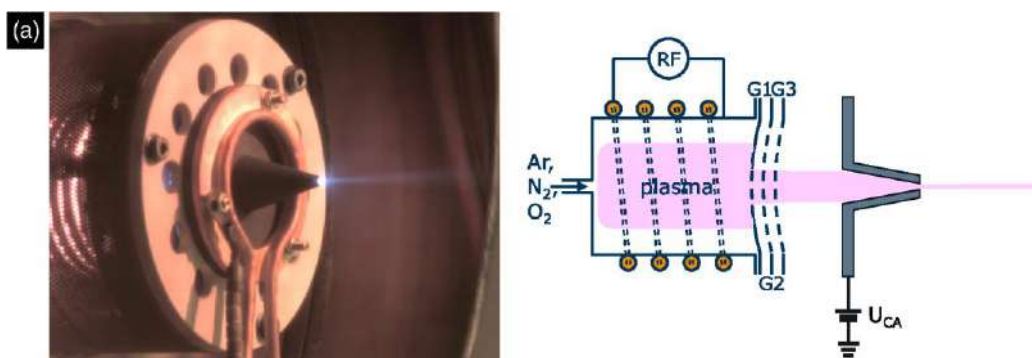
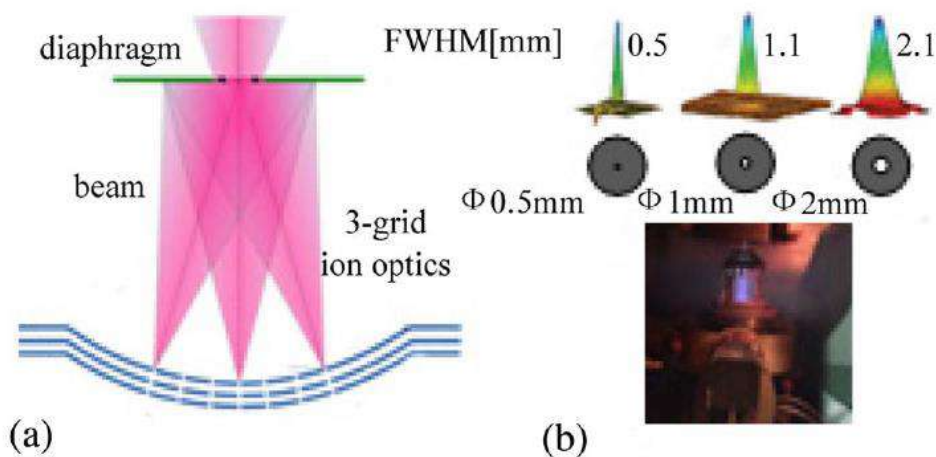


Рис.1.16. Примеры использования обрезывающих пучок диафрагм [92,93].

Таким образом, выбор типа источника и систем экстракции и формирования профиля ионного пучка определяется задачей, для решение которой он предназначен.

1.4 Требования к подложкам для оптических элементов рентгеновского диапазона длин волн

Отклонения поверхности подложки от “идеальной” могут быть разложены по частотам пространственного спектра (метод PSD-функции, power spatial density) [11]. Его условно можно разделить на три поддиапазона: низкие пространственные частоты (10^{-3} - 10^{-6} мкм $^{-1}$, LSFR – low spatial frequency roughness); средние (10^{-3} - 10^0 мкм $^{-1}$, MSFR – middle spatial frequency roughness) и высокие (10^0 - 10^3 мкм $^{-1}$, HSFR – high spatial frequency roughness).

Низкочастотные отклонения (латеральные размеры неоднородностей больше 1 мм) принято называть ошибками формы, средние и высокие пространственные частоты (латеральные размеры неоднородностей меньше 1 мм) - шероховатостью.

Ошибки поверхности в каждом из обозначенных поддиапазонов оказывает специфическое влияние на качество изображения оптической системы.

Низкие пространственные частоты отвечают за формирование изображения. При отклонении формы поверхности от расчетной в LSFR диапазоне пространственных частот, происходит абберационное искажение изображения.

Шероховатости поверхности в области средних пространственных частот вызывает рассеяние излучения на небольшие углы, излучение при этом остается в пределах столика Дарвина, испытывает Брегговское отражение и распространяется по зеркалам оптической системы, что приводит к размытию изображения, и, как следствие, потере разрешающей способности изображающей оптики.

Шероховатость поверхности в области высоких пространственных частот вызывает рассеяние излучения на большие углы, излучение при этом выходит за пределы столика Дарвина, что приводит к падению коэффициента отражения от нанесенных на поверхность подложки многослойных зеркал.

Как было показано выше, для достижения пространственного разрешения, удовлетворяющая требованиям современной рентгеновской оптики необходимо чтобы точность формы была лучше $RMS < \lambda / 14$. В свою очередь, для достижения пиковых коэффициентов отражения многослойных рентгеновских зеркал, шероховатость подложки должна быть менее 0.3 нм во всём диапазоне пространственных частот.

Кроме того, с каждым годом повышаются требования на габариты оптических элементов, как для лабораторных и промышленных оптических систем (в связи с высокими требованиями на пространственное разрешение), так и систем орбитального базирования (где помимо пространственного высоки требования и на временное разрешение) [1,10,94,95]. Учитывая жесткость требований, предъявляемых к рентгенооптическим элементам, следует, что изготовление таких элементов является сложной задачей. Даже после применения совершенных механических способов обработки (шлифовка и полировка с использованием специальных абразивов с уменьшающимся до субмикронных размеров зерна и химической чистки) эффективная шероховатость и точность формы поверхности

подложек имеют значения на порядок хуже требуемых. На данный момент, основной способ решения такого класса задач является использование технологии ионно-пучкового травления [96,97]. Так, в работе [98], используя Ion beam figuring (IBF), удалось получить для оптического элемента на длину волны 13.5 нм максимальный перепад высот (PV) равный всего 5.3 нм при среднеквадратичном отклонении от формы 0.8 нм. Таким образом, перед исследователями стоит важная задача - повышение возможностей методики локальной коррекции формы поверхности малоразмерными ионными пучками, как с точки зрения расширения спектра доступных частот пространственного спектра, так и производительности процесса (с точки зрения объема удаляемого материала).

Отдельно стоит отметить, что в последнее время, в связи с модернизацией синхротронов 3-го поколения и появлением синхротронов 4-го поколения, а также лазеров на свободных электронах [99-101] появились задачи создания высокоточных зеркал, работающих под мощными (до нескольких кВт) пучками рентгеновского излучения. И теоретические расчеты, и практика, показали, что в качестве материала подложек для зеркал, работающих под столь мощными пучками излучения, может рассматриваться только монокристаллический кремний. Другие материалы, в том числе карбид кремния и металлы (медь, алюминий, бериллий) по своим теплофизическим характеристикам сильно ему уступают [102,103], альтернативой может рассматриваться монокристаллический алмаз. Однако, из-за сложности получения этого материала с размерами в десятки см он, главным образом, применяется в качестве кристалл-монокроматоров, сплиттеров рентгеновских пучков и преломляющих линз [104-106].

Особые требования к точности формы, шероховатости и глубине приповерхностного слоя с нарушенной кристаллической структурой предъявляются при использовании кристаллов в качестве монокроматоров в асимметричной схеме, когда рентгеновский пучок падает на поверхность под скользким углом и все взаимодействие с кристаллом происходит в приповерхностной области [107].

Шероховатость, форма поверхности и глубина нарушенного слоя определяются особенностями технологии формообразования и полировки. Благодаря широкому применению монокристаллического кремния в микроэлектронной промышленности

в настоящее время хорошо развита технология химико-механической полировки подложек, обеспечивающая минимальные, до 0.1-0.2 нм значения эффективной шероховатости в диапазоне пространственных частот 10^{-1} - 10^3 мкм⁻¹ и не глубокий, на уровне 1-1.5 нм нарушенный слой, главным образом из-за окисления поверхности [108]. Недостатком этого метода, ограничивающим его применение для рентгенооптических приложений, является неудовлетворительная точность формы поверхности, связанная с использованием полировальных материалов из «мягких» материалов и сложностью ее контроля в процессе химического травления.

В настоящее время, развито большое число методов получения высокоточных асферических поверхностей с использованием малоразмерного инструмента [109, A15]. В частности, в силу относительной простоты широкое распространение получило алмазное точение. Однако известно, что при такой обработке развиваются шероховатости, в диапазоне пространственных частот 10^{-3} -1 мкм⁻¹, называемые среднечастотными и обусловленные биениями инструмента [110], и которые в наибольшей степени влияют на разрешающую способность рентгенооптических систем [11]. Поэтому для финальной обработки подложек производится исправление этих дефектов, а также коррекция локальных ошибок формы малоразмерными ионными пучками [111-113]. Использование этого подхода позволило получать поверхности с субнанометровой точностью и шероховатости на уровне 0.1-0.2 нм. Однако данные результаты получены на аморфных материалах, в первую очередь, это полированный плавленый кварц, ULE, Zerodur, astrosital.

Несмотря на то, что ионные пучки уже давно используются в процессе изготовления высокоточных подложек, тем не менее, их применение для обработки монокристаллических материалов сталкивается с серьезными проблемами. Ионное травление кристаллических материалов довольно сложный и до конца не изученный процесс. Взаимная ориентация кристаллографических плоскостей, среза кристалла, энергии иона и угла его падения на поверхность образца могут вносить существенную неоднозначность в процедуру ионно-пучкового травления. Зависимость коэффициента распыления от угла может иметь целую серию локальных максимумов и минимумов [114,115], распыленные атомы имеют диаграмму направленности с выделенными направлениями [116]. Это объясняется

конкуренцией процессов каналирования, когда распыляющие атомы глубоко проникают в мишень и снижают значение коэффициента распыления, либо, наоборот, вдоль направлений наиболее плотной упаковки существует возможность фокусировки импульса частицы (образование, так называемого «фокусона» [55]).

Существует ряд экспериментальных работ, где изучалось влияние ионного травления на шероховатость поверхности монокристаллического кремния. В частности, в [117,118] изучалось влияние энергии ионов и углов падения на шероховатость поверхности Si <100>. Было обнаружено, что при нормальном падении ионов Ag на поверхность образца наблюдался заметный рост высоты среднеквадратической шероховатости. В [119,120] отмечено сильное влияние угла падения ионов на шероховатость. В частности, при углах падения 30-50° от нормали наблюдалось даже сглаживание шероховатости, однако, при этом на поверхности появлялись «волны» с амплитудой до 0.5-0.6 нм и латеральными размерами около 10 мкм.

Таким образом, не изученность процесса и невозможность предсказать результат обработки с точки зрения шероховатости, сдерживают применение перспективного метода ионно-пучкового травления при изготовлении высокоточных подложек из кремния для рентгенооптических приложений.

При анализе экспериментальных результатов различных групп серьезные вопросы вызывают методики аттестации шероховатости поверхности в области высоких и, особенно, средних пространственных частот. В большинстве работ анализ морфологии поверхности производится по данным атомно-силовой микроскопии, причем речь в основном идет о кадрах размером не более 10 мкм [121,122]. Ряд работ исследует шероховатость в более широком интервале пространственных частот, анализируются кадры с атомно-силового микроскопа размером до 40 мкм, а для аттестации неровностей MSFR диапазоне пространственных частот применяются данные с микроинтерферометра белого света (размер кадра до 1 мм) [33,123]. Тем не менее, в работах [20,38] было показано, что адекватность методики определения шероховатости возможна только при сравнении ряда независимых методов, а данные получаемые с интерферометра белого света зачастую определяются заложенным в него эталоном.

В данной работе были развиты методы ионно-пучковой обработки поверхности оптических деталей, в том числе из монокристаллического кремния, обеспечивающие минимальную шероховатость, которые уже нашли свое применение для формирования рентгенооптических элементов.

2 глава. Изучение коэффициентов распыления и шероховатости поверхности перспективных материалов для рентгеновской оптики при ионно-пучковом травлении

2.1. Аппаратура для ионного травления мишеней и методики измерений

2.1.1 Аппаратура для изучения ионного травления мишеней

Для изучения особенностей ионного распыления (исследования коэффициентов распыления и поведения шероховатости поверхности) был собран экспериментальный стенд (рисунок 2.1), включающий в себя: 1, 2 - система позиционирования; 3 - заслонка, отделяющую пучок ионов от основного объема вакуумной камеры; 4 - источник ускоренных ионов КЛАН-103М; 5 - вакуумная лампа термопарного типа; 6 - вакуумная лампа магнито-разрядного типа; 7 - система откачки интегрального типа; 8 – ионно-оптическая система. Заслонка электрически отделена от установки и является дополнительным измерителем ионного тока.

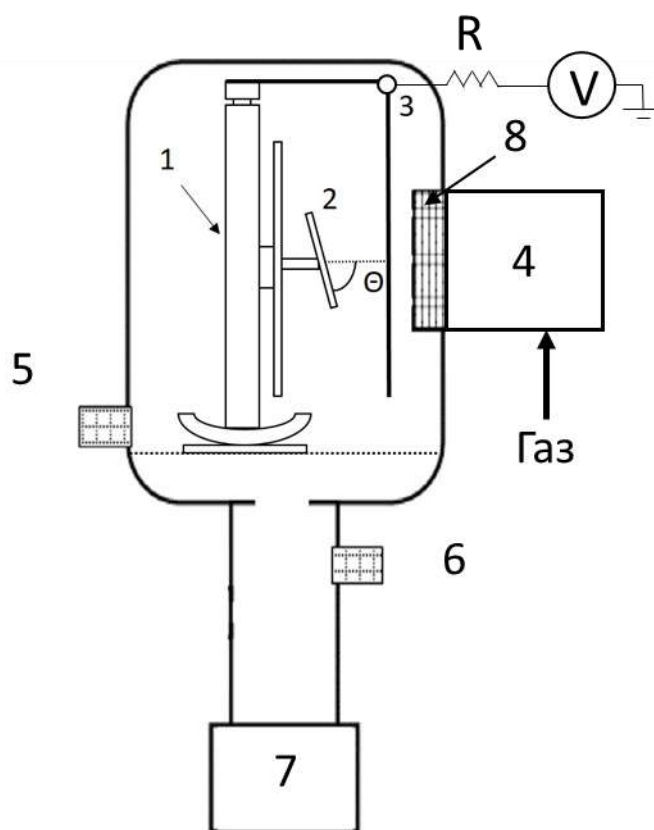


Рис.2.1. Схема стенда для изучения физического распыления.

Вакуумная камера установки, представляющая собой цилиндрический объем с диаметром 350 мм и высотой 440 мм, выполнена из нержавеющей стали. Пост вакуумной откачки включает в себя турбомолекулярный насос ТМН-500 (ООО

"Призма", производительность 500 л/с) и безмасляный спиральный форвакуумный насос Scroll Meister ISP-250 (Anest Iwata, производительность 250 л/мин). Система откачки позволяет получать предельное давление остаточных газов в вакуумной камере $\sim 10^{-5}$ Па. Измерение давления производится при помощи магнито-разрядной лампы ПММ-32 и вакуумметра АВ3599 (ООО "Авакс"). Система позиционирования состоит из линейной подвижки, позволяющей перемещать столик с образцом перпендикулярно оси ионного пучка и вращающегося столика образцов, для изменения угла падения ионов на поверхность исследуемого образца предусмотрен дополнительный столик (2) с диапазоном наклона 0-90°. В качестве источника ускоренных ионов используется технологический источник КЛАН-103М типа Кауфмана с накальным катодом и апертурой в виде эллипса с полуосями 4.5 см и 3 см, производства НТК «Платар».

Образцы закрепляются на столике с помощью «лапки» (металлического прижима) и устанавливаются в вакуумный объём камеры. Производится откачка вакуумного объёма. Затем образец подвергается ионному травлению.

2.1.2 Методы и инструменты измерения шероховатости поверхности, нарушенного слоя и коэффициента распыления

2.1.2.1 Методика измерения коэффициента распыления

Значение коэффициента распыления вычислялось из глубины травления, контроль которой производился с помощью «свидетеля» – аналогичный образец, часть которого закрывалась маской. В результате ионного травления на границе маски формировалась ступенька, высота которой измерялась на интерференционном микроскопе белого света TalySurf CCI2000.

Прибор выполняет оптическое измерение с восстановлением 3-х мерного изображения поверхности.

Интервал высот: 100 мкм

Чувствительность по высоте: 0.2 нм

Поле обзора: 900×900 мкм², 1024×1024 точек

Прибор калибруется по эталонным образцам, что позволяет неразрушающим бесконтактным методом измерять с высокой точностью размеры как в плоскости, так и по глубине профилей поверхности.

Принцип работы интерферометра основывается на разделении луча от одного источника на два, один из которых отражается от исследуемого объекта, а второй (опорный) проходит известный и постоянный оптический путь. Возникающая при этом разность фаз между исследующим и опорным лучом приводит к интерференции. Исследование объекта состоит в наблюдении за изменением интерференционной картины в ходе эксперимента. Схема интерференционного микроскопа Talysurf CCI 2000 представлена на рис. 2.2

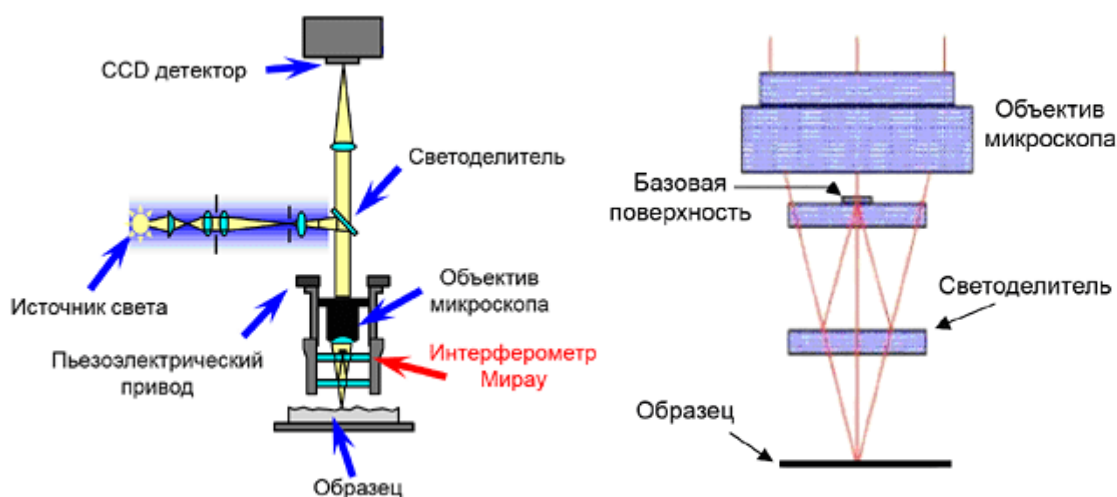


Рис.2.2. Схема интерференционного микроскопа Talysurf CCI 2000.

При регистрации детектором разность фаз базового и исследующего лучей зависит от расстояния между поверхностью образца и контрольной поверхностью. Возникает интерференционная картина из чередующихся светлых и темных полос, которая увеличивается оптикой микроскопа и проецируется на CCD детектор. Статическая интерференционная картина отображает разность расстояний между контрольной поверхностью и образцом. Использование белого, немонахроматического источника света, повышает вертикальное разрешение, так как длина когерентности данного источника очень мала, и наилучший контраст интерференционной картины будет достигаться только при очень хорошем совпадении длин путей, пройденных исследующим и опорным лучами. Для монохроматического источника существует несколько расстояний, при которых

достигается максимальный контраст интерференционной картины, что создает неоднозначность в определении расстояния и уменьшает вертикальное разрешение прибора.

Сдвиг линзы по вертикали (делается шагами с помощью пьезодвигателя), меняет длину пути исследующего луча, в то время как опорный луч будет проходить все тот же постоянный путь. Это приведет к возникновению серий движущихся интерференционных полос. Достижение максимального контраста интерференционной картины (максимальной яркости, регистрируемой пикселями CCD матрицы) означает точную фокусировку лучей на поверхности образца и совпадение величин плеч интерферометра, что позволяет определять высоту и создавать трёхмерную карту поверхности образца. При этом необходимо определять все положения линзы, при которых яркость каждой точки CCD матрицы максимальна. Таким образом, каждый пиксель CCD матрицы является независимым интерферометром, что позволяет создавать достаточно точные карты поверхности исследуемого образца.

На рисунке 2.3 приведён пример карты поверхности и её сечения, полученной после ионного травления ступеньки.

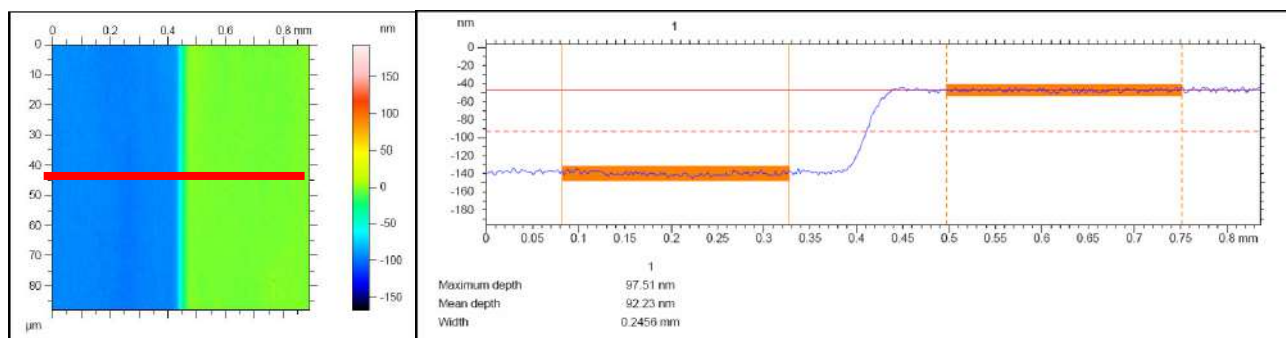


Рис.2.3. Карта поверхности (слева) и её сечение (справа).

Вычисление значения коэффициента распыления происходит следующим образом. По определению (формула 1.1), коэффициент распыления есть отношение числа выбитых атомов (т.е. тех, которые вылетели из мишени) к числу налетающих частиц:

$$Y = \frac{n_a}{n_i} \quad (2.1)$$

n_a – число выбитых атомов; n_i – число налетающих ионов. Распишем подробнее каждый член:

$$n_a = \frac{m}{M} N_a = \frac{\rho \Delta V}{M} N_a = \frac{\rho S \Delta h}{M} N_a = \frac{\rho S \Delta t v_{etch}}{M} N_a \quad (2.2)$$

где M – молярная масса вещества [г/моль]; m – масса [г]; N_a – число Авогадро, равное $6,022 \cdot 10^{23}$ [моль⁻¹]; ρ – плотность мишени [г/см³]; ΔV – изменение объёма [см³]; S – Площадь области облучения [см²]; Δh - глубина травления [см]; v_{etch} - скорость травления [см/сек]; Δt – время травления [сек].

Для определения числа ионов, воспользуемся известной характеристикой потока ионов – плотностью тока (j), тогда:

$$j = \frac{I}{S} = \frac{en}{S \Delta t} \quad (2.3)$$

Откуда выразим число заряженных частиц, т.е. ионов:

$$n_i = \frac{j S \Delta t}{e} \quad (2.4)$$

S – площадь области облучения [см²]; j – плотность тока [А/см²]; e – заряд электрона, равный $1,602\ 176\ 634 \cdot 10^{-19}$ [Кл]; Δt – время травления [сек].

Подставив (2.2) и (2.4) в выражение (2.1), получим:

$$Y = \frac{e \rho N_a}{j M} v_{etch} = \frac{e \rho N_a \Delta h}{j M \Delta t} \quad (2.5)$$

В случае падения пучка ионов под углом Θ к поверхности необходимо учитывать проекцию пучка, тогда выражение (2.5) переписется в виде:

$$Y = \frac{e \rho N_a}{j M \cos \Theta} v_{etch} = \frac{e \rho N_a \Delta h}{j M \cos \Theta \Delta t} \quad (2.6)$$

2.1.2.2 Измерение шероховатости поверхности оптических элементов

Методика определения шероховатости поверхности основана на построении PSD-функции шероховатости. PSD-функция может быть восстановлена по различным экспериментальным данным: атомно-силовая микроскопия, интерферометрия белого света, диффузное рассеяние рентгеновского излучения.

В силу изученности фундаментальных законов и «прозрачности» эксперимента диффузное рассеяние рентгеновского излучения (XRDS) можно отнести к

«первопринципным» методам изучения статистических свойств шероховатости поверхности [124]. В работах [125,126] получены простые соотношения, связывающие функцию спектральной плотности мощности шероховатостей с угловой зависимостью интенсивности диффузного рассеяния. Одним из важных свойств этой упрощенной теории является то, что эти соотношения не зависят от статистики распределения шероховатостей.

Имеется большой набор экспериментальных работ, в которых проводится сравнение результатов измерений шероховатости с помощью различных методов и указывается на их хорошее совпадение [127-129]. Более того в [32] утверждается, что использование метода XRDS является необходимым для достоверной характеристики свергладких подложек, предназначенных для рентгенооптики, так как атомно-силовая микроскопия (АСМ) и интерферометрия белого света (ИБС), не относятся к «первопринципным» методам. На результаты измерений могут влиять качество эталонов и латеральное разрешение ИБС, жесткость материала кантелевера АСМ, нелинейность пьезо-сканнеров в обоих методах, акустические шумы, механические вибрации и другие факторы.

- Для получения PSD-функций шероховатостей по данным XRDS использовалась теория, устанавливающая простую связь между угловой зависимостью интенсивности рассеянного излучения $I(\theta)$ и PSD функцией:

$$I(\theta) = \frac{h|\pi(1-\varepsilon)t(\varphi_0)t(\varphi)|^2}{2l\lambda^3\sin\varphi_0\sqrt{\cos\varphi_0\cos\varphi}} PSD(\nu), \quad (2.7)$$

где h и l – ширина и высота щели на детекторе, λ – длина волны зондирующего излучения, $t(\varphi)$ – френелевский коэффициент прохождения излучения, ε – диэлектрическая проницаемость материала, ν – пространственная частота, φ_0 и φ – скользящие углы падения излучения на поверхность образца и рассеяния, соответственно. Для изотропной поверхности зависимость пространственной частоты от угла рассеяния имеет вид [147]:

$$\nu = \frac{1}{\lambda} |\cos\varphi - \cos\varphi_0|, \quad (2.8)$$

- По данным атомно-силовой микроскопии. Данные, полученные методом АСМ, представляют собой дискретную карту набора высот $z(\boldsymbol{\rho})$, где $\boldsymbol{\rho} \equiv (x, y)$. По

полученным картам можно построить двумерные PSD-функции (спектры неоднородностей по латеральному размеру на поверхности), которые даются двумерным Фурье-преобразованием от автокорреляционной функции (2.11):

$$PSD(\mathbf{v}) = |\hat{F}[z(\boldsymbol{\rho})]| \quad (2.9)$$

где $z(\boldsymbol{\rho})$ – высота поверхности в точке, задаваемой радиус-вектором $\boldsymbol{\rho}$; \hat{F} – Фурье-преобразование. Пусть L – линейный размер области сканирования, а N – число точек изображения. Тогда модуль вектора пространственной частоты, в котором рассчитывается PSD-функция, лежит в пределах от $v_{min} = 1/L$ до $v_{max} = N/L$.

$$PSD_{2D}(\mathbf{v}) = \int \exp(2\pi i \mathbf{v} \boldsymbol{\rho}) C(\boldsymbol{\rho}) d\boldsymbol{\rho}, \quad \mathbf{v} \equiv (v_x, v_y) \quad (2.10)$$

где \mathbf{v} – вектор пространственной частоты, а корреляционная функция $C(\boldsymbol{\rho})$ определяется как:

$$C(\boldsymbol{\rho}) = \langle z(\boldsymbol{\rho} + \boldsymbol{\rho}') z(\boldsymbol{\rho}) \rangle, \quad \boldsymbol{\rho} \equiv (x, y) \quad (2.11)$$

Зная PSD - функцию, можно рассчитать значение эффективной шероховатости поверхности путём интегрирования по пространственным частотам $\mathbf{v}=[v_{min} \div v_{max}]$:

$$\sigma_{eff}^2 = 2\pi \int_{v_{min}}^{v_{max}} PSD_{2D}(\mathbf{v}) \mathbf{v} d\mathbf{v} \quad (2.12)$$

Измерения проводились с помощью атомно-силового микроскопа Ntegra Prima (NT-MDT) на стенде [130] Обработывались кадры размером 2x2 и 40x40 мкм, число точек в строке – 256, что позволяет перекрывать диапазон пространственных частот $\mathbf{v}=[4.9 \cdot 10^{-2} - 6.3 \cdot 10^1 \text{ мкм}^{-1}]$.

Для контроля и калибровки атомно-силового микроскопа измерялись угловые зависимости коэффициентов отражения (XRSR, ϕ -2 ϕ скан) и диффузного рассеяния (XRDS, 2 ϕ скан) рентгеновского излучения с длиной волны $\lambda=0.154$ нм на 4-х кристалльном рентгеновском дифрактометре PANanalytical X'PertPRO.

2.1.1.3 Исследование нарушенного слоя методом малоуглового диффузного рассеяния жесткого рентгеновского излучения

Рентгеновское излучение, в отличие от зонда атомно-силового микроскопа, взаимодействует не только с поверхностными атомами, но и с атомами, находящимися в объеме в пределах глубины экстинкции электромагнитной волны и испытывает рассеяние на объёмных неоднородностях. Таким образом, образование

“нарушенного” слоя за счет имплантации распыляющих атомов должно отражаться на индикатриссе рассеяния рентгеновского излучения.

Для исследования “нарушенного” слоя проводились эксперименты по регистрации XRDS при различных углах падения рентгеновского излучения с длиной волны $\lambda=0.154$ нм на поверхность образца вблизи критического угла полного внешнего отражения. Различные углы падения соответствуют различным глубинам проникновения излучения, которая может быть оценена как [131]:

$$L = \lambda[4\pi d m(\varepsilon - \cos^2 \varphi)^{0.5}] \quad (2.13)$$

2.2 Изучение шероховатости поверхности и коэффициентов распыления перспективных материалов для рентгеновской оптики при ионно-пучковом травлении

2.2.1 Изучение шероховатости поверхности и коэффициентов распыления перспективных аморфных материалов для рентгеновской оптики при ионно-пучковом травлении

В качестве подложек для оптических элементов рентгеновской оптики могут применяться различные материалы, в частности, наибольшее применение, на данный момент находят оптические стёкла, такие как: плавленный кварц (SiO_2) различных марок (KB, KY и др.); ZERODUR® (литиевая алюмосиликатная керамика) с низким значением теплового коэффициента линейного расширения (ТКЛР) $\sim 0.007 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$, ее аналоги ULE® (Ultra low expansion glass) со значением теплового коэффициента линейного расширения $\sim 10^{-8} \text{ K}^{-1}$ и ситалл, и др. Низкие значения ТКЛР необходимы ввиду особенностей оптических схем (большая часть энергии, падающей на первый оптический элемент поглощается) и требований на форму поверхности (единицы нанометров по параметру RMS и доли нанометра по параметру эффективной шероховатости, подробнее в **разделе 1.4**) для оптики коротковолновой области.

2.2.1.1 Плавленный кварц (SiO_2)

Для изучения шероховатости поверхности и коэффициентов распыления кварца (SiO_2) в качестве образцов использовались плоские пластины плавленого кварца прошедшие стандартную процедуру глубокой шлифовки-полировки (исходная $\sigma_{\text{eff}} \sim 0.5$ нм) размером 15x15 мм. Для проведения эксперимента образец крепится на предметный столик и устанавливается требуемый угол наклона

относительно нормали, при этом часть поверхности закрывается маской для контроля глубины травления. Далее в камере создается рабочее давление Ar на уровне $2 \cdot 10^{-2}$ Па, устанавливаются необходимые плотность тока ионов и ускоряющее напряжение. Образец подвергается ионной бомбардировке, после чего производится измерение глубины травления и поверхностной шероховатости с последующей обработкой результатов измерений.

2.2.1.1.1 Нормальное падение ионов на поверхность образца плавленого кварца

Для ионно-пучковой обработки плоских поверхностей проводилось изучение влияния ионно-пучкового травления ускоренными ионами аргона на шероховатость поверхности плавленого кварца.

В работе [42] было показано, что скорость травления плавленого кварца линейна от времени (при фиксированных параметрах эксперимента: ток ионов, энергия ионов, угол падения); поэтому изучение зависимости скорости травления от глубины съема материала не проводилось. Была снята зависимость скорости травления от энергии нейтрализованных ионов Ar (рис.2.4) при нормальном падении на поверхность образца.

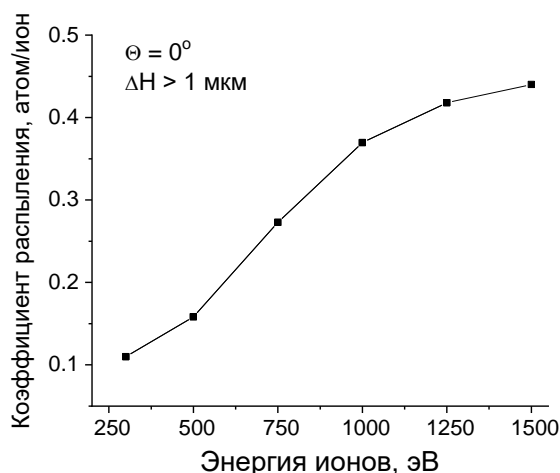


Рис.2.4. Зависимость коэффициента распыления плавленого кварца от энергии ионов Ar. Параметры эксперимента: газ – Ar; $\Theta_{\text{пад}}=0^\circ$; $J_{\text{ионов}}=0.5 \text{ мА/см}^2$.

Как можно видеть из рисунка 2.4 линейный участок заканчивается при энергии ионов порядка $E_{\text{ионов}}=1000 \text{ эВ}$, при дальнейшем повышении ускоряющего напряжения кривая коэффициента распыления начинает выходить на “плато”.

Энергетическая зависимость коэффициента распыления в данном диапазоне энергий имеет такой вид, так как с увеличением энергии налетающих ионов, механизм соударений переходит от одиночных столкновений к каскадам. Таким образом, более высокоэнергичный ион порождает больше атомов отдачи, импульс которых доходит до атомов в приповерхностном слое, у которых энергии связи на поверхности меньше, чем в объеме, что приводит к распылению атома. С дальнейшим увеличением энергии ионов, возрастает и его глубина проникновения. Данный факт приводит к тому, что энергия, переданная ионами атомам мишени, рассеивается на большой глубине и не доходит до поверхностных атомов. Тем не менее, повышение энергии ионов с 500 до 1500 эВ обеспечивает повышение скорости травления, а, следовательно, и скорости обработки поверхности почти в 3 раза. Полученные значения коэффициентов распыления совпадают со значениями, полученными китайской группой исследователей [132].

Далее изучалось влияние на шероховатость поверхности в зависимости от энергии ионов Ag при нормальном падении на поверхность образца. Эксперименты показали, что для пластин с исходной шероховатостью поверхности на уровне 0.5 нм в диапазоне пространственных частот $\nu=[4.9 \cdot 10^{-2}-6.3 \cdot 10^1 \text{ мкм}^{-1}]$ наблюдается заметное сглаживание эффективной шероховатости при всех ускоряющих напряжениях в диапазоне 0.5-1.5 кВ (рис.2.5), съем материала во всех экспериментах составлял порядка 2 мкм.

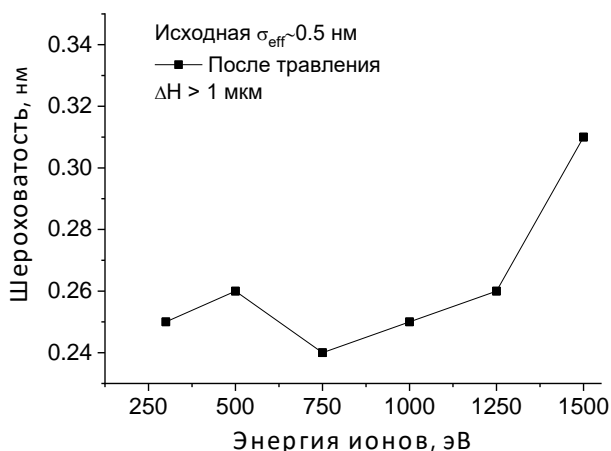


Рис.2.5. Зависимость эффективной шероховатости поверхности плавленого кварца от энергии ионов Ag. Параметры эксперимента: газ – Ag; $\Theta_{\text{пад}}=0^\circ$; $J_{\text{ионов}}=0.5 \text{ мА/см}^2$.

Как можно видеть, при травлении ионами с энергий в диапазоне $E_{\text{ионов}} = 500\text{--}1250$ эВ величина эффективной шероховатости составляет порядка 0.25 нм, а при $E_{\text{ионов}} = 1500$ эВ эффект полировки заметно снижается ($\sigma_{\text{eff}} \sim 0.32$ нм). Таким образом, показана возможность проведения “суперполировки” поверхности плавленого кварца ионно-пучковым травлением. Поверхность, обладающая эффективной шероховатостью на уровне $\sigma_{\text{eff}} \sim 0.25$ нм может быть использована в качестве элемента изображающей оптики сверхвысокого разрешения МР и ЭУФ диапазона длин волн.

Оптимальной энергией для обработки оптических поверхностей была выбрана $E_{\text{ионов}} = 1250$ эВ. Во-первых, в силу заметно более высокой скорости распыления, что важно при съемах материала в единицы и десятки микрометров. Во-вторых, как можно видеть из графика (рис. 2.4), для энергий от 1000 эВ скорость травления изменяется слабо, что удобно с точки зрения контролируемости процесса, т.е. незначительное изменение параметров травления в ходе процесса не приведет к заметным ошибкам в количестве снимаемого материала. В-третьих, дальнейшее увеличение энергии до $E_{\text{ионов}} = 1500$ эВ уже заметно снижает эффект полировки.

Изучение влияния на шероховатость в зависимости от глубины травления проводилось уже при энергии ионов $E_{\text{ионов}} = 1250$ эВ.

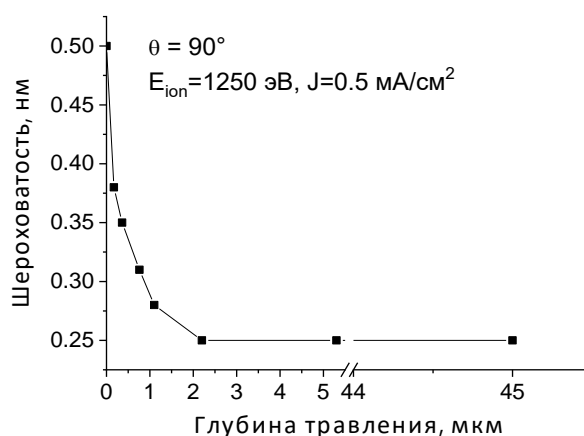


Рис. 2.7. Зависимость эффективной шероховатостей поверхности плавленого кварца в зависимости от глубины съема материала. Параметры эксперимента: газ – Ar; $\Theta_{\text{пад}} = 0^\circ$; $J_{\text{ионов}} = 0.5$ мА/см²; $E_{\text{ионов}} = 1250$ эВ.

Было показано, что эффективное сглаживание начинает быть заметным при глубинах травления на уровне 150 нм и заканчивается (выходит на полку) на глубинах порядка 1 мкм (рис.2.7). Дальнейшее травление не оказывает заметного влияния на шероховатость поверхности полированного плавленого кварца.

Таким образом, ионно-пучковое травление нейтрализованными ионами Ar с энергией в диапазоне $E_{\text{ионов}}=500-1250$ эВ обеспечивает сглаживание шероховатости поверхности в области средних и высоких пространственных частот ($\nu = [4.9 \cdot 10^{-2}-6.3 \cdot 10^1 \text{ мкм}^{-1}]$) для образцов полированного плавленого кварца, прошедших стандартную процедуру глубокой шлифовки-полировки, при съеме материала более 1 мкм. Предложенный метод является альтернативой процессу химико-механической суперполировки поскольку позволяет контролировать шероховатость и толщину съема материала, обеспечивая равномерный съем по поверхности.

2.2.1.1.2 Наклонное падение ионов на поверхность образца плавленого кварца

Подложки зеркал элементов изображающей оптики имеют сложную форму (выпуклые, вогнутые), а, следовательно, при обработке поверхности квазипараллельным ионным пучком (асферизация ионным травлением) локальный угол падения ионов может изменяться в широких пределах. Следовательно, необходимо изучить влияние ионного травления на шероховатость поверхности при отличных от нормали углах падения ионов на поверхность образца.

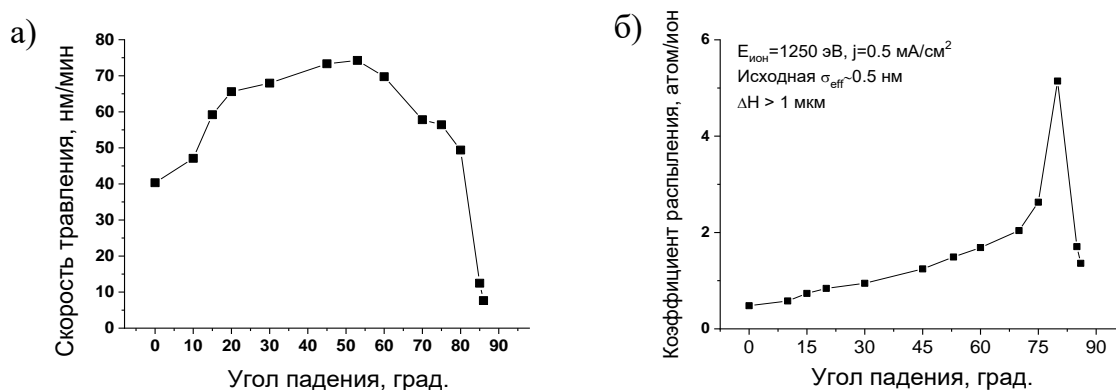


Рис. 2.8. Зависимости скорости травления (а) и коэффициента распыления (б) плавленого кварца в зависимости от угла падения ионов на поверхности.

Параметры эксперимента: газ – Ar; $J_{\text{ионов}}=0.5 \text{ мА/см}^2$; $E_{\text{ионов}}=1250$ эВ.

Эксперименты проводились при энергии ионов $E_{\text{ионов}}=1250$ эВ на плоских образцах плавленого кварца, прошедших процедуру ГШП ($\sigma_{\text{eff}} \sim 0.5$ нм), угол падения устанавливался поворотом столика. На рис.2.8 представлена кривая зависимости скорости травления плавленого кварца от угла падения ионов на поверхность.

Как можно видеть (рис.2.8 слева) наблюдается существенная зависимость скорости травления от угла падения максимум скорости травления наблюдается при $\Theta_{\text{пад}}=60^\circ$, превышающий скорость травления под нормалью почти в 2 раза, следовательно, при обработке поверхности параллельным пучком ускоренных ионов (полировка, асферизация) следует учитывать различия в скорости травления в зависимости от локального угла падения.

Изучение шероховатости проводилось при съеме материала на уровне 2 мкм:

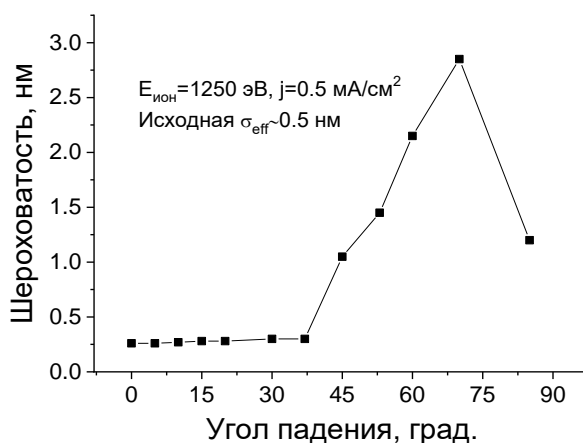


Рис. 2.9. Зависимость эффективной шероховатостей поверхности плавленого кварца в зависимости от угла падения. Параметры эксперимента: газ – Ar; $J_{\text{ионов}}=0.5$ мА/см²; $E_{\text{ионов}}=1250$ эВ.

Как можно видеть (рис.2.9) при углах падения $\Theta_{\text{пад}} < 35^\circ$ наблюдается сглаживание шероховатости поверхности до $\sigma_{\text{eff}} < 0.3$ нм, что соответствует требованиям на качество поверхности элементов изображающей оптики МР и ЭУФ диапазона длин волн.

Угол $\Theta_{\text{пад}}=35^\circ$ соответствует числовой апертуре $NA=0.57$ ($n=1$ – показатель преломления в вакууме), т.е. практически для всех приложений можно проводить обработку поверхностей из плавленого кварца параллельным пучком ускоренных

ионов, обеспечивая шероховатость, требуемую для высоких коэффициентов отражения многослойных зеркал и пространственного разрешения изображающей оптики.

Аналогичные эксперименты были произведены на образцах, прошедших финишную химико-механическую “суперполировку” (исходная $\sigma_{\text{eff}} \sim 0.25$ нм). Эксперименты показали, что при обработке поверхности нейтральзованными ионами Ag с энергией в $E_{\text{ионов}}=1250$ эВ эффективная шероховатость поверхности остается на исходном уровне (рис.2.10).

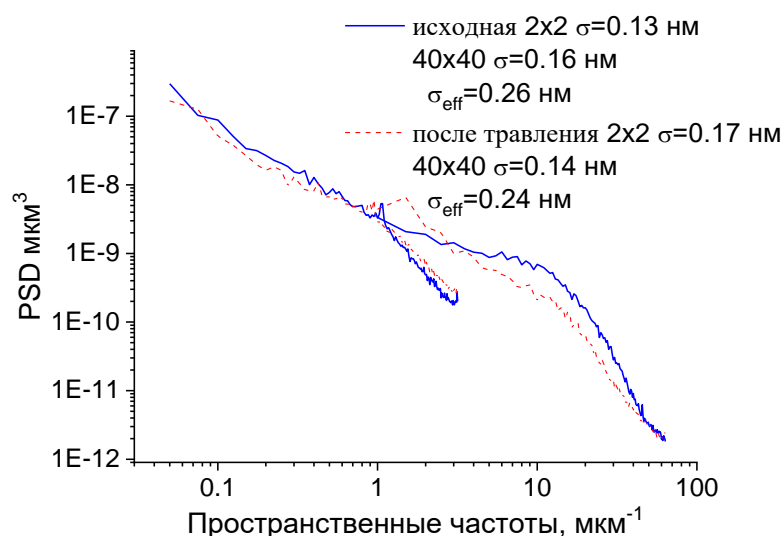


Рис. 2.10. PSD-функции шероховатости поверхности плавленного кварца до и после ионной полировки. Параметры эксперимента: газ – Ag; $\Theta_{\text{пад}}=0^\circ$; $J_{\text{ионов}}=0.8$ мА/см²; $E_{\text{ионов}}=500$ эВ.

Таким образом, показана возможность проведения обработки поверхности элементов изображающей оптики МР и ЭУФ диапазонов длин волн с $NA < 0.6$ параллельным пучком ускоренных ионов Ag с энергией $E_{\text{ионов}}=1250$ эВ.

2.2.1.2 Аморфный бериллий (Be)

С развитием телескопов космического базирования вырос интерес к поиску новых материалов, которые можно использовать в качестве подложек оптических элементов. Одним из основных требований, предъявляемых к таким материалам являются малая плотность, высокая прочность и возможность обработки поверхности.

Специфика применения подложек для МРЗ связана с высочайшими требованиями к микрошероховатости поверхности. Однако в литературе нет информации по достигнутым величинам шероховатости на бериллии, некоторые данные могут быть получены с Web сайтов компаний производителей. В частности, в [133] сообщается, что «поскольку бериллий представляет собой металл в виде порошка, существуют естественные ограничения по шероховатости, которую можно получить путем непосредственной полировки металла. Hardric отполировал несколько бериллиевых ретрорефлекторных панелей размером 25 см × 12,5 см до RMS поверхности 2 нм с плоскостностью поверхности $PV=1/20 \lambda$, при $\lambda=633$ нм. В зеркалах меньшего размера можно добиться еще лучших поверхностей.

Заготовки никелированных бериллиевых зеркал покрыты химическим никелем толщиной от 0.05 мм до 0.13 мм, чтобы иметь поверхность, которую можно либо легко отполировать обычными методами, либо обработать алмазным точением, а также они отлично подходят для использования в агрессивных средах, когда поверхность обрабатывается, то шероховатость может быть лучше 2 нм по среднеквадратичному значению. В [134] так же сообщается о близких параметрах шероховатости, полученных при полировании бериллия, и так же отмечается его относительно плохая полируемость. Однако такие значения шероховатости не приемлемы для подложек зеркал МР и ЭУФ диапазонов длин волн.

Для исследования возможности применения методик ионной обработки были проведены эксперименты по травлению образцов из бериллия. В качестве экспериментальных образцов использовались пленки толщиной 200 нм, нанесенные методом магнетронного распыления на кремниевые подложки размером 15x15 мм. Исходная микрошероховатость кремниевых пластин - 0.3 нм.

Из опыта работы с металлическими пленками (ранее изучалось травление многослойных структур Cr/Sc и Cr/Y) в [120,135], известно, что обработка поверхности металлов ионами Ag с сохранением шероховатости на атомарно гладком уровне возможна только при низкой энергии ионов ($E_{\text{ионов}} \leq 200$ эВ). Это означает, что скорость травления, даже без учета окисленного слоя, находящегося на поверхности практически каждого металла, чрезвычайно низкая. Поэтому на первом этапе выбирался инертный газ, ионы которого обеспечивают большой коэффициент распыления при заданной энергии ионов. Бериллий легкий металл

(атомная масса 9 а.е.м.) поэтому для эффективного распыления необходимо применять близкий по атомной массе газ-травитель [56]. Для оценки эффективности распыления различными инертными газами был проведен расчет коэффициента распыления Ве при нормальном падении с помощью программы SRIM [136]. Как и ожидалось, более высокий коэффициент распыления получается для наиболее близкого по атомной массе атома неона (атомная масса 20 а.е.м.). Причем при низких энергиях ионов ($E_{\text{ионов}} \leq 200$ эВ) он почти вдвое превышает коэффициент распыления аргоном и еще больше - ксеноном (рис.2.11). Таким образом, для экспериментов по обработке бериллия был выбран газ - неон.

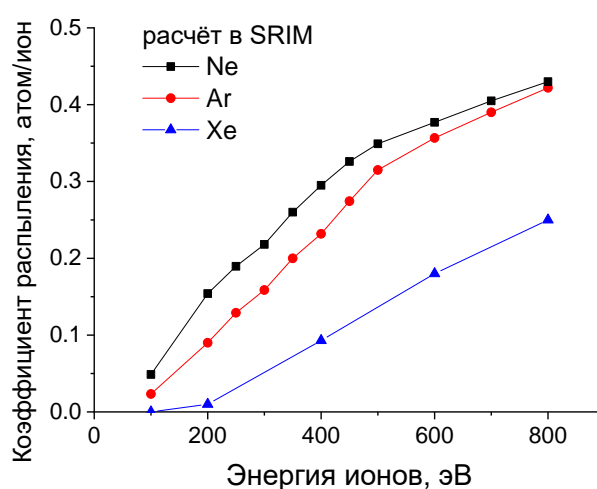


Рис. 2.11. Коэффициент распыления Ве ионами инертных газов (Ne, Ar, Xe).

Расчет программой SRIM [136].

Так как опубликованных экспериментальных данных по коэффициентам распыления бериллия неоном найти не удалось, то в данной работе изучались зависимости скорости травления Ве от энергии ионов Ne при нормальном падении, и от угла, при фиксированной энергии ионов $E_{\text{ионов}}=400$ эВ. Выбор значения энергии объясняется ниже. Для всех образцов производилось измерение шероховатости с помощью АСМ. На рис. 2.12 приведены измеренные зависимости скорости распыления от энергии при нормальном падении и от угла при энергии ионов 400 эВ.

Влияние ионно-пучкового травления на шероховатость поверхности пленки Ве, нанесенной на кремниевую подложку, с исходной эффективной шероховатостью $\sigma_{\text{eff}} \sim 1.0-1.3$ нм приведено на рис. 2.13. На рисунке 2.13 а) приведена зависимость эффективной шероховатости от энергии ионов при угле падения $\theta_{\text{пад}}=0^\circ$, а на рис.

2.13 б) – от угла падения при энергии ионов 400 эВ. Глубина травления во всех случаях составляла 100 нм.

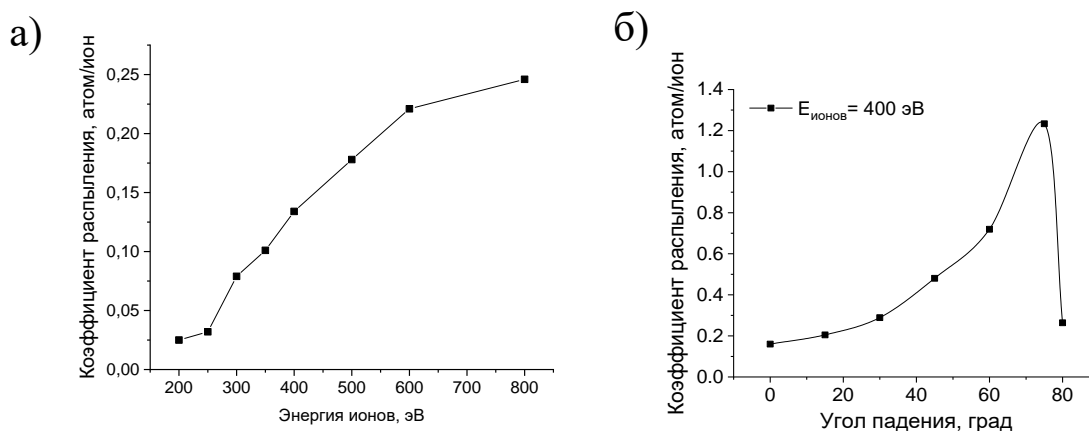


Рис. 2.12. Коэффициенты распыления Be в зависимости от энергии ионов Ne, $\theta_{\text{пад}}=0^\circ$ - а) и угла падения ионов Ne, $E_{\text{ионов}}=400 \text{ эВ}$ - б).

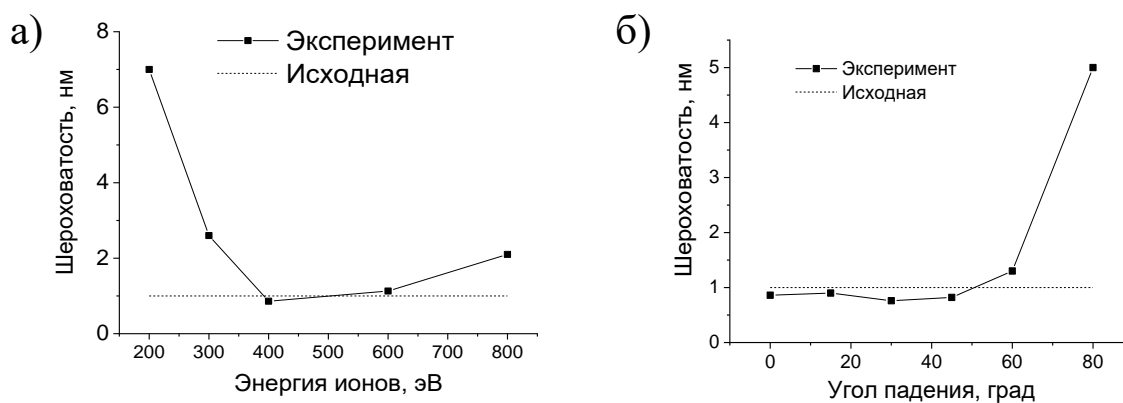


Рис. 2.13. Зависимость эффективной шероховатости пленок Be от энергии ионов Ne при угле падения $\theta_{\text{пад}}=0^\circ$ - а) и от угла падения при энергии ионов $E_{\text{ионов}}=400 \text{ эВ}$ - б). Глубина травления во всех экспериментах - 100 нм.

Таким образом, изучено влияние энергии и угла падения ионов неона на скорость распыления и топологию поверхности бериллиевых пленок. Найдена оптимальная энергия ионов $E_{\text{ионов}}=400 \text{ эВ}$, при которой наблюдается даже небольшое сглаживание высокочастотных шероховатостей. Шероховатость практически не меняется в диапазоне углов падения ионов на поверхность $\pm 40^\circ$. Этот результат важен для практических применений, так как указывает на то, что ионное травление можно использовать для асферизации и коррекции локальных ошибок формы светосильных оптических поверхностей из бериллия. При практическом

использовании этого метода необходимо учитывать угловую зависимость коэффициента распыления материала (рис. 2.12 б).

2.2.1.3 Поликристаллический бериллий (Be)

Используя описанные выше экспериментальные данные и найденные оптимальные энергии ионов неона (400 эВ), а также углы падения (0°), было изучено влияние ионного травления на шероховатость массивного образца Be. На рис. 2.14 приведены PSD функции шероховатости до травления и после 2-х последовательных травлений, и АСМ изображение поверхности после 2-го травления, кадр 40×40 мкм. Глубина съема при каждом травлении составляла около 40 нм. Как видно из рисунка после первого травления наблюдается некоторое уменьшение эффективной шероховатости с 2.5 нм до 2.3 нм. При этом микрошероховатость (по кадру АСМ 2×2 мкм) изменилась с 0.96 до 0.84 нм. Повторное травление практически никак не улучшило шероховатость. Однако, как видно из рис. 2.14 б), на поверхности наблюдается появление “ям”, связанных с увеличенной скоростью распыления в «дефектных» областях поверхности, возможно области между отдельными кристаллитами поликристаллического образца или места локализации примесей. В целом, за исключением появления “ям”, динамика шероховатости соответствует наблюдаемой на пленках Be.

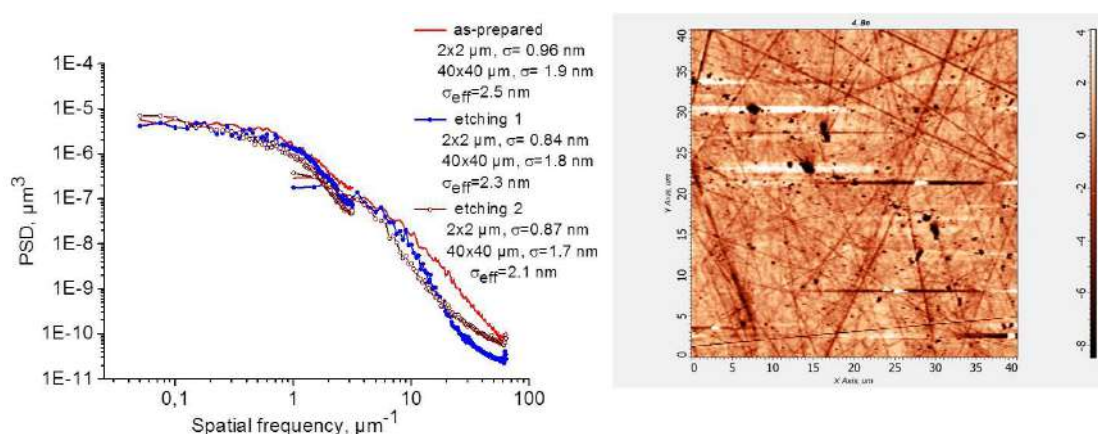


Рис. 2.14. PSD функции шероховатости массивного образца Be до травления и после 2-х последовательных травлений ионами Ne с энергией $E_{\text{ионов}} = 400$ эВ, и АСМ изображение поверхности после 2-го травления, кадр 40×40 мкм. Глубина съема при каждом травлении составляла около 40 нм [A8].

В результате изучения поведения шероховатости поверхности поликристаллического бериллия стало понятно, что основные закономерности травления пленок сохраняются и для травления массивного образца. Однако значения шероховатости, в частности, микрошероховатости в области высоких пространственных частот ($0.5-60 \text{ мкм}^{-1}$) на уровне 0.8 нм не позволяют получить высоких коэффициентов отражения МРЗ. Тогда было предложено использовать технологические покрытия, нанесение которых позволило бы сгладить шероховатость поверхности (см. Главу 3).

2.2.2 Изучение шероховатости поверхности и коэффициентов распыления монокристаллического кремния

2.2.2.1 Изучение шероховатости поверхности и коэффициентов распыления монокристаллического кремния при нормальном падении ионов на поверхность

В качестве экспериментальных образцов использовались стандартные кремниевые подложки для микроэлектронной промышленности [137] (исходная шероховатость поверхности $\sigma \sim 0.25 \text{ нм}$). Пластина нарезалась на куски размером $15 \times 15 \text{ мм}$. Для проведения эксперимента образец устанавливался на предметный столик под нормалью к пучку ионов. В задачах коррекции формы оптимальным, как с точки зрения математического моделирования, так и технологичности процесса ИВФ, является поддержание нормального падения пучка ионов на обрабатываемую поверхность. В связи с чем, в рамках данной работы исследовалось влияние бомбардировки ионами Ar, Xe и Ne различных энергий (угол падения - нормаль) на величину среднеквадратической шероховатости поверхности основных ориентаций ($\langle 100 \rangle$, $\langle 110 \rangle$ и $\langle 111 \rangle$) монокристаллического кремния.

На рисунке 2.15 приведены полученные зависимости коэффициента распыления и значения эффективной шероховатости поверхности монокристаллического кремния $\langle 100 \rangle$ от энергии ионов аргона.

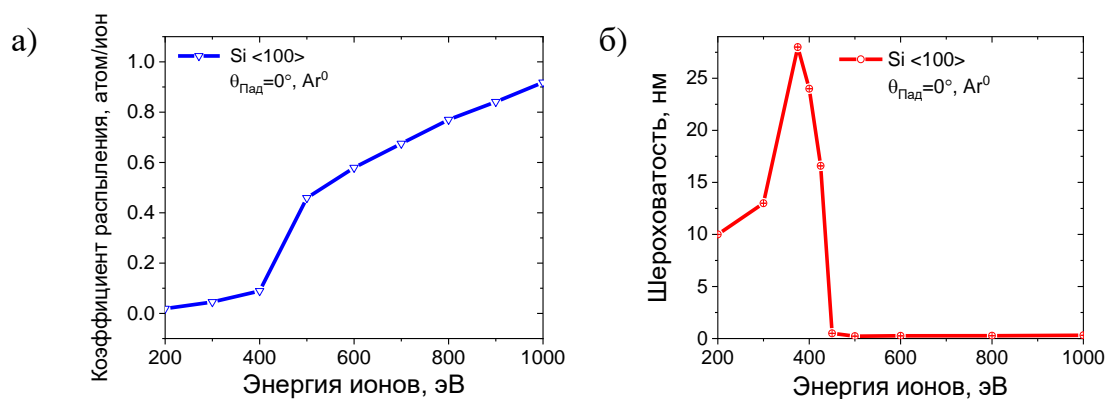


Рис.2.15. Зависимости коэффициента распыления (а) и значения эффективной шероховатости поверхности (б) Si <1 0 0> от энергии ионов аргона. Параметры экспериментов: $j = 0.7 \text{ мА/см}^2$; $\theta = 90^\circ$.

Как можно видеть, при больших энергиях ионов наблюдается заметное сглаживание шероховатости поверхности, что в перспективе позволяет использовать методику IBF для формирования прецизионных рентгенооптических элементов из монокристаллического кремния <1 0 0> с эффективной шероховатостью в диапазоне пространственных частот $4.9 \cdot 10^{-2} - 6.3 \cdot 10^1 \text{ мкм}^{-1}$ лучше 0.3 нм. Отдельно стоит заметить, что при энергии ионов около 430 эВ наблюдается резкое изменение в поведении зависимости коэффициента распыления и эффективной шероховатости от энергии.

Аналогичные исследования были проведены для образцов с ориентацией <1 1 0> и <1 1 1>. На полученных зависимостях коэффициента распыления и значения эффективной шероховатости от энергии можно обнаружить схожее поведение, однако в отличие от ориентации <1 0 0> “скачок” происходит при более высокой энергии ионов $\approx 550 \text{ эВ}$.

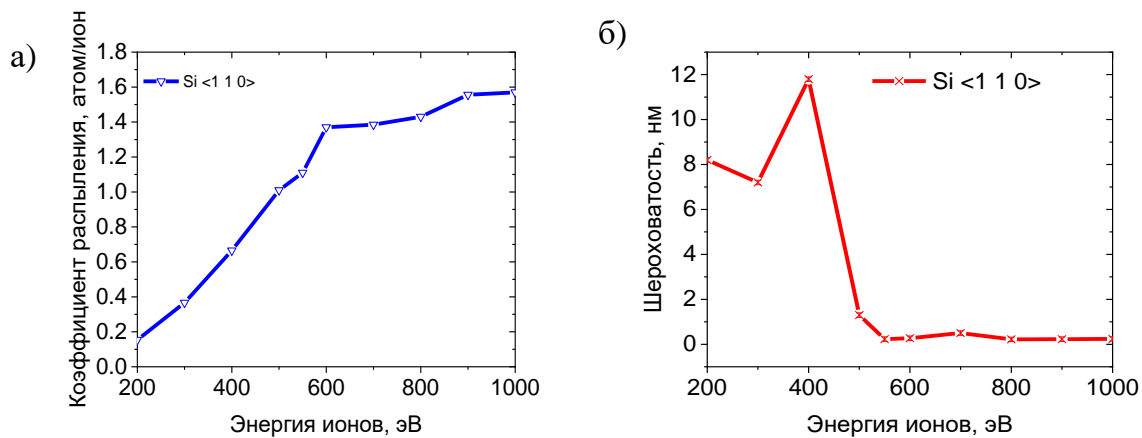


Рис.2.16. Зависимости коэффициента распыления (а) и значения эффективной шероховатости поверхности (б) Si <1 1 0> от энергии ионов аргона. Параметры экспериментов: $j = 0.7 \text{ мА/см}^2$; $\theta = 90^\circ$.

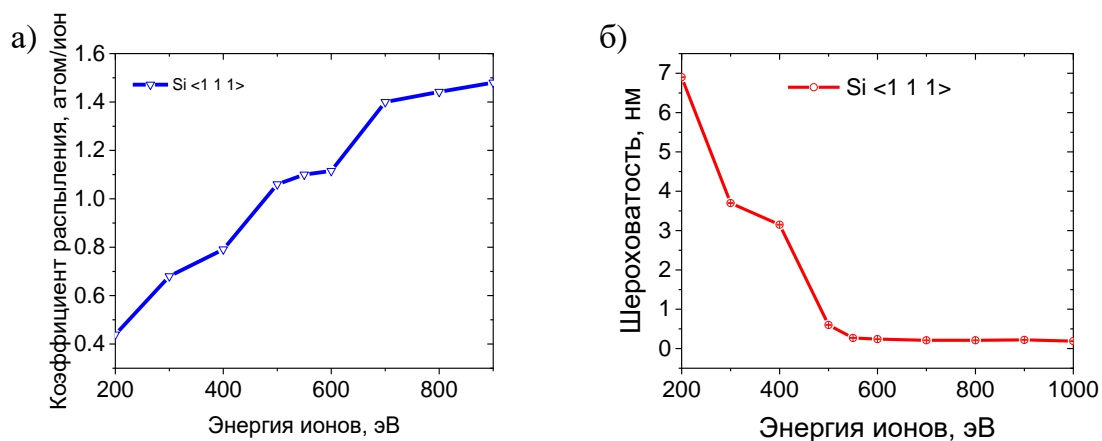


Рис.2.17. Зависимости коэффициента распыления (а) и значения эффективной шероховатости поверхности (б) Si <1 1 1> от энергии ионов аргона. Параметры экспериментов: $j = 0.7 \text{ мА/см}^2$; $\theta = 90^\circ$.

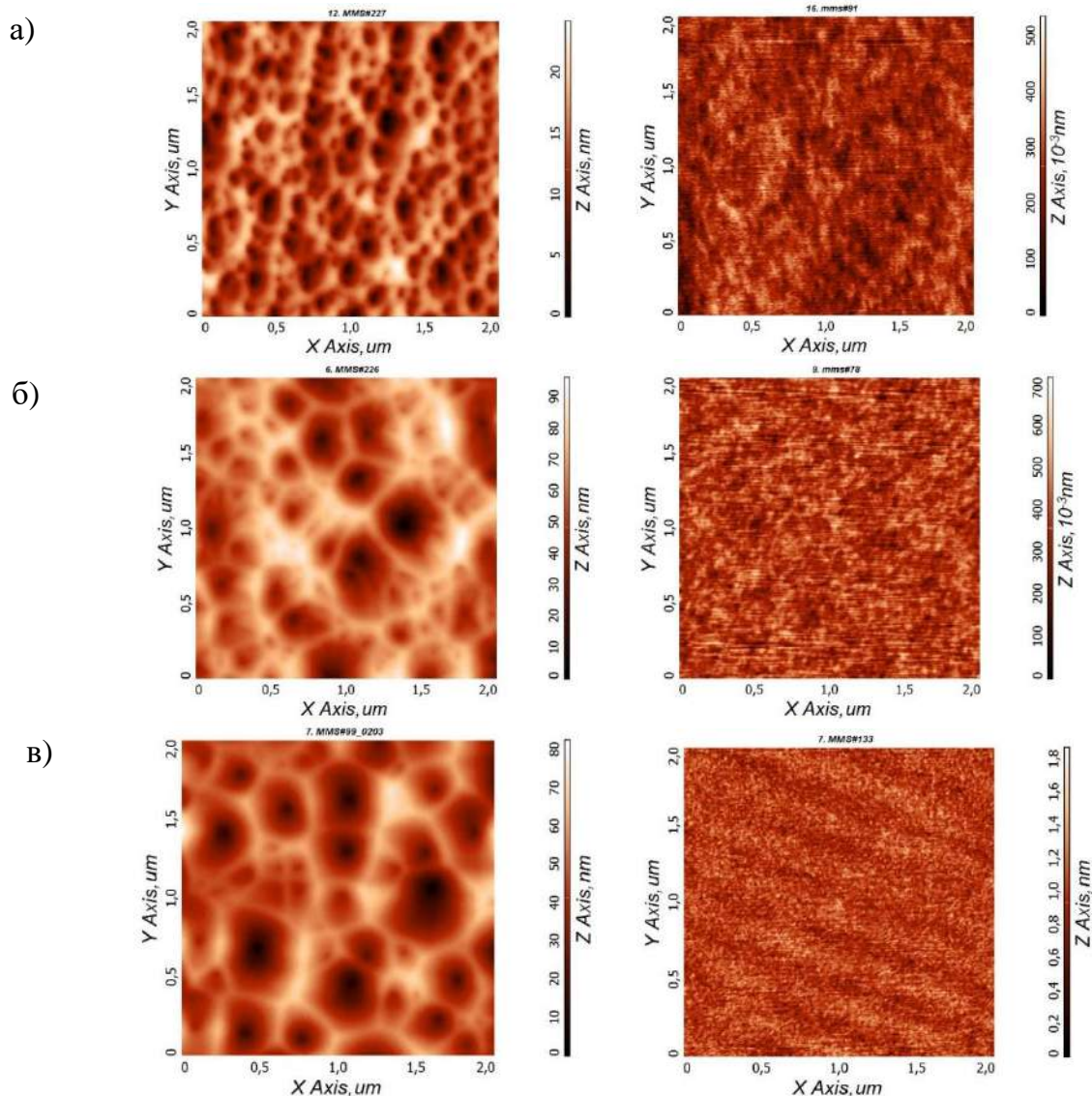


Рис. 2.18. АСМ кадры поверхностей монокристаллического кремния, травленного ионами аргона с энергией 400 эВ (слева) и 800 эВ (справа): (а) – Si $\langle 1\ 1\ 1 \rangle$; (б) – Si $\langle 1\ 1\ 0 \rangle$; (в) – Si $\langle 1\ 0\ 0 \rangle$ – после облучения под нормалью ускоренными ионами аргона с энергией 400 эВ.

Также стоит обратить внимание, что при энергиях ниже «пороговой» поверхности этих ориентаций ведут себя схожим образом, а именно, это проявляется в образовании глубоких ям (рис.2.18).

Как видно из приведенных кадров АСМ, при травлении под нормалью ионами аргона низких энергий наблюдается схожая картина для всех трёх ориентаций, а именно, образование большого количества ям с поперечным размером до 500 нм. В то же время увеличение энергии, например, до значений 800 эВ позволяет

сглаживать даже изначально гладкую поверхность (исходная $\sigma \sim 0.25$ нм) и сохранять значение эффективной шероховатости на приемлемом уровне ($\sigma < 0.3$ нм) при съёмах в несколько микрометров. Во всех вышеописанных экспериментах съём составлял 2-3 мкм. Результаты работы опубликованы в журнале ЖТФ [А17].

В результате серии экспериментов по распылению мишеней из основных кристаллографических ориентаций монокристаллического кремния ускоренными ионами неона (Ne) в диапазоне энергий 100-1000 эВ были получены энергетические зависимости коэффициентов распыления и значений эффективной шероховатости поверхности (рис.2.19-2.21).

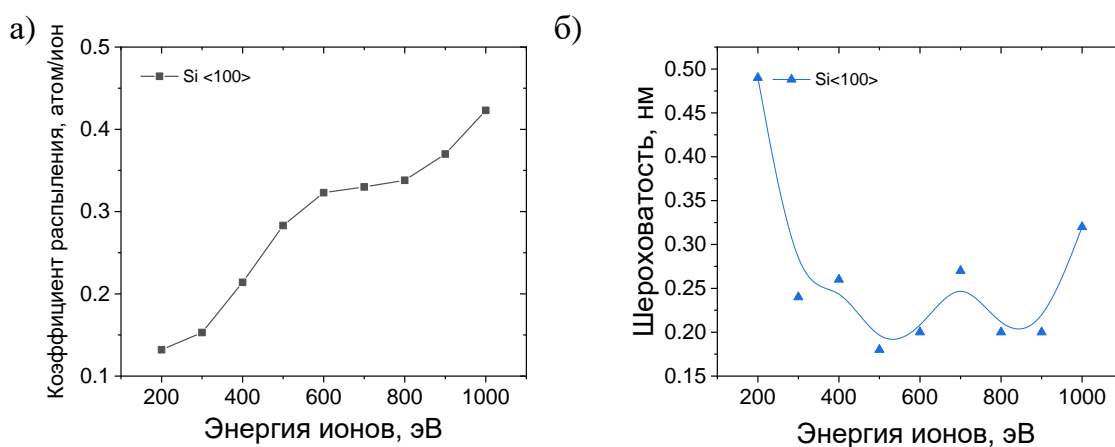


Рис.2.19. Энергетические зависимости коэффициента распыления (а) и значений эффективной шероховатости (б) монокристаллического кремния <1 0 0>.

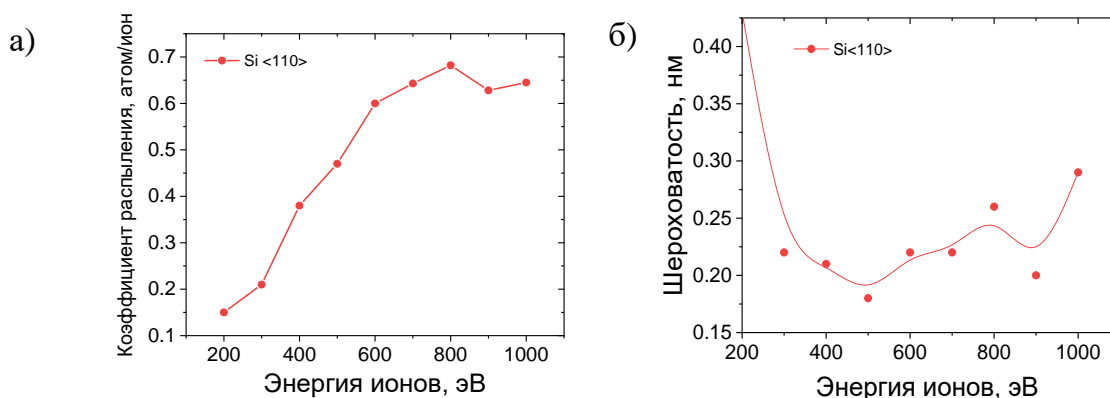


Рис.2.20. Энергетические зависимости коэффициента распыления (а) и значений эффективной шероховатости (б) монокристаллического кремния <1 1 0>.

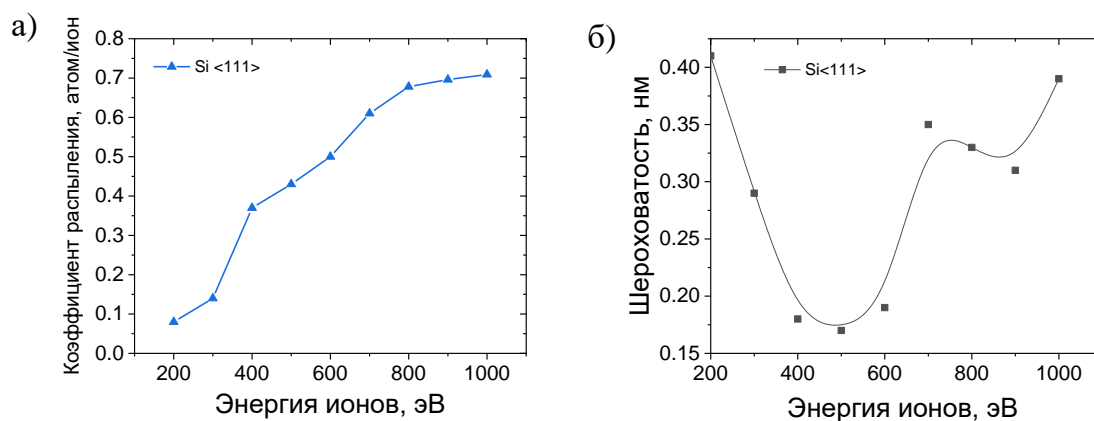


Рис.2.21. Энергетические зависимости коэффициента распыления (а) и значений эффективной шероховатости (б) монокристаллического кремния <1 1 1>.

Из полученных зависимостей видно, что наименьшим коэффициентом распыления обладает кремний (1 0 0), а, следовательно, и наименьшей скоростью травления при облучении ускоренными ионами Ne под нормалью к поверхности. На энергетических зависимостях значения эффективной шероховатости поверхности наблюдается схожее поведение для всех трёх ориентаций, а именно, развитие рельефа поверхности при низких энергиях в области 200 эВ. Такое поведение также наблюдалось и на аргоне. В рамках данной работы не удалось увидеть резкий скачок значений эффективной шероховатости ввиду того, что значения коэффициента распыления при энергии ионов Ne 100 эВ равна 0.005 ат/ион, что в нашей геометрии и параметрах эксперимента соответствует скорости травления 0.25 нм/мин. При такой скорости за 4 часа удаётся удалить с поверхности слой материала толщиной не более 60 нм, что недостаточно для характеристики эволюции поверхности. Однако на кадрах АСМ 2х2 мкм, приведенных ниже (на рисунке 2.22), можно увидеть начало образования кратеров на поверхности, что является предпосылкой к развитию шероховатости поверхности.

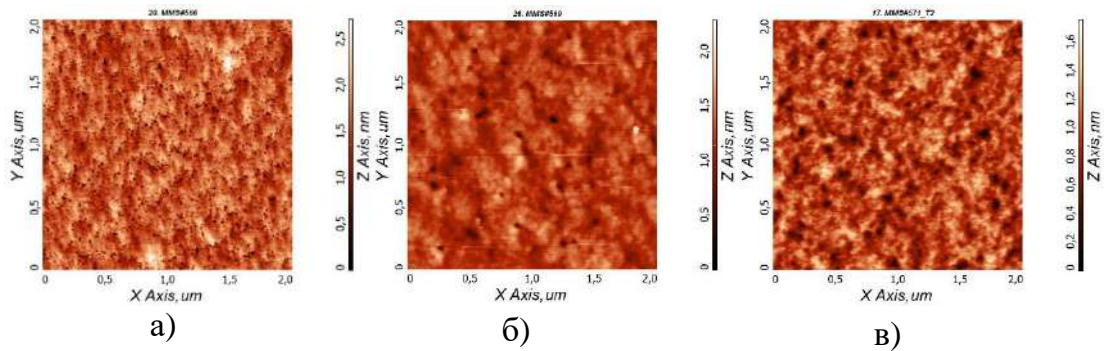


Рис.2.22. АСМ кадры 2x2 мкм поверхностей основных ориентаций (а – Si<100>; б - Si<110>; в - Si<111>); монокристаллического кремния после облучения ионами Ne с энергией 100 эВ.

Эксперименты по травлению ускоренными ионами ксенона (Xe) показали схожее поведение величины эффективной шероховатости поверхности и коэффициента распыления для всех трёх срезов. Результаты полученных зависимостей приведены ниже.

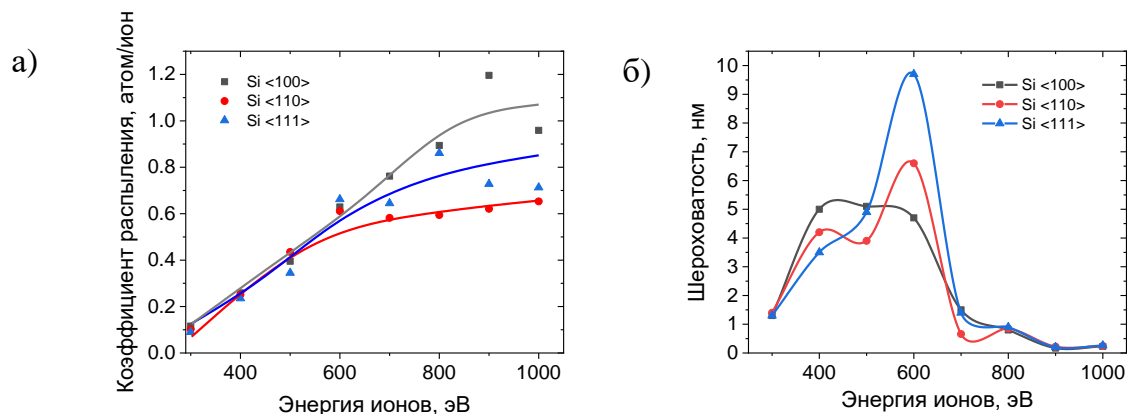


Рис.2.23. Зависимости коэффициентов распыления (а) и значения эффективной шероховатости поверхности (б) основных ориентаций монокристаллического кремния от энергии ионов ксенона.

Из рисунка 2.23 следует, что скачок значения эффективной шероховатости при травлении более тяжелыми ионами происходит при более высоких энергиях (>750 эВ). Таким образом, для всех изученных ориентаций монокристаллического кремния и всех использованных газов удастся подобрать параметры процесса, обеспечивающие эффективное удаление материала и шероховатость поверхности, приемлемую для задач рентгеновской оптики. Далее исследовалось влияние углов

падения ионов на значения коэффициента распыления и эффективной шероховатости поверхности.

2.2.2.2 Изучение шероховатости поверхности и коэффициентов распыления монокристаллического кремния для рентгеновской оптики при ионно-пучковом травлении при падении ионов под углом к поверхности

На рисунке 2.24 приведены измеренные зависимости величины среднеквадратической шероховатости от угла падения ионов на поверхность для $\langle 100 \rangle$ ориентации монокристаллического кремния и энергии ионов 300 и 400 эВ.

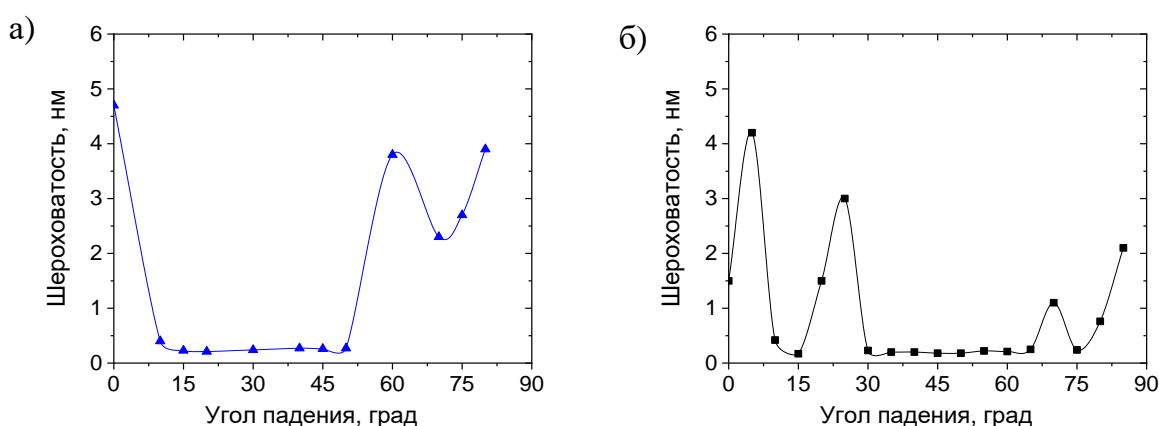


Рис.2.24. Зависимость шероховатости поверхности Si $\langle 100 \rangle$ от угла падения $E_{\text{ионов}}$ - 300 эВ (а) и 400 эВ (б). Параметры эксперимента: ионы – Ar; $J=0.7 \text{ mA/cm}^2$; глубина травления $\sim 2 \text{ мкм}$.

Как можно видеть угловые зависимости для монокристаллического Si в отличие от аналогичных зависимостей для аморфных материалов, например [A1], имеют несколько максимумов и минимумов, что говорит о существенном влиянии на процесс формирования поверхности кристаллической структуры материала.

Пользуясь стандартными подходами определения ориентации кристаллографических плоскостей, описанной, например, в [138], и программой, описанной в [139], были установлены кристаллографические направления, присущие определенным углам падения в эксперименте. Число примитивных векторов трансляции равно размерности пространства. Любой вектор трансляции кристаллической решетки представляется в виде:

$$\vec{T} = h\vec{a}_1 + l\vec{a}_2 + m\vec{a}_3 \quad (2.14)$$

где h, l и m - целые числа ($h, l, m \in \mathbb{Z}$, \mathbb{Z} - множество целых чисел), то \vec{a}_1, \vec{a}_2 и \vec{a}_3 - примитивные векторы трансляции данной кристаллической решетки. Выбор примитивных векторов трансляции неоднозначен, как и выбор элементарной ячейки, однако в случае с монокристаллическим кремнием решетка кубическая ($|\vec{a}_1| = |\vec{a}_2| = |\vec{a}_3| = 5.431 \text{ \AA}$ и $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$) и удобно выбрать ортогональный базис для описания положения узлов решетки.

$$\varphi = \arccos \frac{(\vec{r}_1 \cdot \vec{r}_2)}{|\vec{r}_1| \cdot |\vec{r}_2|} \quad (2.15)$$

где \vec{r}_1 - единичный вектор, направленный в сторону падения ионов; \vec{r}_2 - вектор кристаллической решетки. В таком случае, пользуясь выражениями (2.14) и (2.15) в данном пространстве узлов можно определить положение каждого узла в решетке. Эти направления обозначены рядом с минимумами и максимумами на экспериментальных зависимостях коэффициента распыления Si (100) от угла падения ионов на поверхность образца (рис.2.25).

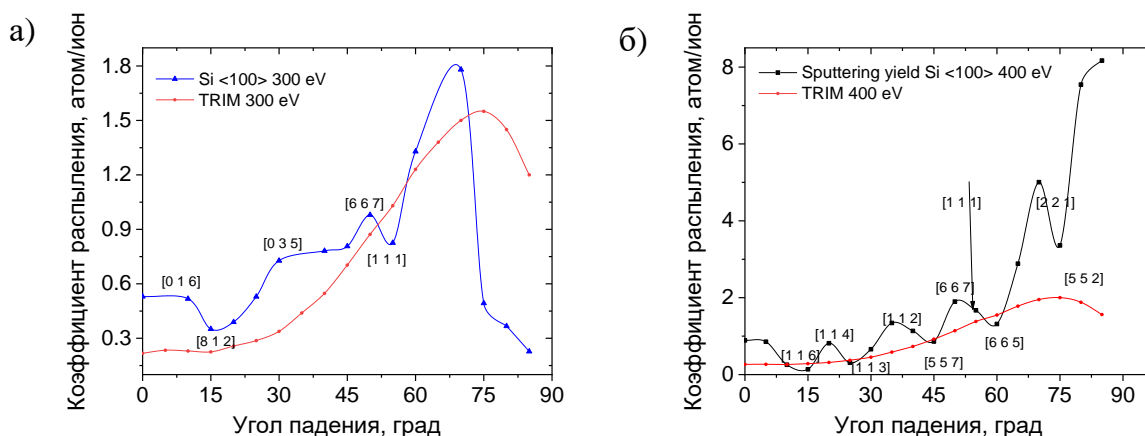


Рис. 2.25. Зависимость коэффициента распыления Si <100> от угла падения E_{ion} - 300 эВ (а) и 400 эВ (б). Параметры эксперимента: ионы – Ar; $J=0.7 \text{ mA/cm}^2$; глубина травления $\sim 2 \text{ мкм}$.

Как и ожидалось, обнаружена существенная немонотонность зависимости коэффициента распыления от угла падения ионов на поверхность. Расчетная кривая коэффициента распыления от угла, полученная в SRIM/TRIM [136] также представлена на рисунках. Как можно видеть моделирование для аморфного

материала представляет собой гладкую кривую. Расчетная зависимость не имеет никаких модуляций, связанных с особенностями взаимодействия ионов с кристаллической решеткой. Для монокристаллического образца явно видна модуляция коэффициента распыления в зависимости от угла падения.

На рисунке 2.26 представлены угловые зависимости коэффициента распыления и шероховатости поверхности для образцов с ориентацией $\langle 100 \rangle$, $\langle 110 \rangle$ и $\langle 111 \rangle$, и энергии ионов аргона $E_{\text{ионов}}=800$ эВ.

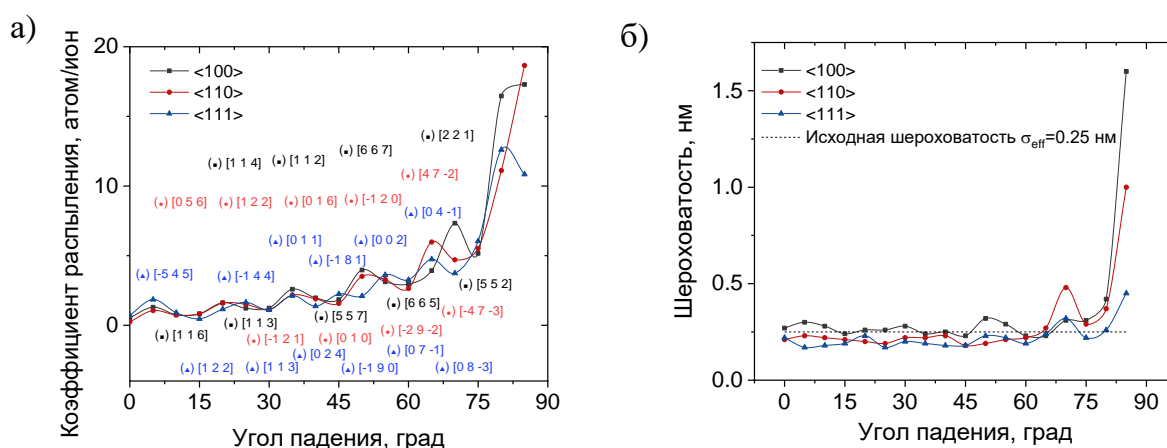


Рис. 2.26. Зависимость коэффициента распыления (а) и шероховатости поверхности (б) Si $\langle 100 \rangle$, $\langle 110 \rangle$ и $\langle 111 \rangle$ от угла падения. Параметры эксперимента: ионы – Ar; $E_{\text{ионов}}=800$ эВ; $J=0.7$ мА/см²; глубина травления ~ 2 мкм.

Как можно видеть, для ориентации $\langle 100 \rangle$ при энергии ионов $E_{\text{ионов}}=800$ эВ в отличие от $E_{\text{ионов}}=300$ и 400 эВ наблюдается сохранение шероховатости на допустимом для рентгенооптических приложений уровне ($\sigma_{\text{eff}} < 0.3$ нм) при углах падения $\theta_{\text{пад}}=0^\circ-70^\circ$. Такое поведение угловой зависимости шероховатости соответствует мишени из аморфного материала и позволяет проводить обработку (коррекцию формы и асферизацию) под нормалью малоразмерным ионным пучком и широкоапертурным квазипараллельным пучком практически любых поверхностей из монокристаллического кремния $\langle 100 \rangle$ (локальные углы падения могут меняться на пятне травления от 0° до 70° без деградации шероховатости) с большим съемом материала.

Примеры АСМ кадров поверхности и построенных по ним PSD-функций шероховатостей представлены на рис.2.27.

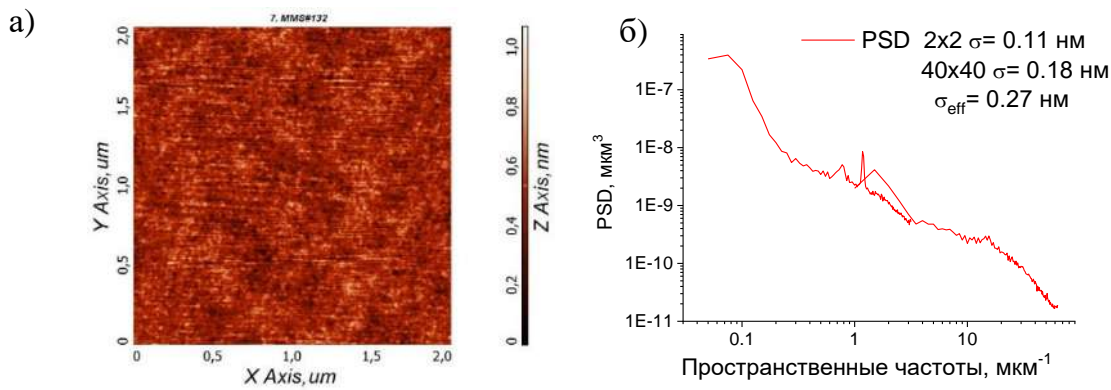


Рис. 2.27. АСМ кадр размером $2 \times 2 \text{ мкм}^2$ (а) и PSD-функция построенная по данным АСМ измерений (б) поверхности кремния с ориентацией $\langle 100 \rangle$ после ионного травления. Параметры эксперимента: ионы – Ag; $E_{\text{ионов}}=800 \text{ эВ}$; $J=0.7 \text{ мА/см}^2$; $\theta_{\text{пад}}=0^\circ$, глубина травления $\sim 2 \text{ мкм}$.

Две другие рассмотренные в работе ориентации при энергии ионов $E_{\text{ионов}}=800 \text{ эВ}$ также обеспечивают минимальную шероховатость ($\sigma_{\text{eff}} < 0.3 \text{ нм}$) в широком интервале углов от нормали почти до 60° при съеме материала до 2 мкм . Необходимо подчеркнуть, что этот результат получен уже на исходно супергладких поверхностях. Исходная шероховатость которых была около 0.25 нм . Примеры АСМ кадров поверхности и построенных по ним PSD-функций шероховатостей представлены на рис.2.28 и рис.2.29.

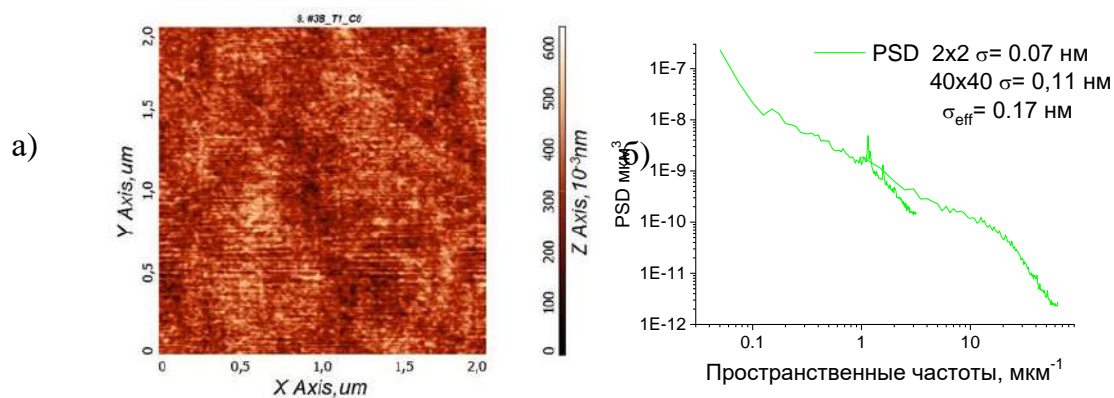


Рис. 2.28. АСМ кадр размером $2 \times 2 \text{ мкм}^2$ (а) и PSD-функция построенная по данным АСМ измерений (б) поверхности кремния с ориентацией $\langle 110 \rangle$ после ионного травления. Параметры эксперимента: ионы – Ag; $E_{\text{ионов}}=800 \text{ эВ}$; $J=0.7 \text{ мА/см}^2$; $\theta_{\text{пад}}=0^\circ$, глубина травления $\sim 2 \text{ мкм}$.

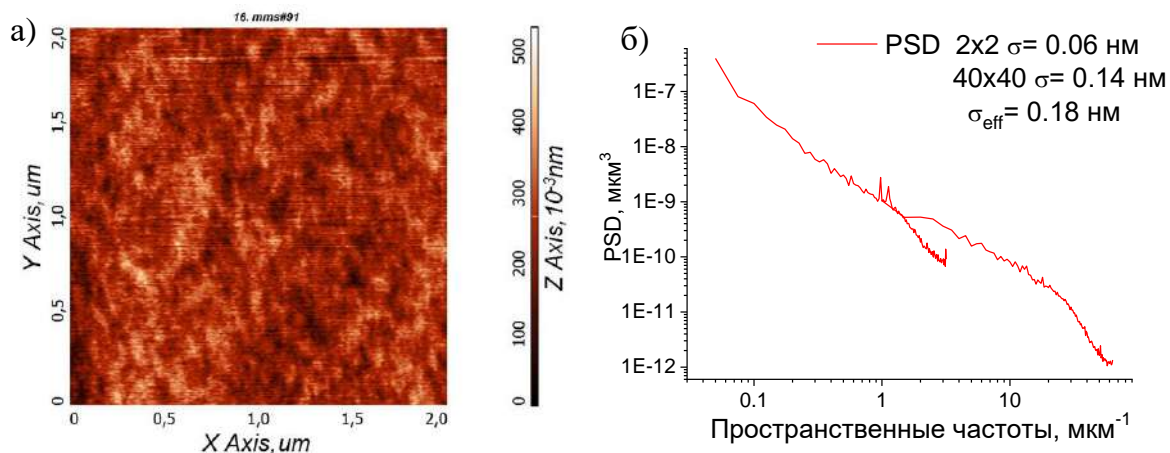


Рис. 2.29. АСМ кадр размером $2 \times 2 \text{ мкм}^2$ (а) и PSD-функция построенная по данным АСМ измерений (б) поверхности кремния с ориентацией $\langle 111 \rangle$ после ионного травления. Параметры эксперимента: ионы – Ar; $E_{\text{ионов}}=800 \text{ эВ}$; $J=0.7 \text{ мА/см}^2$; $\theta_{\text{пад}}=0^\circ$, глубина травления $\sim 2 \text{ мкм}$.

Таким образом, показано, что энергия ионов 800 эВ позволяет использовать традиционную для обработки аморфных материалов схему. При коррекции локальных ошибок формы оптических элементов малоразмерным ионным пучком обработка осуществляется при поддержании локальной нормали к поверхности в каждой точке поверхности. При асферизации и полировке широкоапертурным квазипараллельным ионным пучком - при нормальном падении по отношению к центру детали [140 - 142].

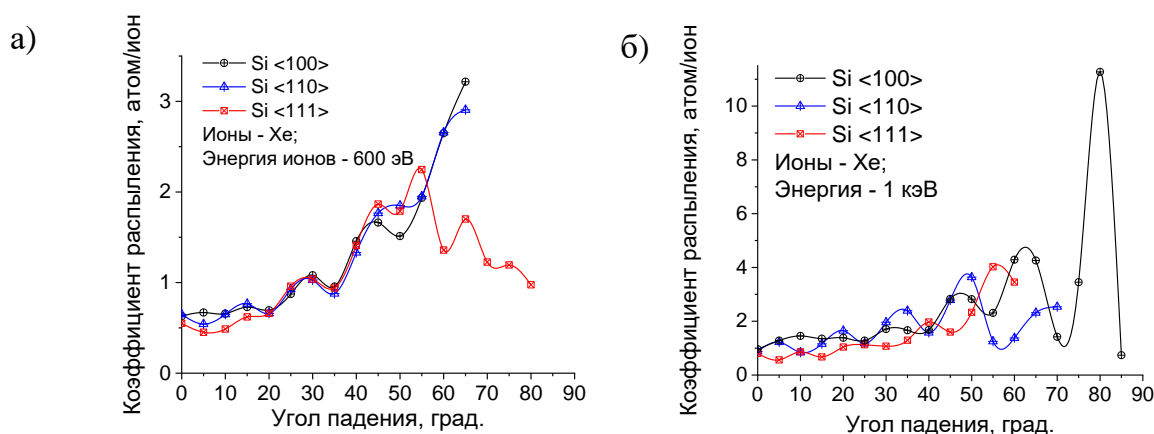


Рис.2.30. Угловые зависимости коэффициентов распыления монокристаллического кремния ускоренными ионами ксенона с энергиями: 600 эВ (а); 1 кэВ (б).

Схожее поведение наблюдается и для угловых зависимостей коэффициентов распыления и значений эффективной шероховатости поверхности основных ориентаций монокристаллического кремния при травлении ускоренными ионами ксенона (Xe), результаты которых приведены на рисунках 2.30-2.32.

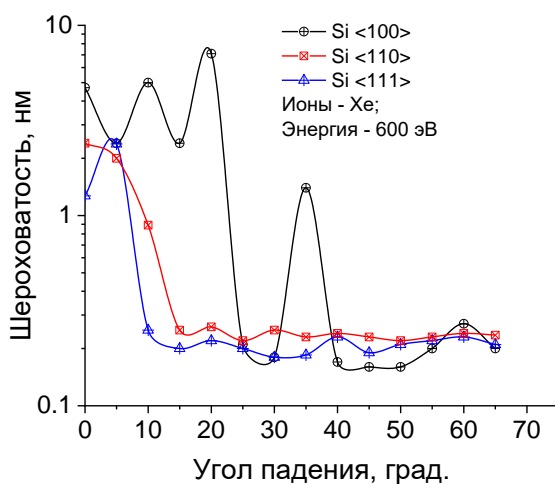


Рис.2.31. Угловые зависимости значений эффективной шероховатости поверхности основных ориентаций монокристаллического кремния ускоренными ионами ксенона с энергиями: 600 эВ.

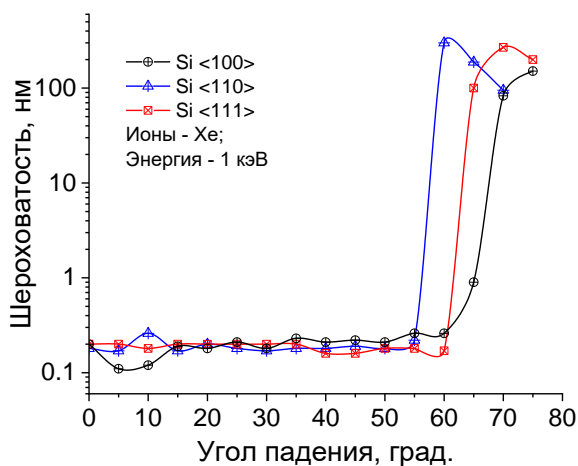


Рис.2.32. Угловые зависимости значений эффективной шероховатости поверхности основных ориентаций монокристаллического кремния ускоренными ионами ксенона с энергиями: 1 кэВ.

Таким образом, показана возможность проведения процессов ионной обработки, а именно, коррекцию локальных ошибок формы миниатюрным пучком, планаризацию (осесимметричную коррекцию), в которой применяются формирующие распределение ионного тока на поверхности образца диафрагмы (подробнее в **главе 3**). Основным условием является использование ионов с энергией выше “пороговой” для обеспечения минимальной шероховатости поверхности как при нормальном падении ионов на поверхность образца, так и в широком диапазоне углов отличных от нормали (вплоть до 70°).

2.2.3. Изучение нарушенного слоя плавленого кварца и монокристаллического кремния

Как уже говорилось ранее задача создания светосильной оптики дифракционного качества (под дифракционным качеством понимается то, что пространственное разрешение оптической системы определяется эффектами дифракции излучения, а не ошибками изготовления оптических элементов) для МР и ЭУФ диапазонов длин волн. Для достижения этих целей требуется существенного повышение качества оптических поверхностей, как с точки зрения точности их формы (допустимые RMS ошибки формы лежат в субнанометровом диапазоне), так и шероховатости (атомарного уровня) [11]. Однако практически с начала работ по применению ионного травления для обработки материалов было установлено, что атомы-распылители остаются (имплантируются) в объеме обрабатываемой детали [143]. Структурные модификации в имплантированном слое сопровождаются возникновением механических напряжений и снятия их за счет ползучести и объемного расширения имплантированного слоя [144]. Очевидно, что такие изменения оказывают влияние на поверхность обработанной детали, а также ее (рентгено)оптические свойства [145]. В настоящее время имеется огромное число работ по изучению влияния ионно-пучкового травления на шероховатость поверхности различных материалов, однако работ по рассеянию рентгеновского излучения образцами, подвергшихся ионной бомбардировке, практически полностью отсутствуют. Эта задача имеет важное фундаментальное и практическое значение. В частности, наличие дополнительного рассеяния в объеме ограничивает применимость XRDS для изучения шероховатости подложек и необходим поиск критериев, позволяющих оценить вклады объемного и поверхностного рассеяния. С

практической точки зрения рассеяние на объемных неоднородностях может привести к потере разрешающей способности зеркальных систем, используемых с широкополосными источниками рентгеновского излучения. Например, в геометрии скользящего падения отражающее покрытие препятствует проникновению излучения вглубь мишени для длин волн в пределах критического угла. Однако фотоны больших энергий беспрепятственно проникают вглубь подложки и рассеиваются на этих неоднородностях.

Изучение нарушенного слоя проводилась для кварцевых пластин и для образцов из монокристаллического кремния. Обработка образцов осуществлялась на установке ионно-пучкового травления, подробное описание в **разделе 2.1**, с применением источника ионов с холодным катодом КЛАН-103М с квазипараллельным ионным пучком (выходная апертура – эллипс с полуосями 45x30 мм).

2.2.3.1. Изучение нарушенного слоя плавленного кварца

PSD функции исходной шероховатости поверхности образца из плавленного кварца, восстановленные по данным измерений XRDS и ACM, приведены на рис.2.33. Эффективная шероховатость поверхности в диапазоне пространственных частот $\nu \in [4.9 \cdot 10^{-2} - 6.3 \cdot 10^1 \text{ мкм}^{-1}]$ составила $\sigma_{\text{eff}} = 0.28 \text{ нм}$. Как можно видеть наблюдается хорошая сшивка кривых, полученных обоими методами, что говорит о достоверности измерений.

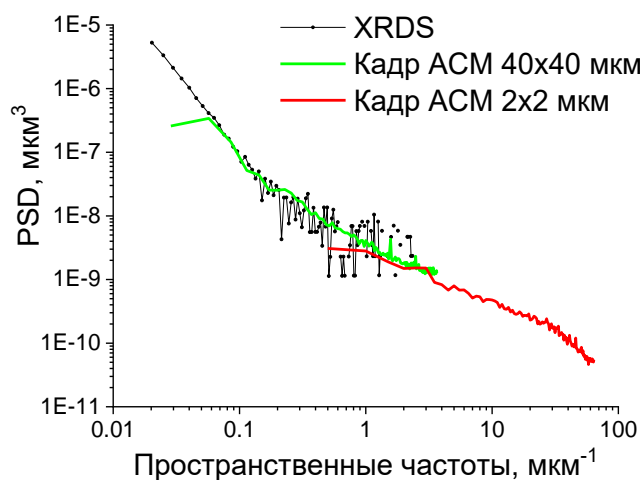


Рис.2.33. PSD-функция шероховатости исходной поверхности плавленного кварца.

Образец помещался на предметный стол; устанавливался требуемый угол падения ионов на поверхность, в данном случае $\Theta_{\text{пад}} = 0^\circ$, так как ранее было показано, например, в [148] наилучшие результаты с точки зрения шероховатости поверхности достигаются при нормальном падении ионов на образец. Остаточное давление в камере перед травлением – $1.6 \cdot 10^{-4}$ Па; рабочее давление Ar – на уровне $2.5 \cdot 10^{-2}$ Па. Параметры ионного пучка для случая с кварцевыми пластинами: энергия ионов $E_{\text{ионов}}=300$ эВ; плотность ионного тока $J_{\text{ионов}}=0.1$ мА/см².

Образец подвергался травлению пучком ускоренных ионов Ar с энергией $E_{\text{ионов}}=300$ эВ в течении 21 часа. Процесс травления был разбит на пять этапов (см. таблицу 2.1).

Таблица 2.1. Схема травления экспериментального образца.

Номер травления	Время травления, мин	Съём, мкм	Скорость травления, нм/мин
1	90	0.8	8.8
2	300	2.6	8.7
3	270	2.3	8.5
4	300	2.65	8.8
5	300	2.6	8.7
Итого:	21 час	11.0 мкм	8.7 нм/мин

После каждого травления производился полный цикл исследований с помощью XRDS и АСМ. На рис.2.34 приведены угловые зависимости интенсивности диффузного рассеяния – а) и восстановленные по этим данным PSD-функции – б). Как можно видеть из графика (рис.2.34а) с увеличением дозы упавших на поверхность ионов интенсивность XRDS увеличивается. В результате травления на глубину 11 мкм рост интенсивности диффузно рассеянного излучения и спектральная плотность мощности шероховатостей увеличились на полтора порядка, что соответствует увеличению эффективной шероховатости в области средних пространственных частот ($v < 2$ мкм⁻¹) с начальных 0.28 нм до 1 нм. Такой

же эффект (значительный рост шероховатости по данным диффузного рассеяния рентгеновского излучения) наблюдался, например, в работе [144] при бомбардировке Au (111) ионами аргона с энергией 500 эВ.

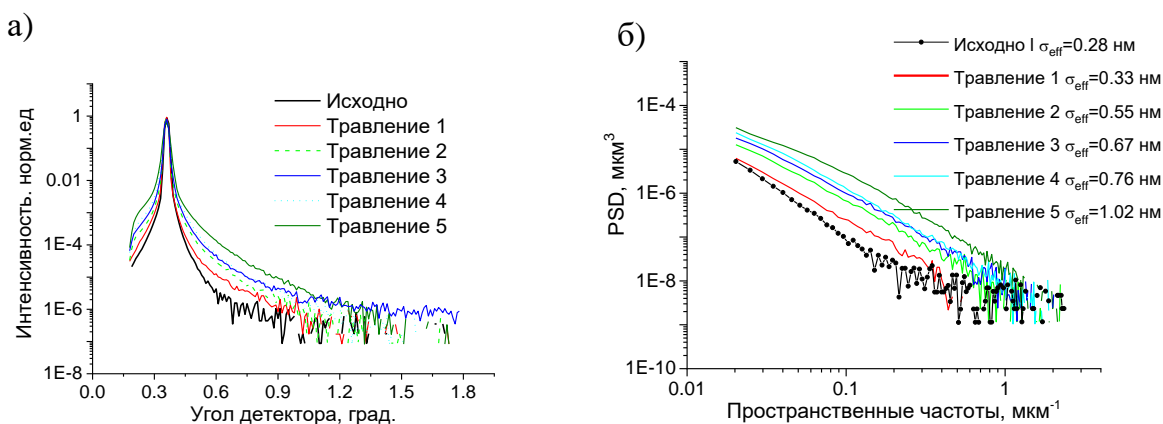


Рис.2.34. а) Индикатрисы рассеяния рентгеновского излучения с длиной волны 0.154 нм и б) PSD-функции шероховатости поверхности плавленного кварца, построенные по данным XRDS, до и после травлений.

Однако данные АСМ и угловые зависимости коэффициентов отражения рентгеновского излучения от образца резко контрастируют с результатами XRDS. На рис.2.35 приведены измеренные угловые зависимости коэффициента отражения до и после каждого травления – а) и PSD функции шероховатости, измеренные методом АСМ исходной поверхности (верхняя кривая) и после травления на 11 мкм (нижняя кривая).

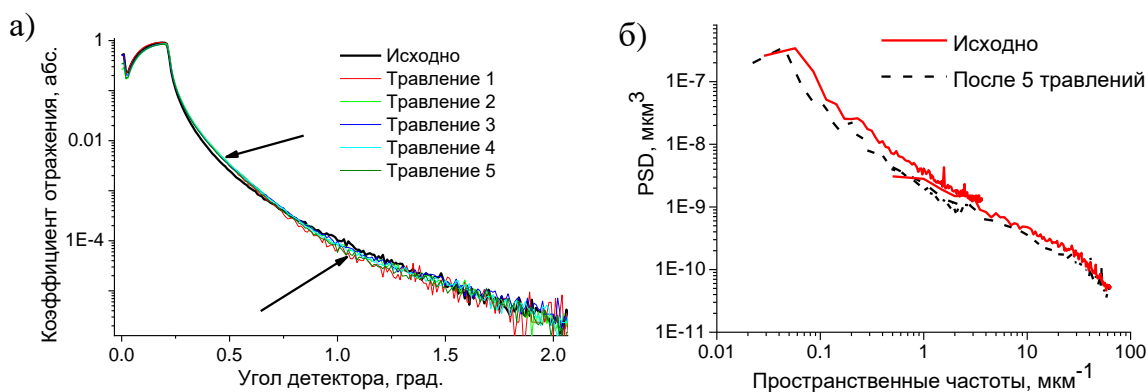


Рис.2.35. а) Зеркальное отражение рентгеновского излучения с длиной волны 0.154 нм и б) PSD-функции шероховатости поверхности плавленного кварца, построенные по данным АСМ, до и после травления на глубину 11 мкм.

По кривым коэффициентов отражения можно однозначно утверждать, что шероховатость поверхности если и изменилась, то незначительно, причем наблюдается даже незначительное улучшение шероховатости. В диапазоне пространственных частот $\nu \in [2.0 \cdot 10^{-2} - 6.3 \cdot 10^1 \text{ мкм}^{-1}]$ эффективная шероховатость поверхности с исходной $\sigma_{\text{eff}} = 0.28 \text{ нм}$ упала до $\sigma_{\text{eff}} = 0.24 \text{ нм}$ (рис.2.35б).

Из сказанного выше можно сделать вывод, что причиной аномально сильного рассеяния жесткого рентгеновского излучения от образца, подвергнутого ионно-пучковому травлению, является рассеяние в приповерхностном слое с отличными от объемного материала свойствами, появившегося в результате ионной бомбардировки.

Таким образом, образование “нарушенного” слоя за счет имплантации распыляющих атомов приводит к росту интенсивности диффузного рассеяния (рис.2.34а). На этот слой так же указывает явно видимая модуляция (обозначена стрелками) угловой зависимости зеркального коэффициента отражения, говорящая о наличии приповерхностного слоя с отличной от основного материала (кварца) диэлектрической проницаемостью. Другим подтверждением данного утверждения являются результаты экспериментов по диффузному рассеянию при различных углах падения рентгеновского излучения на поверхность образца.

На рис.2.36 представлены две группы PSD-функций, построенных по данным диффузного рассеяния рентгеновского излучения при различных углах падения излучения на поверхность образца (φ). Сплошные линии соответствуют полированному образцу, не подвергавшемуся ионной бомбардировке; линии с символами – образцу, подвергнутому ионно-пучковому травлению на глубину 11 мкм ($\Theta_{\text{пад}} = 0^\circ$, $E_{\text{ионов}} = 300 \text{ эВ}$).

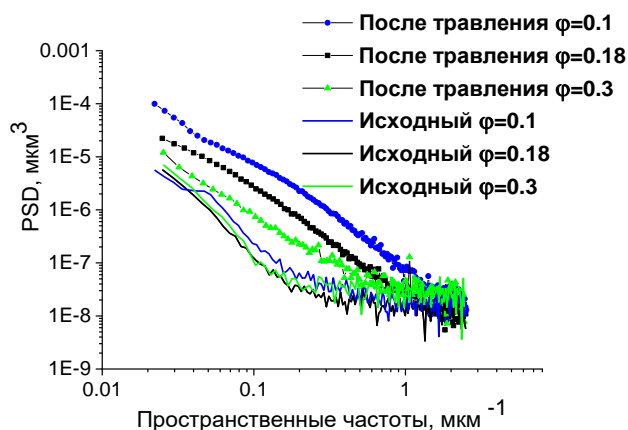


Рис.2.36. Группа PSD-функций поверхности полированного плавленого кварца до и после травления ионами Ar с энергией $E_{\text{ионов}} = 300$ эВ ($\theta_{\text{пад}} = 0^\circ$, глубина травления 11 мкм), построенная по данным диффузного рассеяния рентгеновского излучения ($\lambda = 0.154$ нм) при различных углах падения излучения на поверхность образца φ .

Хорошо видно, что для исходного образца изменение угла падения рентгеновского излучения на структуру не приводит к заметному изменению вида PSD-функции. В то время как для травленной подложки с увеличением угла падения (увеличением глубины проникновения) наблюдается уменьшение интенсивности рассеяния, что соответствует “снижению” эффективной шероховатости. Отсюда можно сделать вывод, что «нарушенный» слой достаточно тонкий и при увеличении угла падения (при выходе из диапазона полного внешнего отражения) эффективная область взаимодействия излучения со слоем уменьшается, что приводит к уменьшению рассеяния на нем.

Таким образом, рост интенсивности диффузного рассеяния рентгеновского излучения вследствие образования приповерхностного “нарушенного” слоя приводит к ошибке в определении значения эффективной шероховатости поверхности. Следовательно, методика аттестации шероховатости поверхности с помощью XRDS может применяться только для образцов, у которых отсутствует нарушенный слой. Нарушенный слой может возникнуть по разным причинам, например, недополировка образца, в результате которой остался трещиновидный слой, или, как в нашем случае, из-за образования дефектов материала, вызванных имплантацией при ионно-пучковой обработке из-за каскадов смещений.

Для того чтобы понять механизм формирования нарушенного слоя, оценить его глубину, структуру и состав, роль имплантированных атомов аргона в рассеянии рентгеновского излучения были проведены следующие исследования.

На первом этапе с использованием программы SRIM [136], был рассчитан профиль распределения концентрации атомов аргона по глубине. При расчетах использовались параметры травления такие же, как и в эксперименте: $E_{\text{ионов}} = 300$ эВ, $\theta_{\text{Пад}} = 0^\circ$, материал мишени – плавленый кварц. Расчеты в программе SRIM [136] показывают присутствие слоя имплантированных атомов Ag с распределением по глубине вида рис.2.37.

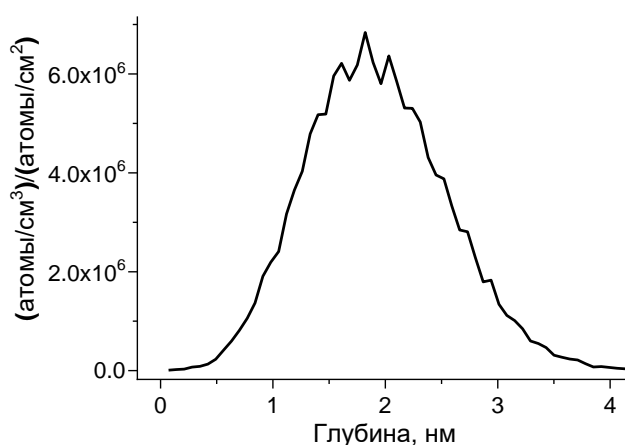


Рис.2.37. Распределение концентрации атомов аргона по глубине, расчет в программе SRIM.

На основе расчета SRIM было проведено моделирование профиля диэлектрической проницаемости для подгонки экспериментальных кривых зеркального отражения рентгеновского излучения. Подгонка производилась по методу рекуррентных соотношений [145]. В модели наличие слоя аргона учитывалось за счет добавки к диэлектрической проницаемости плавленого кварца переменного по глубине профиля. Профиль распределения задавался Гауссовой кривой, что соответствует представлениям из работы [146] и неплохо соотносится с видом кривой из расчета SRIM. В процессе подгона варьировались высота, ширина гауссовой кривой и глубина ее залегания. Шероховатость поверхности учитывалась с помощью ослабляющего коэффициента Дебая – Валлера [147].

На рис.2.38 приведены измеренная и подогнанная кривые зеркального отражения для случая травления на полную глубину (11 мкм). В результате расчетов установлено, что

хорошее совпадение теории и эксперимента достигается, если считать, что значение электронной плотности в максимуме распределения составляет 110% от плотности массивного плавленого кварца, глубина залегания слоя (положение максимума распределения относительно поверхности) – 2.4 нм, ширина на полувысоте слоя – 1.65 нм, шероховатость поверхности подложки (по Дебаю-Валлеру) – 0.4 нм.

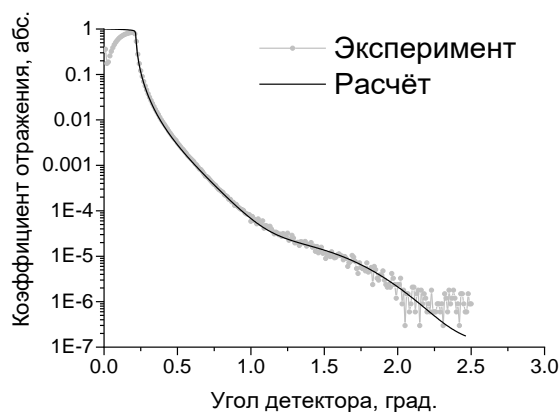


Рис.2.38. Измеренная (помеченная символами) и расчетная (сплошная линия) угловые зависимости коэффициента зеркального отражения от кварцевой подложки, протравленной на глубину 11 мкм. Параметры фитинга: глубина залегания слоя - 2.4 нм, ширина слоя – 1.65 нм, шероховатость поверхности (по Дебаю-Валлеру) – 0.4 нм;

Наличие имплантированных атомов подтверждается также при анализе приповерхностного слоя с помощью вторичной ионной масс-спектропии (ВИМС). На рис.2.39 представлено распределение ионов Ar по глубине, полученное непосредственно из эксперимента.

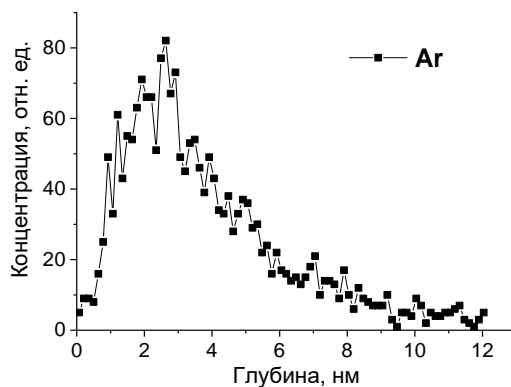


Рис.2.39. Распределение ионов Ar по глубине. ВИМС (TOF.SIMS 5).

На рис.2.40 приведено сравнение профилей распределения ионов Ag (нормированных на 1) по глубине подложки, полученных при моделировании в программе SRIM, из фитинга экспериментальной кривой угловой зависимости зеркального коэффициента отражения на длине волны 0.154 нм и восстановленного из кривой ВИМС. Как можно видеть наблюдается неплохое совпадение распределения концентрации атомов аргона, рассчитанных в пакете SRIM, и особенно, восстановленных по данным фитинга кривой отражения и из экспериментальных данных ВИМС. Метод восстановления из профиля ВИМС – деконволюция со стационарной функцией разрешения по глубине (ФР). ФР задавалась в рамках модели Хофмана 3 параметрами - глубина перемешивания, шероховатость и информационная глубина выхода. Измеренная среднеквадратическая шероховатость на дне кратера, по размеру анализируемой области ~ 1 нм. Глубина перемешивания определяется энергией и типом используемых ионов (для Cs 1 кэВ ~ 1.3 нм). Информационная глубина ~ 0.3 нм.

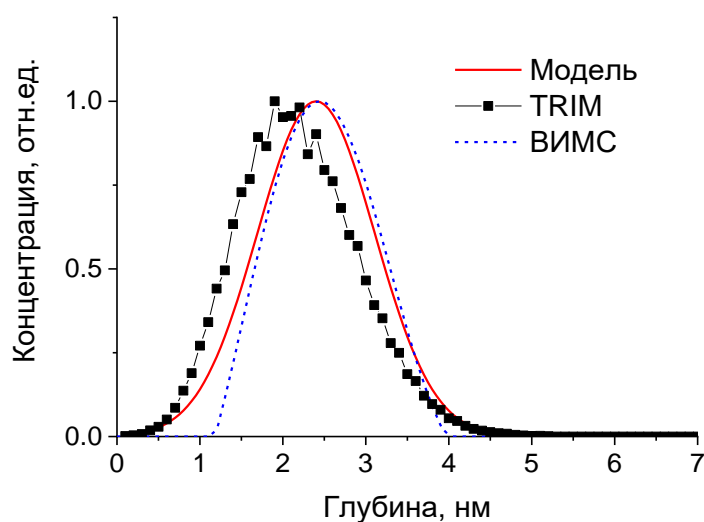


Рис.2.40. Распределение концентрации ионов Ag по глубине: фитинг, TRIM и ВИМС (измеренный профиль и восстановленный).

Согласно работам [146,147,148] концентрация имплантированных ионов с ростом флюенса быстро выходит на насыщение (характерные значения 10^{16} - $5 \cdot 10^{17}$ см⁻², в нашем случае это соответствует глубине травления порядка 30-500 нм). Таким образом, на нашем образце насыщение было достигнуто уже в результате первого травления, что подтверждается экспериментами по зеркальному отражению рентгеновского излучения

(кривые для поверхности, подвергшейся ионной бомбардировке, с хорошей точностью повторяют друг друга) (рис.2.35а). Однако индикатрисы рассеяния, для соответствующих значений флюенса (рис.2.34а) изменяется существенно (почти на два порядка по интенсивности). В связи с чем было проведено прямое изучение динамики концентрации имплантированных ионов Ag с ростом флюенса. Для решения этой задачи алогичный образец был подвергнут ионному травлению на глубину 0.15, 0.5, 1.0, 5.0 и 11.0 мкм и после каждого травления исследовался методом ВИМС. На рис.2.41 приведены профили концентрации Ag в образцах, протравленных на разную глубину.

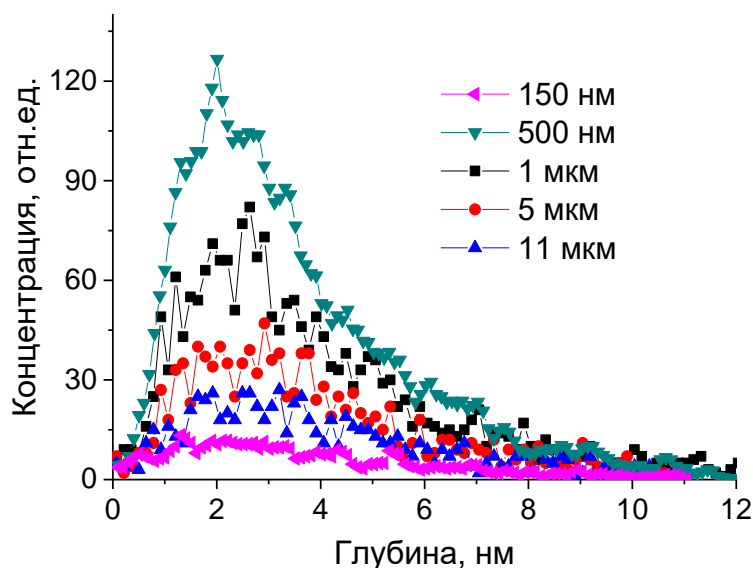


Рис.2.41. Распределение имплантированных ионов в толще SiO₂ мишени в зависимости от глубины травления (флюенса).

Как можно видеть форма профиля распределения ионов по глубине практически не зависит от флюенса, в то время как концентрация имплантированных атомов быстро достигает максимального значения при флюенсе $4 \cdot 10^{17}$ (глубина травления 0.5 мкм), а затем начинает быстро уменьшаться с увеличением флюенса. Такое поведение распределения концентрации по глубине заметно отличается от традиционно наблюдаемого в процессе ионной бомбардировки. Так, например, в работах [149,150] концентрация атомов распыляющих ионов с ростом флюенса приближается к поверхности. Однако в этих работах распыление происходило при очень высоких энергиях ионов (30-100 кэВ),

чему соответствуют очень высокие коэффициенты распыления. Оценить коэффициент распыления можно с помощью программы TRIM [136]. Для этих работ он составлял 5-7 атомов/ион. В этом случае поверхность стравливается быстрее, чем в объеме происходит накопление атомов распыляющего газа, в результате их распределение приближается к поверхности. В нашем случае коэффициент распыления составляет 0.45 атомов/ион, т.е. распыляется атомов меньше, чем прилетает. В результате происходит накопление атомов газа под поверхностью и когда наступает стационарный процесс, это распределение уже не меняется. Из анализа модуляции на кривых зеркального отражения (рис.2.35а) однозначно следует, что уже при флюенсе $7.2 \cdot 10^{17}$ (глубина травления 0.8 мкм) приповерхностный “нарушенный” слой полностью сформировался с точки зрения плотности и диэлектрической проницаемости и дальнейшая ионная бомбардировка не приводит к каким-либо изменениям кривых зеркального отражения. Это наблюдается и в нашем случае: пик распределения для глубины травления 150 нм находится на глубине 2.5 нм, для всех остальных кривых на глубине 2.2 нм. Таким образом, уменьшение концентрации атомов Ag происходит не за счет стравливания их вместе с поверхностью, а по другой причине.

Отсюда можно сделать вывод, что непосредственно концентрация имплантированных ионов из кривых зеркального, отражения, как это делается в работе [150], вычислена быть не может. Очевидным выводом из кривых рис.2.36а является только то, что вблизи поверхности массивного материала образовался слой толщиной, соответствующей глубине имплантации атомов распыляющего газа, отличающийся от массивного материала по значению диэлектрической проницаемости. В то время как рост интенсивности диффузного рассеяния рентгеновского излучения с увеличением флюенса (рис.2.34а) происходит не за счет увеличения концентрации имплантированных ионов, а за счет увеличения объемных неоднородностей, возникающих вследствие радиационных разрушений структуры материала, в образовавшемся “нарушенном” слое.

Таким образом, показано, что увеличение интенсивности диффузного рассеяния связано с образованием “нарушенного” слоя за счет формирования радиационных разрушений под поверхностью, а не с развитием ее шероховатости.

Рост интенсивности XRDS (рис.2.34а) с ростом флюенса в первую очередь объясняется увеличением плотности радиационных дефектов в приповерхностном слое, а не рассеянием на имплантированных атомах (концентрация с ростом флюенса уменьшается). Существенный (почти на два порядка) рост XRDS ограничивает использование оптических элементов, подвергшихся ионно-пучковой обработке, для области полного внешнего отражения. Это возможно только с нанесением дополнительного отражающего покрытия, препятствующего взаимодействию рентгеновского излучения с объемными неоднородностями приповерхностного “нарушенного” слоя, приводящего к росту интенсивности диффузного рассеяния. Например, ионно-пучковая обработка была применена для полировки поверхности штриха дифракционных решеток-эшелетов из оптического стекла Ф1 [А3]. Удалось существенно повысить дифракционную эффективность (до 10 раз), однако, выросла и фоновая засветка. В результате соотношение сигнал/фон даже уменьшилось. Решить проблему удалось, только путем нанесения дополнительного зеркального покрытия, препятствующего взаимодействию рентгеновского излучения с “нарушенным” слоем.

2.2.3.2. Изучение нарушенного слоя монокристаллического кремния

Наблюдаемое резкое изменение характера травления монокристаллического кремния при увеличении энергии ионов с 400 эВ до 800 эВ возможно связан со сменой физического механизма травления. При малых энергиях ионов глубина проникновения их в вещество мала и их взаимодействие с материалом не приводит к сильной структурной перестройке приповерхностного слоя. Ион во многом взаимодействует с упорядоченной кристаллической структурой, что и проявляется в аномалиях на кривых скорости распыления и шероховатости поверхности. В [А19] ионное травление аморфного кремния, нанесенного на подложку методом магнетронного напыления, приводило не только к сохранению исходной шероховатости, но и к заметному сглаживанию шероховатостей в диапазоне пространственных частот $0.049-65 \text{ мкм}^{-1}$.

Анализ модификации поверхности/приповерхностного слоя монокристаллического кремния после ионного травления является сложной задачей, поскольку для этого метод должен быть неразрушающим и чувствительным к фазе

и микроструктуре. Рамановская спектроскопия является хорошо зарекомендовавшим себя и фазочувствительным неразрушающим методом определения монокристаллической, поликристаллической, нанокристаллической и аморфной фазы Si. Связи Si-Si симметричны и сильно поляризуются под влиянием электрического поля, индуцированного лазерным излучением, что приводит к сильному комбинационному рассеянию. Монокристаллический и кристаллический кремний имеют очень однородные валентные углы и длины связей, поэтому в этих материалах существуют длинноволновые колебательные состояния связи Si-Si. Это приводит к острым пикам комбинационного рассеяния с характерной сильной полосой поперечной оптической (ТО) моды при 520.6 см^{-1} . В аморфном кремнии (a-Si) периодическая симметрия решетки нарушена, что приводит к более широкому набору валентных углов и длин связей в дополнение к оборванным связям [151].

В рамках данной работы исследовались образцы из монокристаллического кремния ориентации $\langle 110 \rangle$, которые были облучены пучками ускоренных ионов аргона с энергией 400 эВ под нормалью к поверхности. Плотность тока составила 0.7 мА/см^2 . В качестве источника ускоренных ионов использовался КЛАН-103М с квазипараллельным ионным пучком (выходная апертура – эллипс с полуосями 45x30 мм).

АСМ кадры и PSD-функция исходного и травлённого образца приведены ниже.

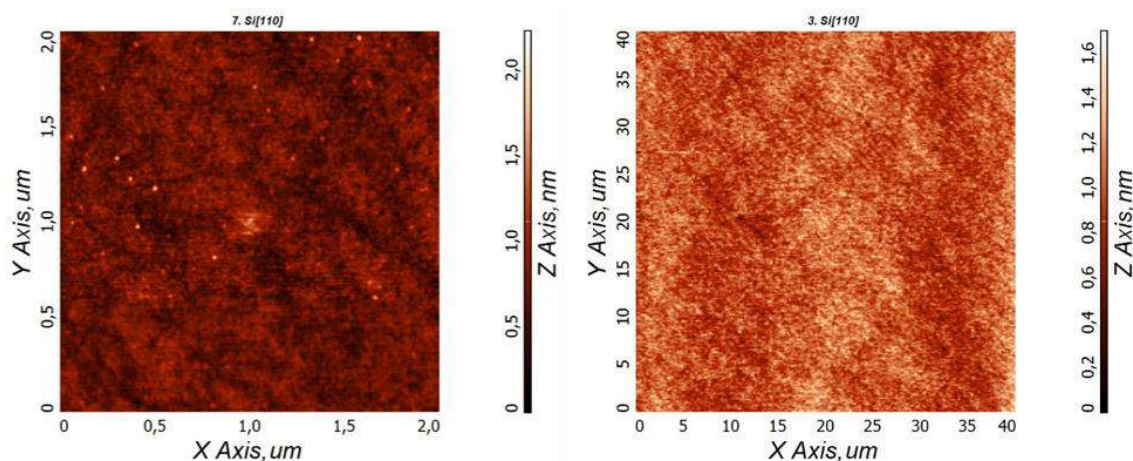


Рис.2.42. АСМ-кадры 2×2 и $40 \times 40 \text{ мкм}^2$ исходной поверхности монокристаллического кремния $\langle 110 \rangle$.

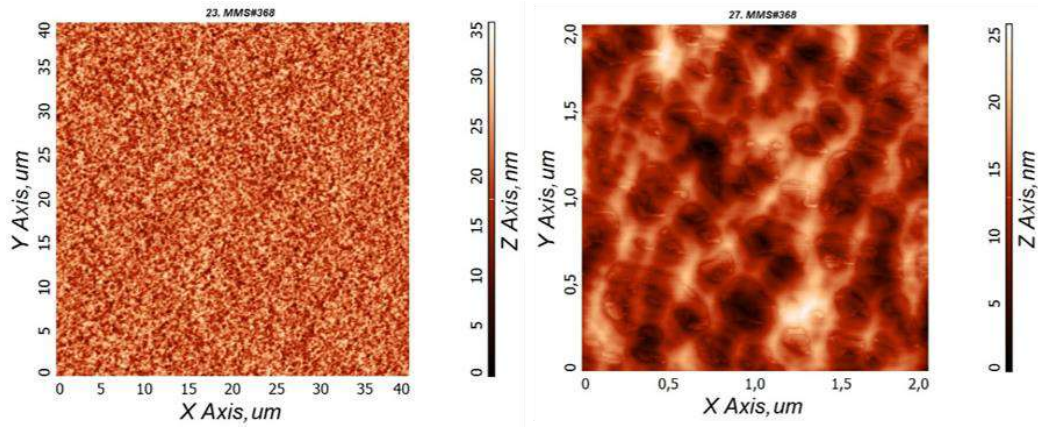


Рис.2.43. АСМ-кадры 2×2 и 40×40 μm^2 поверхности монокристаллического кремния $\langle 110 \rangle$ после облучения ускоренными ионами Ag с дозой $\sim 10^{19}$ ионов/ cm^2 .

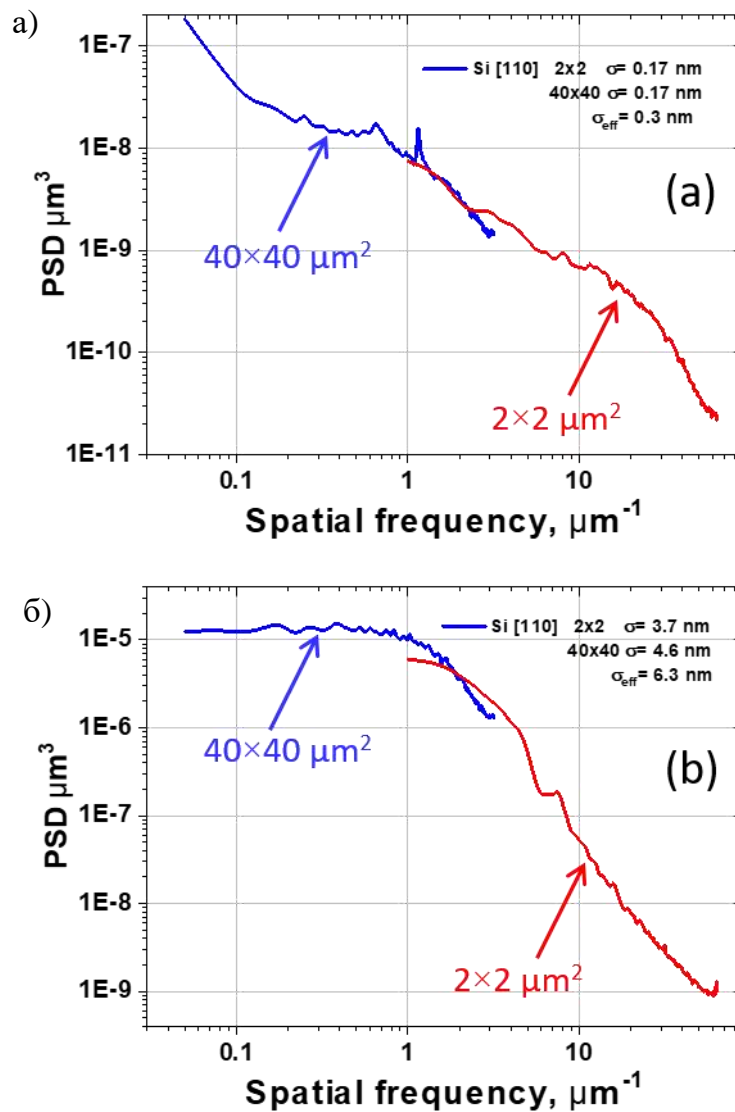


Рис.2.44. PSD-функции исходной (а) и травленной (б) поверхности монокристаллического кремния $\langle 110 \rangle$ с дозой ионов Ag $\sim 10^{19}$ ион/ cm^2 [A19].

С целью исключения роли примесей, которые могут отвечать за превращение кристаллического Si в аморфную структуру, а также за образование шероховатости за счет имплантации примесей совместно с ионами Ar, были проведены измерения РФЭС образца с дозой ионов Ar $\sim 10^{19}$ ион/см² представлена на рис. 2.45.

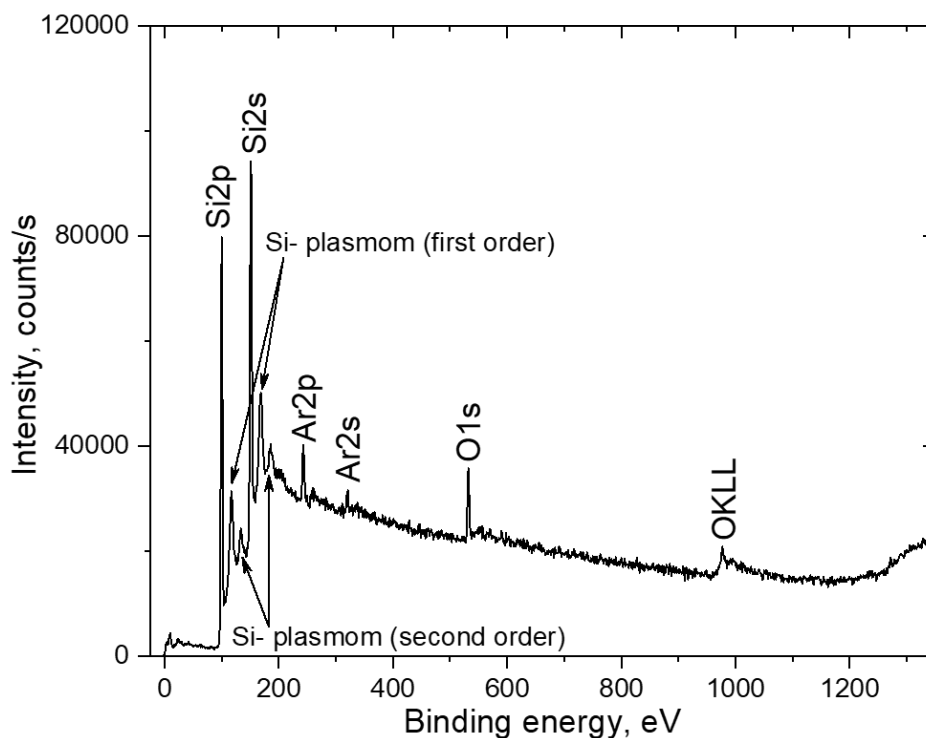


Рис. 2.45. Рентгеновские фотоэлектронные спектры монокристаллического кремния <110> после имплантации ионов Ar с дозой $\sim 10^{19}$ ионов/см²

Этот метод позволяет анализировать поверхностные и подповерхностные химические свойства образца. Результаты показали типичный химический сдвиг Si (Si2p и Si2s) с гораздо более высокими значениями. Энергия связи плазмонных возбуждений фотоэлектронов Si2p и Si2s также представлена в спектрах. Расположение этих химических сдвигов хорошо согласуется с работой, ранее опубликованной Kumar [152]. Имплантированные ионы Ar также хорошо видны в химических состояниях Ar2p и Ar2s. Наличие кислородных линий связано с нахождением образца в атмосфере. В спектрах химический сдвиг металлических примесей в образце отсутствует, что исключает возможность образования примесей при имплантации.

На рис.2.46 приведены спектры комбинационного рассеяния ($\lambda=514.5$ нм) образцов, имплантированных ионами Ar, в сравнении со спектром стандартного

монокристаллического кремния. Для простоты восприятия интенсивность рамановского сигнала показана в логарифмической шкале. Следует отметить, что в данном случае при анализе рассеяния учитывалась поляризация падающего и рассеянного света.

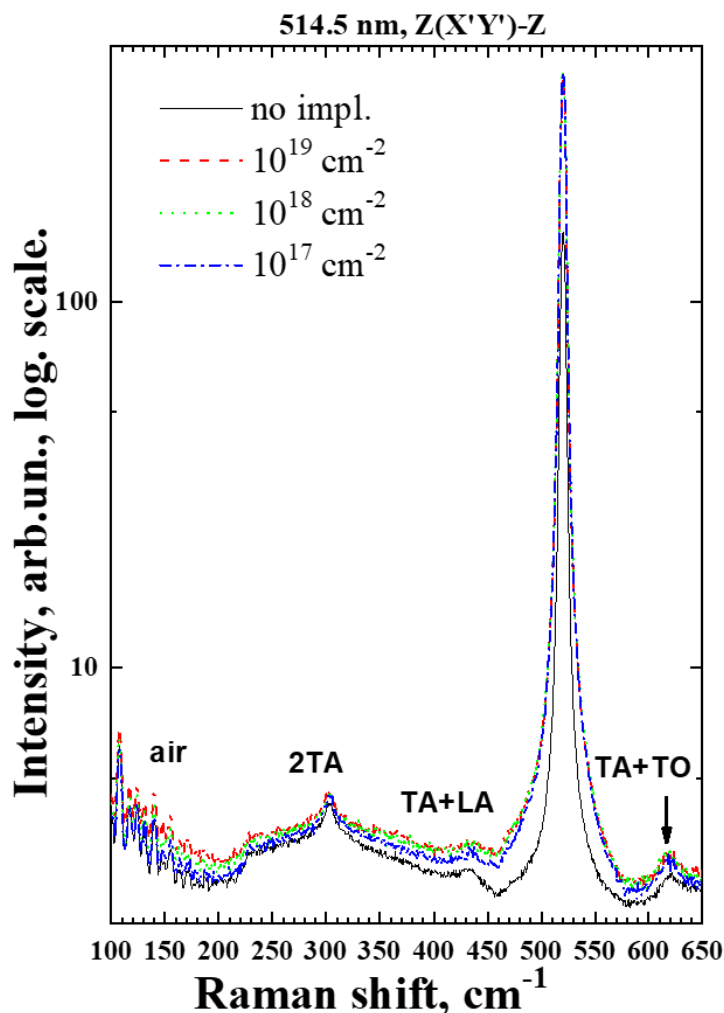


Рис.2.46. Спектры КРС при длине волны возбуждения 514.5 нм исходного монокристаллического Si и Si с имплантацией ионов Ar.

Наиболее интересным результатом является то, что в геометрии запрещенного рассеяния интенсивность пика от немодифицированного монокристаллического Si меньше, чем от кремния, имплантированного ионами Ar. Это указывает на то, что имплантированный кремний становится более разупорядоченным, так как в случае идеальной кристаллической решетки сигнал в запрещенной геометрии должен стремиться к нулю. Однако в спектрах травлённого кремния отсутствуют особенности, обусловленные рассеянием на локальных колебаниях связи Si-Si.

Например, в a-Si спектр комбинационного рассеяния света на оптических фононах имеет широкую полосу с максимумом около $475 - 480 \text{ см}^{-1}$ [153]. Чем меньше длина корреляции фононов, тем ближе спектр к спектру аморфного кремния, при длине корреляции более 20 - 30 нм спектр такого кремния близок к спектру монокристаллического кремния [154]. В случае лазера с длиной волны 514.5 нм сигнал собирается с большой толщины из-за большой оптической длины проникновения, а вклад приповерхностных неупорядоченных областей кремния в спектры КРС ничтожен. В связи с чем были проведены измерения и на более коротковолновом лазере, с длиной волны 325 нм.

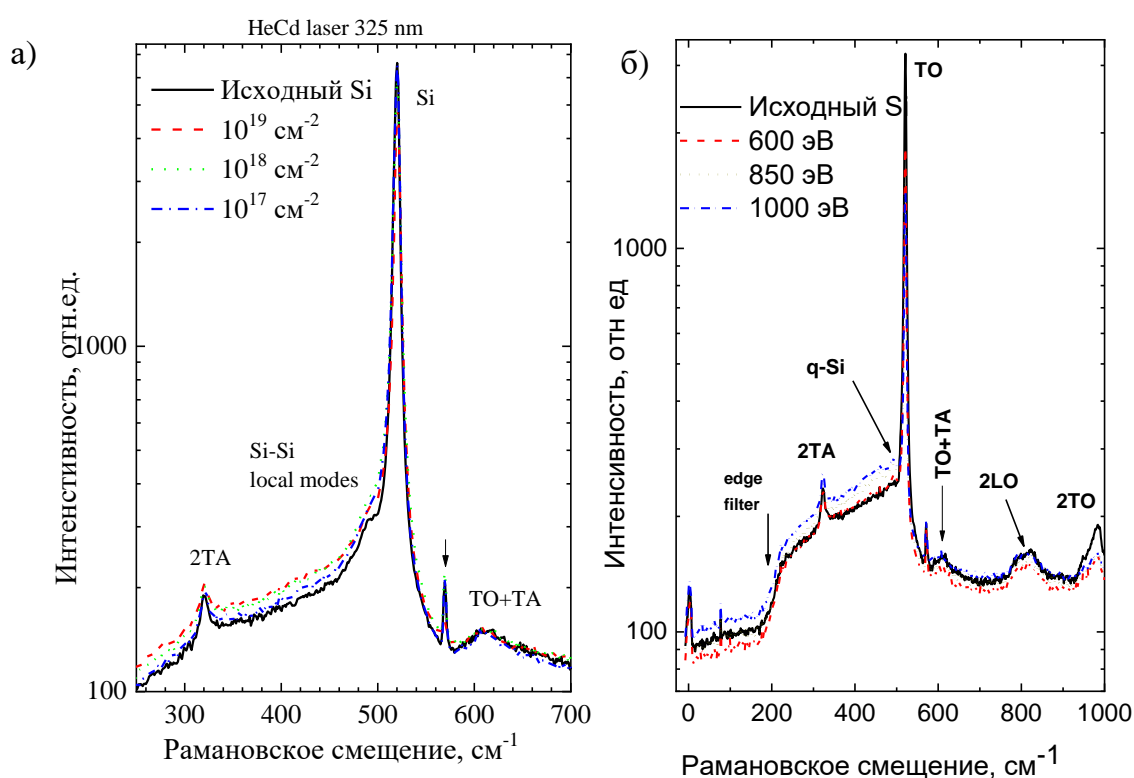


Рис.2.47. Спектры КР при длине волны возбуждения 325 нм исходного монокристаллического Si и Si с имплантацией ионов Ar с энергией 400 эВ разными дозами (а) и в зависимости от энергии ионов Хе с одинаковой дозой (б).

Поляризация рассеянного света не анализировалась.

При УФ-возбуждении фактически исследуется приповерхностная область кремния размером в несколько нанометров. Согласно Aspnes и др. [155], при 325 нм показатель поглощения для кристаллического Si равен $\alpha = 1.2402 \cdot 10^6 \text{ см}^{-1}$, в этом случае можно собрать рамановский сигнал только от приповерхностной области Si толщиной 8 нм. При 514.5 нм показатель поглощения для кристаллического Si равен

$\alpha = 15000 \text{ см}^{-1}$, и в этом случае можно собрать сигнал КР от приповерхностной области Si толщиной 600 нм. На рис.2.47 видно, что с увеличением дозы имплантации ионов Ag пик от кристаллического кремния уменьшается, а низкочастотная полоса от неупорядоченного кремния растет. Однако в немодифицированном монокристаллическом кремнии все еще присутствуют неупорядоченные области. Возможно, это тонкая переходная область между кристаллическим кремнием и аморфным слоем природного оксида кремния. На рис.2.48 показаны спектры монокристаллического кремния с одинаковыми дозами имплантации ионов Xe от энергии.

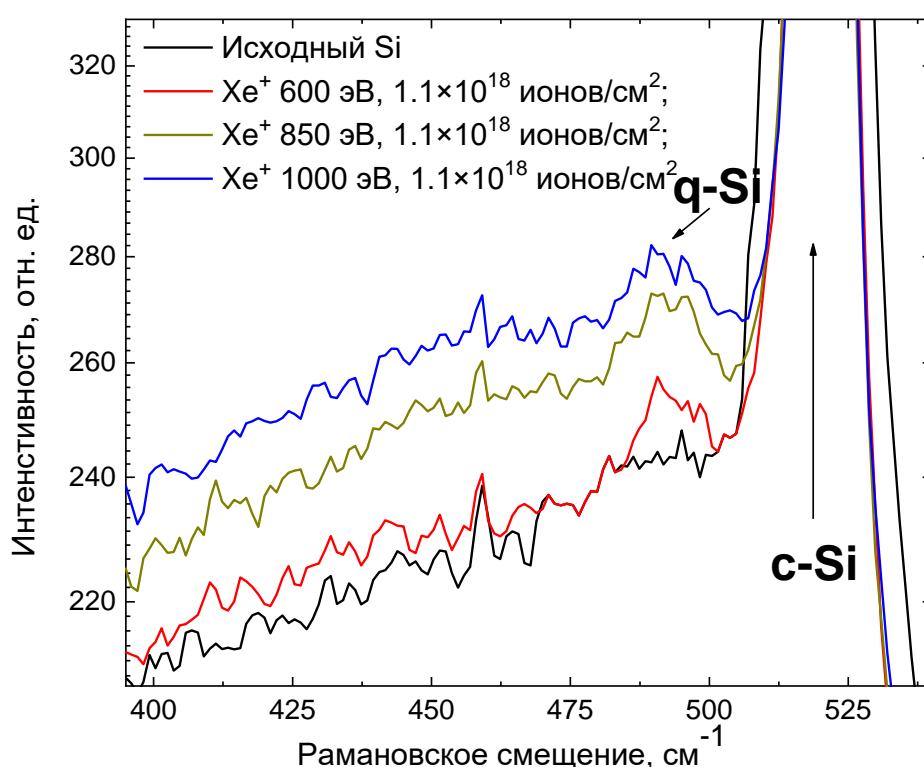


Рис.2.48. Спектры КР имплантированной поверхности Si ионами Xe с максимальной дозой 10^{19} ион/см². Поляризация рассеянного света не анализировалась.

Видно, что для образца, облученного ионами Xe⁺ с энергией 600 эВ наблюдается лишь незначительное увеличение интенсивности в области 490-492 см⁻¹, в то время как для двух других образцов повышение интенсивности более существенное и, отчетливо виден пик Рамановского сигнала. Этот пик в спектрах Рамана Si также был описан в работе [156]. Володин и др. в работе [157] описали,

что такой пик возникает из-за собственных оптических колебательных мод пространственно локализованной структуры. Таким образом, сдвиг в положении пика около $490\text{-}492\text{ см}^{-1}$ приводит к более короткой длине корреляции оптического фонона и подтверждает, что структура c-Si становится квазикристаллической или для удобства мы можем рассматривать эту фазу как квазиаморфный Si (q-Si), поскольку она содержит чрезвычайно короткую длину корреляции. Из результатов видно, что отношение q-Si/c-Si является самым низким для нетравленного Si (рис. 2.49). Очевидно, что более широкая ширина линии и более высокий частотный сдвиг являются признаком беспорядка/дефектов, которые могут быть связаны с образованием q-Si.

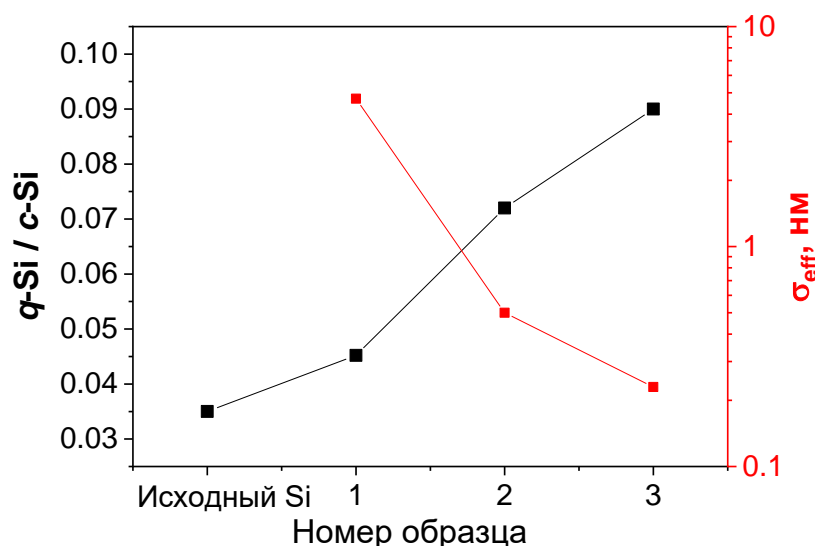


Рис. 2.49. Отношения q-Si/c-Si на длине волны возбуждения $\lambda = 325\text{ нм}$ и шероховатость (исходного Si) и травлённых: 1 – Хе 600 эВ, 1.1×10^{18} ионы/ см^2 ; 2 – Хе 850 эВ, 1.1×10^{18} ионы/ см^2 ; 3 – Хе 1000 эВ, 1.1×10^{18} ионы/ см^2 .

Таким образом, результаты подтвердили, что слой толщиной не менее 8 нм частично трансформируется в фазу q-Si, а шероховатость поверхности связана со вкладом q-Si, который напрямую связан с энергией ионов.

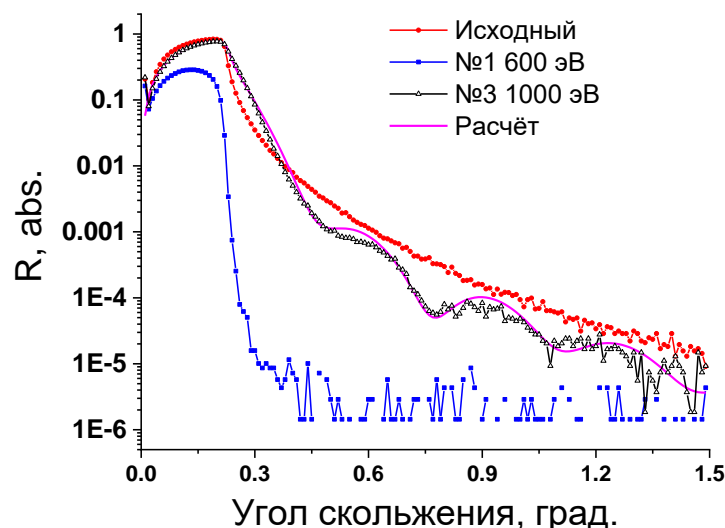


Рис.2.50. Угловая зависимость коэффициента отражения жесткого рентгеновского излучения для исходного, подвергнутого травлению ионами ниже пороговой и выше пороговой и расчёт.

Данные рентгеновской рефлектометрии приведены на рисунке 2.50. Как можно видеть для образца №1, подвергнутого бомбардировке ионами Хе с энергией 600 эВ произошло катастрофическое падение интенсивности зеркально отраженного рентгеновского излучения, что объясняется значительным увеличением шероховатости поверхности. Для образца №3 наблюдается появление модуляции на кривой зеркального отражения рентгеновского излучения, что говорит о наличии в приповерхностной области образца слоя с отличной от основного материала диэлектрической проницаемостью. Моделирование рентгенооптических свойств слоя в программе Multifitting [158] показало, что его суммарная толщина составляет 12.1 нм, а структура (от поверхности к подложке): слой SiO_2 (толщина $h=2.0$ нм, плотность $\rho=2.30$ г/см³), слой $\text{Si}_{0.98}\text{Xe}_{0.02}$ ($h=1.7$ нм, $\rho=2.51$ г/см³), $\text{Si}_{0.93}\text{Xe}_{0.07}$ ($h=8.4$ нм, $\rho=3.11$ г/см³), что соответствует средней плотности всего приповерхностного слоя $\rho=2.88$ г/см³ и 1.23 от плотности массивного *c*-Si (2.33 г/см³), и подложка Si ($h=\infty$, $\rho=2.33$ г/см³).

С учетом того, что при использовании монокристаллического кремния в случае, когда излучение взаимодействует с подложкой без покрытия, то глубины проникновения в таких случаях на уровне единиц микрометров. В случае с монокристаллическим кремнием нарушенный слой после ионной обработки составляет ≈ 8 нм, что на фоне глубины проникновения, является меньше 1%. Таким

образом, показано, что ионно-пучковые методы обработки поверхности не сильно влияют на оптические свойства монокристаллического кремния.

Заключение по 2й главе

В рамках работы проведен глубокий анализ возможностей ионно-пучкового травления для создания технологии формирования прецизионных рентгенооптических элементов с атомарно гладкой поверхностью. Изучено поведение коэффициентов распыления основных срезов монокристаллического кремния при облучении ускоренными ионами Ar, Ne и Xe. Впервые изучено влияния ионного травления на пространственно-частотные свойства шероховатостей в зависимости от параметров процесса (угол падения, энергия ионов, глубина травления и флюенс), определены причины порового изменения поведения зависимости высоты шероховатости поверхности монокристаллического кремния от энергии бомбардирующих ионов. Такое поведения шероховатости поверхности в зависимости от энергии ионов объясняется появлением квазиаморфной фазы монокристаллического кремния в приповерхностном слое толщиной ~ 10 нм. Показано, что методика аттестации шероховатости поверхности с помощью XRDS может применяться только для образцов, у которых отсутствует нарушенный слой, который может возникнуть по разным причинам, например, недополировка образца, в результате которой остался трещиновидный слой, или, как в нашем случае, из-за образования дефектов материала, вызванных имплантацией при ионно-пучковом травлении. Также изучено поведение коэффициентов распыления и шероховатости поверхности плавленого кварца в диапазоне пространственных частот $0.049-63 \text{ мкм}^{-1}$ от энергии и углов падения ионов аргона в диапазоне энергий до 1.5 кэВ. Показано, что ионно-пучковое травление ускоренными ионами аргона с энергией 1250 эВ позволяет обрабатывать оптические элементы с числовой апертурой до 0.6 и с шероховатостью поверхности лучше 0.3 нм, что удовлетворяет требованиям современной рентгеновской оптики.

3 глава. Методы обработки поверхности оптических элементов с применением технологии ионно-пучкового травления

На основе полученных в предыдущей главе результатов были разработаны ионно-пучковые методы формирования высокоточных оптических элементов. Весь класс решаемых этими методами задач можно разделить на две основные составляющие – это осесимметричная и несимметричная обработки. Осесимметричная обработка производится сильноточным источником с квазипараллельным пучком ускоренных ионов через формирующую диафрагму при вращении позади нее обрабатываемой детали. Методика позволяет проводить большие съемы материала одновременно с больших площадей поверхности оптического элемента. Несимметричная обработка производится с помощью малоразмерного ионного пучка, обеспечивающего небольшие съемы материалы, и, поэтому применяется в основном для финишной коррекции локальных ошибок формы.

3.1 Симметричная обработка поверхностей оптических элементов

Осесимметричная обработка интересна для широкого класса задач, при которых необходимо проводить съем материала вдоль всей поверхности с некоторой детерминированной зависимостью глубины травления (H) от радиуса детали (т. е. $H = H(r)$), в том числе $H(r) = \text{const}$.

В случае $H(r) = \text{const}$, т. е. равномерный съем материала по поверхности применяется в задачах чистки, активации и полировки поверхности.

Примером задачи, когда $H(r) \neq \text{const}$ может служить асферизация поверхности. Асферизация поверхностей элементов изображающей оптики позволяет, например, расширить поле зрения проекционной схемы за счет компенсации сферических aberrаций для внеосевых лучей. Механическая асферизация, особенно асферик высокого порядка, является сложной задачей, поскольку теряются все преимущества притира, т.е. контакта инструмента со всей поверхностью, приходится уменьшать инструмент, а это приводит к развитию среднечастотных неоднородностей, убирать которые очень сложная задача. Ионная асферизация лишена этих проблем. Процедура осесимметричной обработки поверхности производится по схеме, представленной на рис. 3.1. Подложка

вращается позади специально рассчитанной маски, которая обрезает пучок таким образом, чтобы сформировать необходимый профиль поверхности.

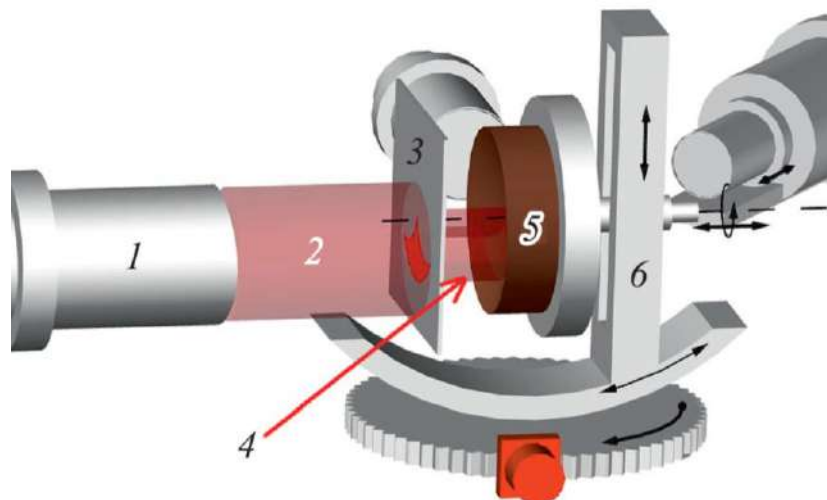


Рис.3.1. Геометрия эксперимента при осесимметричной обработке поверхности: 1 — широкоапертурный источник ионов; 2 — квазипараллельный ионный пучок; 3 — формирующая диафрагма; 4 — ионный пучок после диафрагмы; 5 — образец; 6 — гониометр.

Задачи симметричной обработки поверхности требуют применение широкоапертурного сильноточного источника с квазипараллельным ионным пучком позволяет обрабатывать подложки диаметром до $2\varnothing$ (диаметров) ионного пучка со значительным съемом материала. Так как для асферизации используется широкоапертурный сильноточный пучок, а обрабатываемые детали зачастую имеют сложную форму (выпуклая/вогнутая) поверхности, необходимо учитывать влияние локальных углов падения ионов на поверхность образца на шероховатость поверхности и скорость удаления материала.

На начальном этапе производится расчет скорости травления в зависимости от радиуса детали с учетом распределения ионного тока в пучке ($I(r)$) и локального угла падения ионов на поверхность ($\Theta(r)$). Затем, зная зависимости скорости травления и профиля асферизации ($H = H(r)$) от радиуса детали, рассчитывается сечение формирующей диафрагмы, угол раствора на данном радиусе которой тем больше, чем большее количество материала необходимо снять.

Самым важным преимуществом ионной асферизации над механической является возможность контроля формирующегося профиля $H = H(r)$. Для этого на поверхность аналогичной заготовки ("кукла" — деталь из того же материала с тем же радиусом кривизны) наносится маска таким образом, чтобы ее граница проходила вдоль радиуса от центра детали к периферии (рис. 3.2). Затем через такую маску проводится процедура травления через рассчитанную диафрагму. Время травления (число оборотов) выбирается точно соответствующим реальной процедуре асферизации. Область, которая закрыта маской, не распыляется, в то время как открытая поверхность распыляется в соответствии с формой диафрагмы. Глубина травления на данном радиусе тем больше, чем больше угол раствора диафрагмы. В результате на границе маски формируется ступенька с распределением глубины травления от радиуса, т. е. $H = H_{\text{exp}}(r)$. Высота ступеньки с высокой точностью может быть измерена на интерференционном микроскопе.

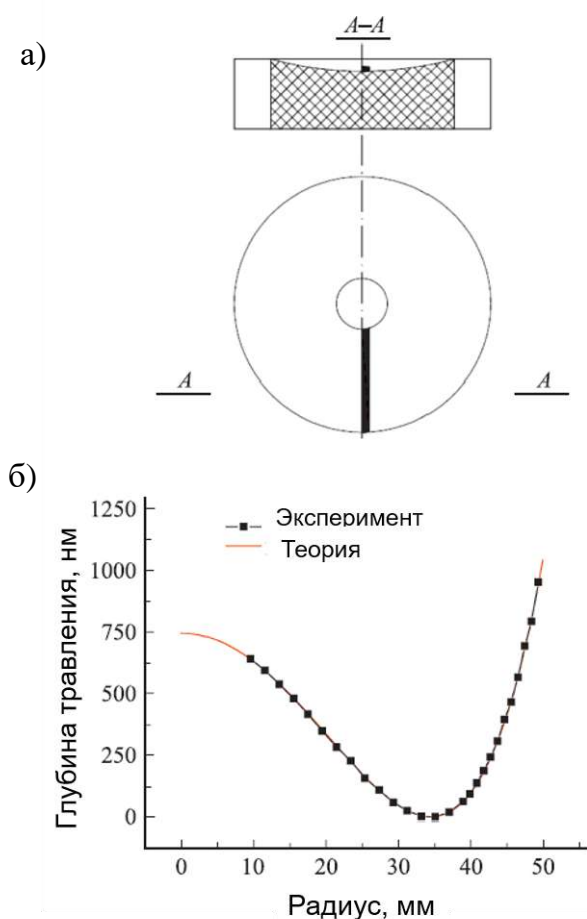


Рис.3.2. а -"кукла" с нанесенной маской для контроля профиля травления; б — сравнение профиля травления (теория и эксперимент).

Для решения этой задачи был реализован алгоритм на языке программирования Python. На вход программа получает распределение ионного тока в пучке (что эквивалентно распределению скорости травления - $v(r)$), угловую скорость - ω , требуемый профиль поверхности - $F(r)$ и координату центра вращения. Далее программа производит операцию свёртки распределения пучка и требуемого профиля поверхности согласно (3.1):

$$\varphi(r) = \frac{\omega}{v(r)} F(r) \quad (3.1)$$

Таким образом программа возвращает набор углов в зависимости от радиуса. Также существует возможность подбирать наборы углов раствора в зависимости от потребностей пользователя, а также есть модуль для коррекции маски, который на вход получает результаты измерений профиля и возвращает скорректированный вариант маски. Интерфейс программы MaskCulc представлен на рисунке 3.3.

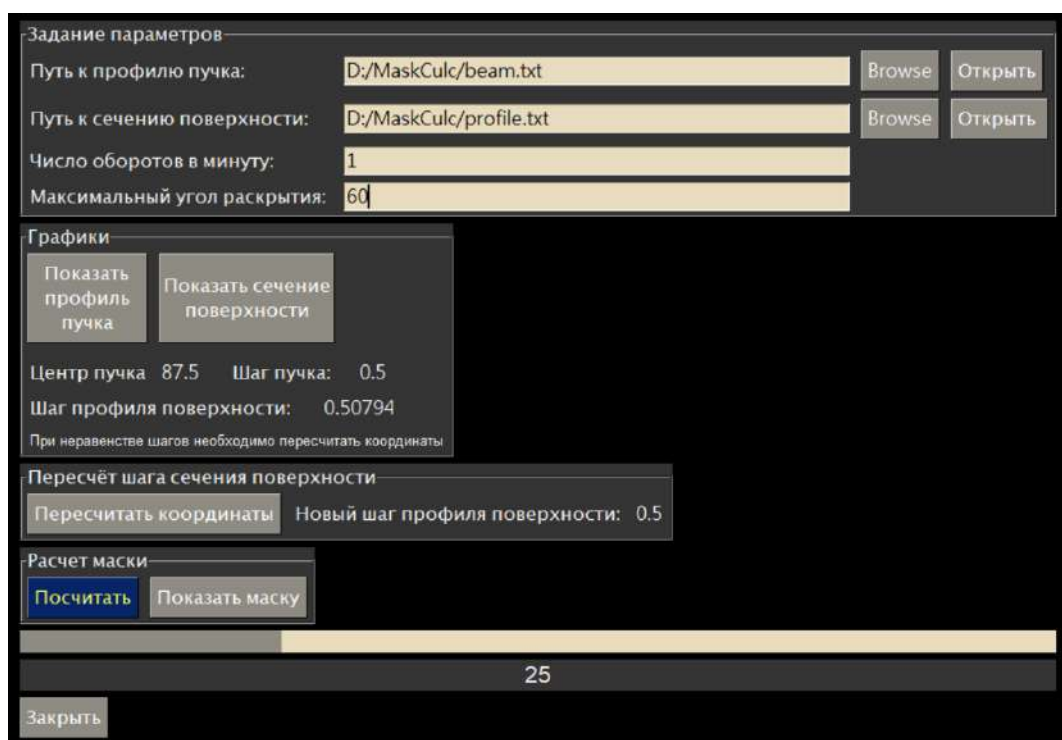


Рис.3.3. Интерфейс разработанной программы MaskCulc.

Для демонстрации результатов работы алгоритма, можно рассмотреть последовательность действий при решении задачи симметричной коррекции формы поверхности подложки первого зеркала солнечного телескопа ВУФ диапазона для

наноспутников [A25]. На первом этапе программа получает требуемый профиль и распределения ионного тока в пучке (рис.3.4).

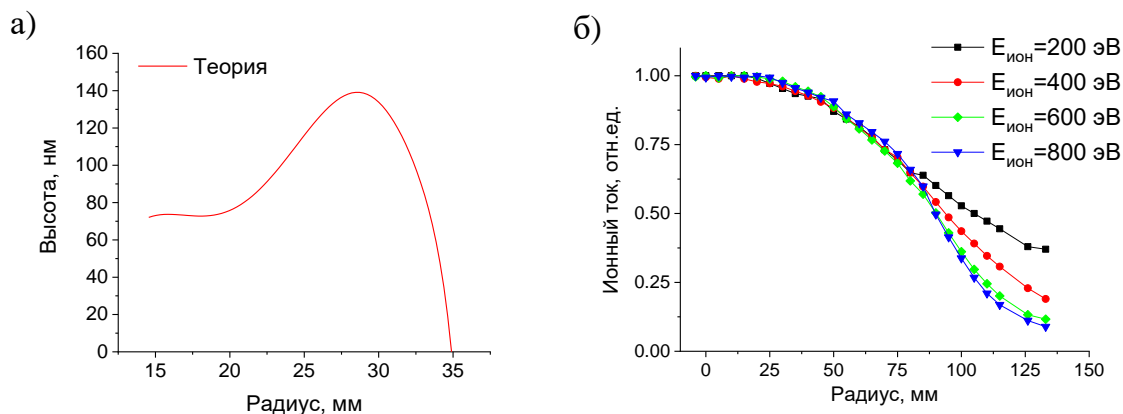


Рис.3.4. Требуемый профиль поверхности (а); Распределение тока ионов в пучке при различных энергиях ионов аргона (б).

Далее рассчитанная маска из нержавеющей стали вырезается на прецизионном электроэрозионном станке АРТА 153 (НПК «Дельта-тест») и подвергается отжигу (300°C, 1.5 часа). Обычно подготовка к симметричной коррекции проходит в две итерации пробная маска и корректировка.

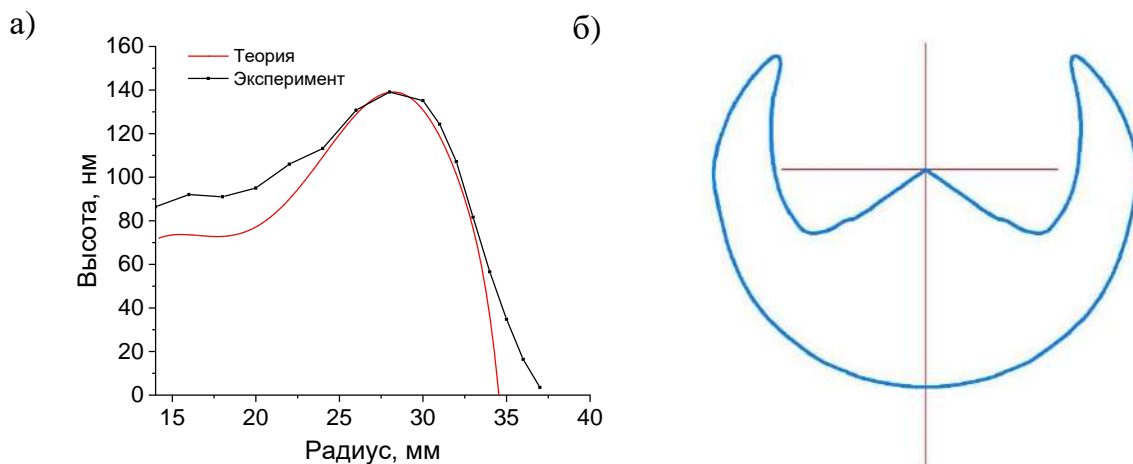


Рис.3.5. а – полученный профиль, после пробной маски; б – форма маски.

Результаты измерений используются программой для корректировки формы маски. Таким образом был получен конечный вариант маски и результирующий профиль.

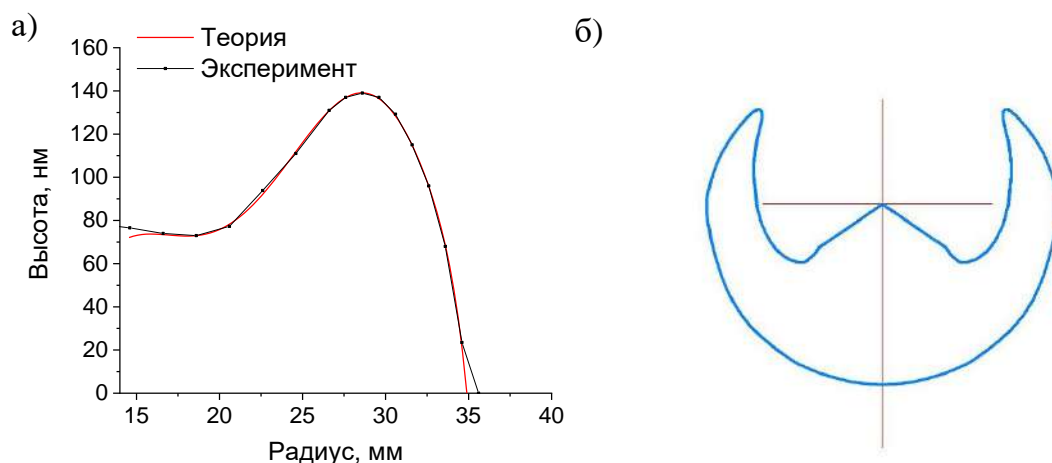


Рис.3.6. а – полученный профиль, после пробной маски; б – форма маски.

Для задач с равномерным съёмом (полировка, чистка, активация) маска имеет вид, представленный ниже.

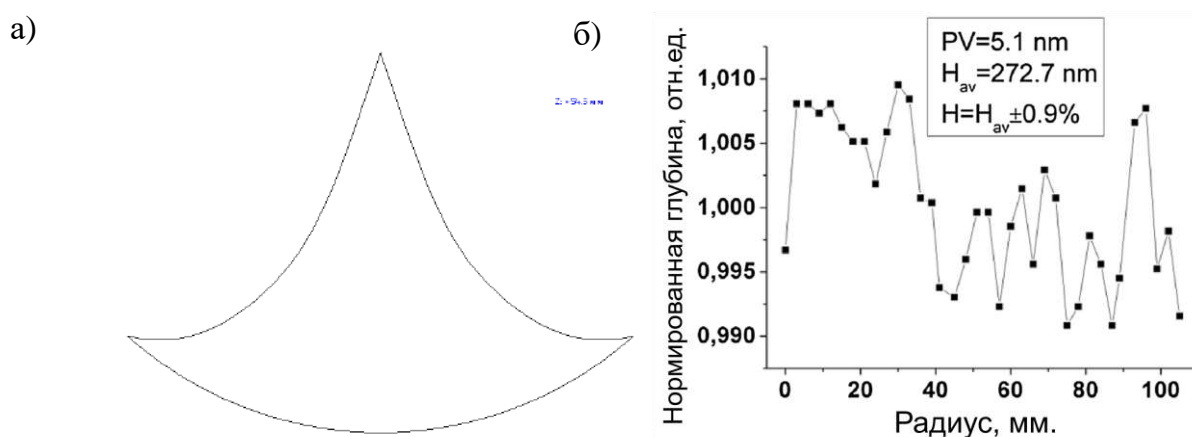


Рис.3.7. Форма маски (а) и распределением высот по радиусу (б).

Стоит отметить, что для каждого газа и энергии ионов вид маски будет отличаться, что связано с различными распределениями ионного тока в пучке. Хотя и описанный метод позволяет исправлять форму поверхности, однако, применим только в случае наличия симметричной ошибки на поверхности подложки. Данный метод позволяет доводить форму поверхности по параметру RMS до значений единиц нанометров. Дальнейшее доведение формы поверхности до субнанометровой точности, если это необходимо, осуществляется по методике коррекции локальных ошибок сфокусированным ионным пучком.

3.2 Локальная коррекция ошибок формы поверхности

Наиболее сложной в реализации и требующей значительного времени является методика коррекции локальных ошибок формы малоразмерным ионным пучком, схема которой приведена на рисунке 3.8. Основой данной методики является измерение формы поверхности оптической детали с помощью интерферометра с дифракционной волной сравнения (ИДВС) [159]. Изобретение уникального источника сферической волны — зауженного до субволновых размеров оптоволокна [185] — позволило построить на его основе прибор, обеспечивающий волновые aberrации сферических фронтов на уровне единиц ангстрем ($RMS < 0.3$ нм) в числовой апертуре $NA < 0.3$. Главным достоинством прибора является отсутствие эталона, качество которого всегда вызывает сомнение.

Для решения данной задачи А.К. Чернышевым написана программа [A14], моделирующая взаимодействие малоразмерного ионного пучка с поверхностью. Таким образом, на входе программа получает карту поверхности, полученную на ИДВС, и измеренное распределение ионного тока в пучке. Программа ищет такое положение пучка на поверхности, которое обеспечивает максимальное снижение RMS поверхности с учетом воздействия всех точек пучка, т.е. перебором. Такой алгоритм заметно увеличивает время работы программы, однако позволяет, во-первых, существенно продвинуться в область более высоких пространственных частот, доступных для обработки, и, во-вторых, не приводит к формированию на поверхности детерминированных ошибок.

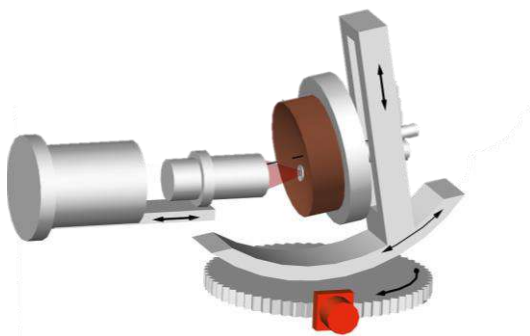


Рис.3.8. Геометрия проведения процедуры локальной коррекции ошибок формы.

Таким образом, процедура коррекции представляет собой следующую последовательность действий. На подготовительном этапе измеряется форма

ионного пучка, затем с помощью интерферометра с дифракционной волной сравнения получается карта отклонения формы реальной поверхности от расчетной. Проводится расчет карты травления с помощью программы моделирования взаимодействия малоразмерного ионного пучка с поверхностью. По рассчитанной карте производится травление таким образом, чтобы в каждой точке карты (для любых выпуклой/вогнутой деталей) обеспечивалась локальная нормаль к поверхности и постоянный зазор между обрезающей пучок диафрагмой и поверхностью. Затем вновь производится измерение формы поверхности на ИДВС.

3.3 Применение вспомогательных покрытий для обработки поликристаллических материалов.

Ранее в главе 2 в пунктах 2.2.1.2 и 2.2.1.3 говорилось о проблеме сглаживания поверхностей из аморфного и массивного (поликристаллического) бериллия. В качестве решения такой проблемы предлагается применять технологические покрытия на основе тонких плёнок, нанесённых на поверхность материала, который не поддаётся ни механической, ни ионной полировке.

Таким образом, в рамках данной работы для сглаживания шероховатости поверхности было предложено на поверхность Ве нанести тонкий слой аморфного кремния и проводить ионно-пучковую полировку этой пленки. Для реализации этой идеи на поверхность бериллиевых образцов методом магнетронного распыления наносились пленки Si толщиной 200 нм. Для экспериментов были приготовлены четыре образца с различной исходной шероховатостью поверхности бериллия:

1. пленка Ве, нанесенная на кремниевую подложку ($\sigma_{\text{эфф.}}=1.37$ нм);
2. пленка Ве, нанесенная на кремниевую подложку, подвергшаяся ионной полировке при угле падения 0° и энергии ионов 400 эВ ($\sigma_{\text{эфф.}}=0.86$ нм);
3. пленка Ве, нанесенная на кремниевую подложку, шероховатость которой была ухудшена ионной бомбардировкой, угол падения 0° , энергия ионов 200 эВ, до значения массивного материала ($\sigma_{\text{эфф.}}=2.5$ нм) – два образца.

Значения шероховатости до и после нанесения Si представлены в таблице 3.1. Из таблицы видно, что напыление Si пленки не изменило заметным образом шероховатость.

Таблица 3.1. Шероховатости образцов для изучения сглаживающего эффекта.

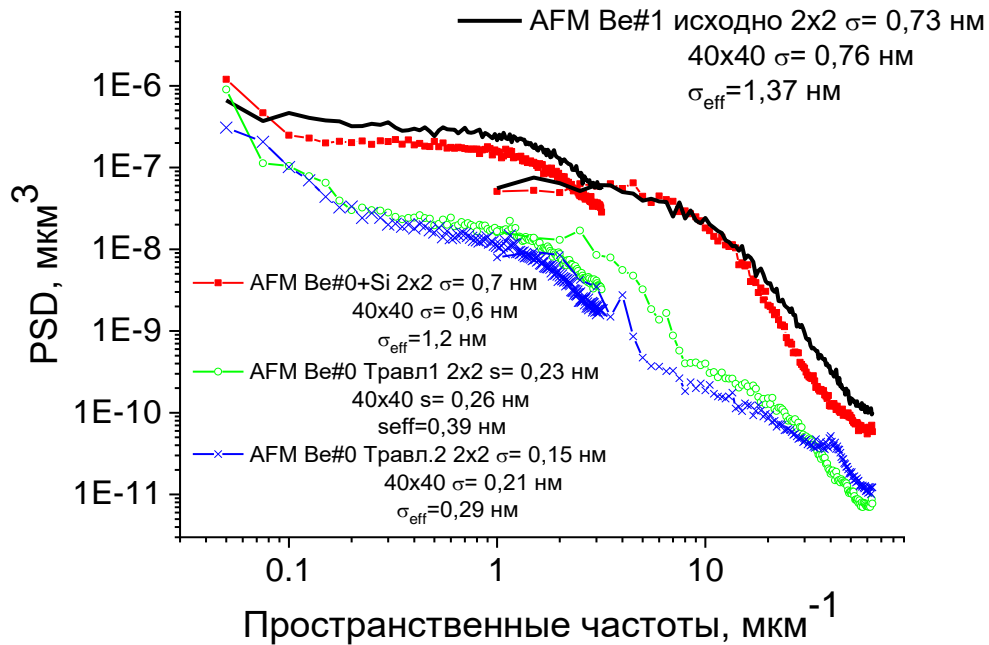
№ образца	σ_{Be} , нм	σ_{Si} , нм
№1 (не травл.)		
№22 (400 эВ, 0°, 104 нм)		
№26-1 (200 эВ, 0°, 42 нм)		2.2
№26-2 (200 эВ, 0°, 42 нм)	2.5	2.2

Так как ранее хорошие результаты были получены при травлении монокристаллического кремния ионами аргона [97, А19], то дальнейшие эксперименты были проведены ионами Ar с энергией $E_{\text{ионов}}=800$ эВ, съём материала составлял ≈ 100 нм. Для двух образцов процедура была повторена. Для образцов №1 и №26-1 процедура нанесения кремния – измерение шероховатости – травление ионами аргона – измерение шероховатости проводилась дважды. Динамика эффективной шероховатости и PSD функции шероховатости поверхности кремниевой пленки на поверхности Be представлена в таблице 3.2 и на рис. 6.

Таблица 3.2.

№ образца	$\sigma_{\text{эфф}}$, нм Травл.1 (-100 нм)	σ_{Si} , нм (+200 нм)	$\sigma_{\text{эфф}}$, нм Травл.2 (-100 нм)
№1	0.39	0.39	0.29
№22	0.8	-	-
№26 -1	0.96	0.9	0.58

а)



б)

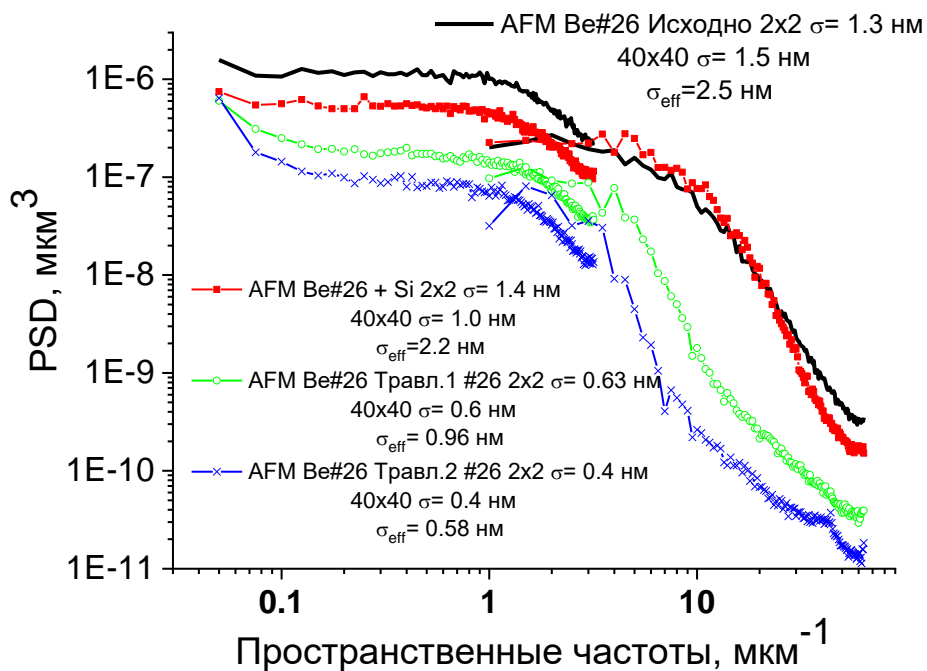


Рис. 3.9. PSD функции шероховатости поверхности образца образцов №1 – а) и №26-1 – б) до и после двухкратного нанесения и травления пленок кремния.

Как можно видеть из приведенных данных наблюдается существенное сглаживание эффективной шероховатости, особенно в области высоких пространственных частот. В частности для образца №1 с исходной шероховатостью бериллия около 1.3 нм удалось с помощью ионного травления сгладить поверхность

до уровня суперполированной кремниевой пластины $\sigma_{\text{эфф.}}=0.29$ нм. Важно отметить, что повторная процедура – нанесение Si пленки и последующее ее травление ионами аргона уменьшила шероховатость в обоих случаях, особенно для более шероховатого образца №26-1.

Полученные результаты были применены для массивного бериллия. Так же было проведено 2 цикла нанесения Si пленок (200 нм) и их травления ионами аргона с энергией 800 эВ. На рис. 3.10 приведены PSD функции шероховатости, соответствующие исходной поверхности (сплошные линии), после первого нанесения Si и травления (синие кривые) и после второго – белые круги, соединённые линиями. Значения эффективной шероховатости, частотный диапазон 0.049-60 мкм⁻¹, увеличились с исходных 2.5 нм до 4.1 нм. При этом микрошероховатость, размер кадра 2x2 мкм, наоборот упала с 0.9 нм до 0.6 нм после первого травления, и до 0.46 нм – после второго.

Наблюдаемое ухудшение эффективной шероховатости связано не столько с гладкостью поверхности, сколько с большим влиянием на результаты измерений “ям” на поверхности, вызванных растравливаем дефектных областей бериллиевой подложки. В частности, наличие этих отверстий приводит к разрыву PSD функций, восстановленных по кадрам 2x2 мкм (выбиралась площадка без ям) и 40x40 мкм. Тем не менее, высокочастотная шероховатость, отвечающая за коэффициент отражения многослойных зеркал, упала вдвое, что должно позволить получить высокие коэффициента отражения многослойных зеркал, наносимых на данную поверхность.

Судя из динамики PSD функции можно ожидать, что дополнительные процессы нанесения и травления Si позволят получить поверхности с еще меньшей микрошероховатостью. Этого не было сделано из-за возрастающего с каждым процессом травления числа ям на поверхности, отрицательное влияние которых на коэффициент отражения становится доминирующим.

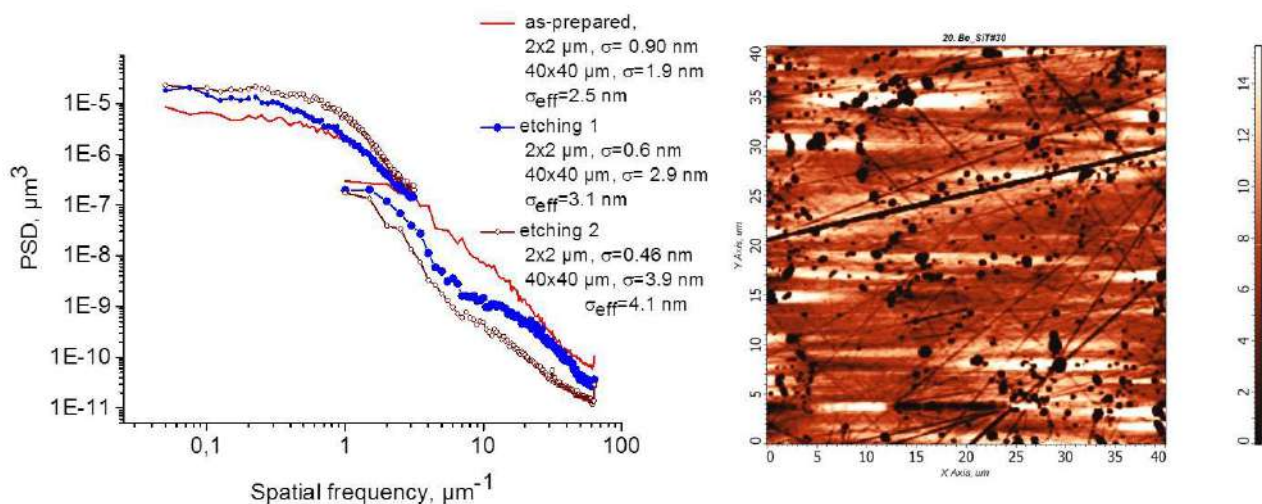


Рис. 3.10. PSD функции шероховатости, соответствующие исходной поверхности массивного бериллия (сплошные линии), после первого нанесения Si и травления (синие кривые) и после второго – белые круги, соединённые линиями [A7].

Возможные пути борьбы с образованием “ям” при ионно-пучковой обработке поверхности массивного бериллия является нанесение на его поверхность пленки с некоррелированными границами. Возможными вариантами могут быть электрохимически выращенная пленка никеля или нанесенная магнетронным напылением многослойная структура Al/Zr.

В случае пленки Ni, осажденной на поверхность металлического бериллия, на ее поверхности отсутствуют “ямы”, которые не проявляются при ионно-пучковой обработке (см. рис.3.11а). В случае многослойной структуры Al/Zr, то в работе [161] было показано, что при нанесении ее на поверхность дифракционной решетки-эшелета происходит сглаживание штриха (рис.3.11б). Т.е. границы структуры являются некоррелированными и по мере роста каждая следующая пленка всё сильнее “забывает” структуру поверхности подложки. Таким образом, можно ожидать, что нанесение такой структуры на поверхность массивного бериллия позволит “забыть” о наличии на его поверхности “ям” или их зародышей.

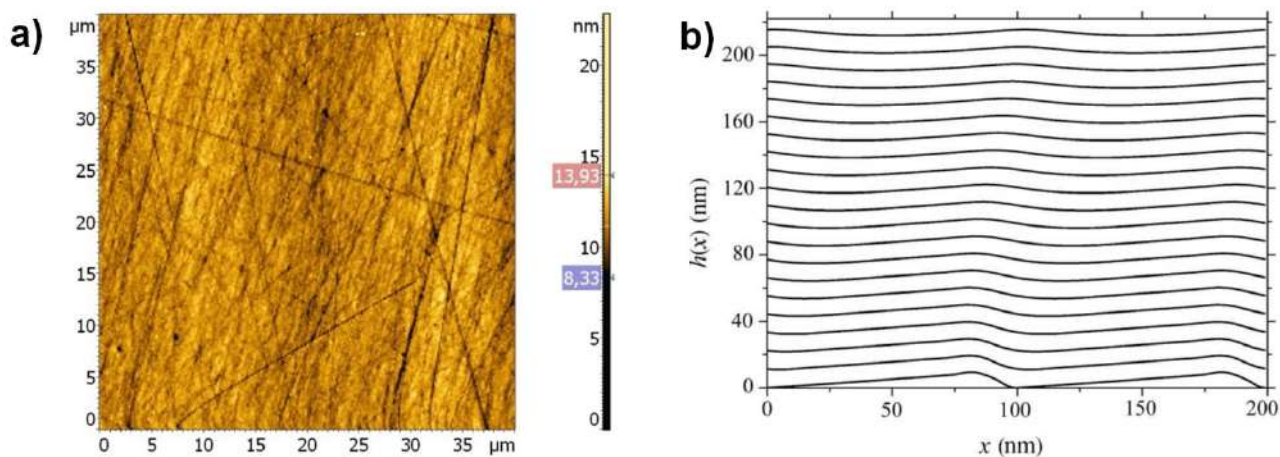


Рис.3.11. а) АСМ кадр поверхности никелиевой пленки после ионной обработки; б) Профили 20 слоев Al/Zr многослойной структуры, нанесенной на поверхность дифракционной решетки с углом блеска 6 градусов [161].

Далее для сглаживания шероховатости поверхности будет проделана та же процедура [A5]: нанесение 200 нм пленки Si и ее последующего ионно-пучкового травления. Такая процедура может быть повторена несколько раз для достижения шероховатости, удовлетворяющей требованиям МР и ЭУФ диапазона длин волн.

Таким образом, применение тонких пленок кремния на поверхности бериллия с последующим их травлением ионами аргона с энергией 800 эВ приводит к существенному сглаживанию шероховатости поверхности в широком, $0.049\text{-}60\text{ мкм}^{-1}$. В частности, с помощью травления Si пленки на Be удалось улучшить эффективную шероховатость поверхности со значения $\sigma_{\text{эфф.}}=1.37\text{ нм}$ до $\sigma_{\text{эфф.}}=0.29\text{ нм}$, характерную для суперполированных подложек применяемых, в том числе, и для рентгенооптических задач. Тонкая, 200 нм, пленка кремния обеспечивает хороший теплоотвод от поверхности и сильно не влияет на теплофизические характеристики зеркал.

Заключение по 3й главе

1. Для ионно-пучковой обработки поликристаллических материалов предложен метод на основе нанесения вспомогательных слоёв аморфного кремния с последующим травлением ионами аргона с энергией 800 эВ. Использование метода позволяет получать шероховатость менее 0.3 нм.
2. Развита метод осесимметричной коррекции формы высокоточных оптических элементов квазипараллельным ионным пучком, позволяющий получать плоскости, сферические и асферические поверхности с точностью формы на уровне единиц нанометров.

4 глава. Модернизация оборудования для ионного травления

В главе 2 были определены параметры, а в главе 3 описаны методики для проведения процедуры ионной полировки и коррекции формы поверхности оптических элементов. На основе этих результатов было собрано и запущено две установки ионно-пучкового травления, которые позволяют решать задачи:

- 1) Проведение локальной коррекции ошибок формы миниатюрным фокусирующим источником.
- 2) Изучение параметров источника.
- 3) Проведения процедуры осесимметричной коррекции формы, в том числе асферизация и полировка поверхности.
- 4) Чистка и активация поверхности активными газами.

Первая установка предназначена для решения 1-3 задач, а вторая для 3-5 задач. Оба стенда схожи по объёму и вакуумным постам, и отличаются источниками ускоренных ионов и системой подачи газа. Стенды представляют из себя: вакуумный пост откачки; вакуумную камеру; источник ускоренных ионов; систему позиционирования образца; рамка для крепления, обрезающих пучок, фигурных диафрагм; электронная оснастка для питания оборудования; персональный компьютер, с установленным программным обеспечением для управления ионным источником и приводами внутри вакуумной камеры.

4.1 Установка для локальной и осесимметричной ионно-пучковой коррекции формы поверхности оптических элементов

Установка предназначена для решения двух основных задач: задача локальной коррекции ошибок формы; задача осесимметричной коррекции формы. Вакуумная камера установки представляет собой цилиндрический объём с диаметром 350 мм и высотой 400 мм, выполненной из нержавеющей стали. В центре камеры установлен столик для крепления образцов. Столик закреплён на подвижке с шаговым двигателем, позволяющей вращать образец вокруг своей оси, а также линейное перемещение по высоте в диапазоне 100 мм, что позволяет обрабатывать поверхности диаметром до 200 мм и высотой до 50 мм.

В зависимости от типа задачи выбирается и устанавливается необходимый источник ускоренных ионов. Крепление источников реализовано на одинаковых фланцах типа

CF150. В случае с миниатюрным источником с фокусирующей ИОС имеется линейная подвижка с приводом, позволяющая контролировать расстояние от апертуры источника до поверхности образца с целью изменения размера пятна фокусировки. Схематичное изображение установки в двух конфигурациях приведено ниже.

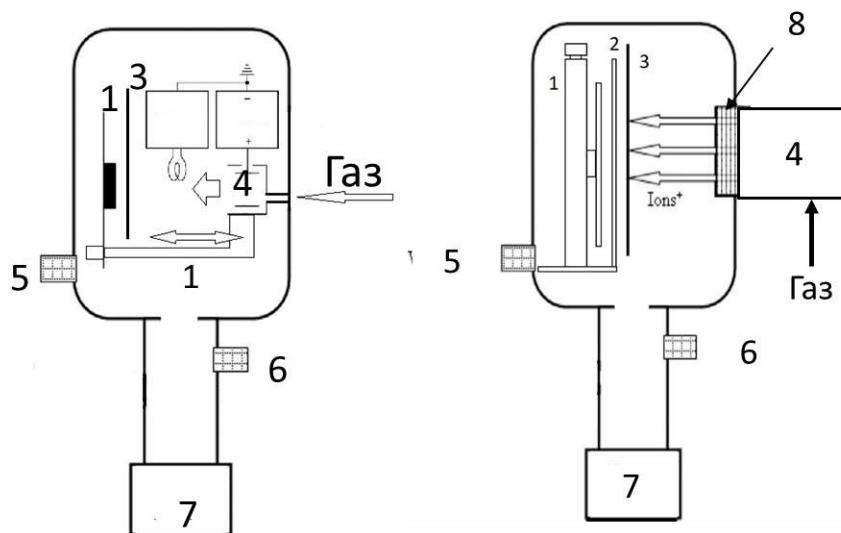


Рис.4.1. Схема стандов для изучения физического распыления. Слева – для проведения локальной коррекции ошибок формы; справа – для осесимметричной. 1 – моторизованная линейная подвижка; 2 – маска; 3 – заслонка; 4 – источник ускоренных ионов; 5 – термопарная лампа; 6 – магнито-разрядная лампа; 7 – система откачки;

Пост вакуумной откачки интегрального типа включает в себя турбомолекулярный насос ТМН-500 (производительность 500 л/с), подключенный последовательно к безмасляному форвакуумному насосу Scroll Meister (Япония) (производительностью 500 л/мин). Система откачки позволяет получать предельное давление остаточных газов в вакуумной камере $\sim 10^{-5}$ Па. В установке используются два источника: КЛАН-103М с плоской ИОС и накальным катодом и КЛАН-10М с фокусирующей ИОС и полым катодом.

4.2 Установка для осесимметричной ионно-пучковой коррекции формы поверхности оптических элементов с возможностью использования химически-активных газов и смесей газов

Установка предназначена для решения двух основных задач: задача осесимметричной коррекции формы с возможностью использования химически-

активных газов и смесей; исследование особенностей распыления материалов. Вакуумная камера установки представляет собой цилиндрический объём с диаметром 380 и высотой 440, выполненной из нержавеющей стали. В центре камеры установлен столик для крепления образцов. Столик закреплён на подвижке с шаговым двигателем, позволяющей вращать образец вокруг своей оси, а также линейное перемещение по высоте в диапазоне 100 мм, что позволяет обрабатывать поверхности диаметром до 200 мм и высотой до 50 мм. Особенностью системы позиционирования является возможность задания закона изменения скорости вращения, что находит своё применение для получения асферических профилей поверхности, например, аббераций 2-го и более высоких порядков по полиномам Цернике [162]. Схема и фото установки представлена ниже.

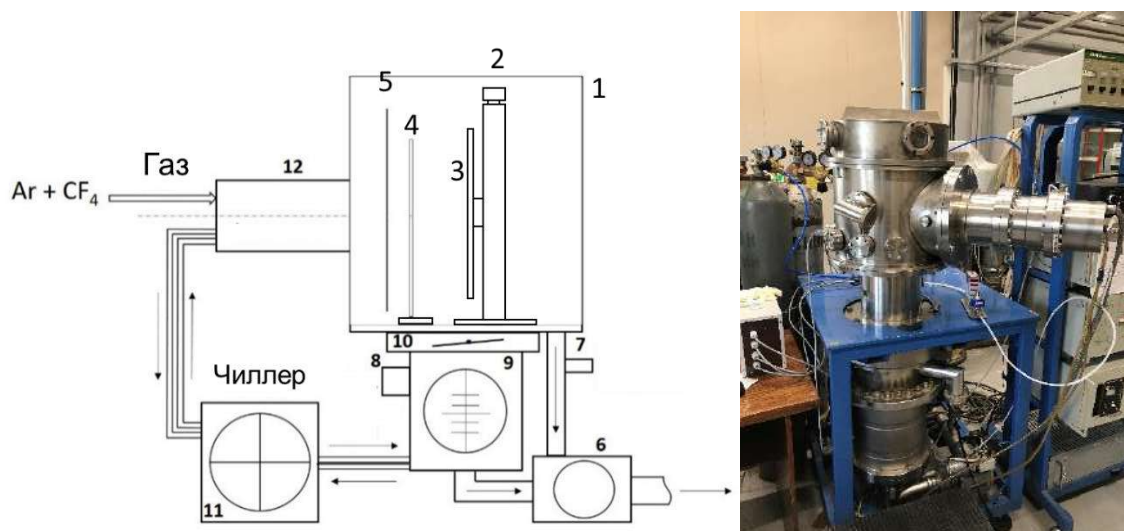


Рис.4.2. Схема и фото установки для реактивного ионно-пучкового травления. 1 – вакуумный объём; 2 – моторизованная линейная подвижка; 3 – вращающийся столик; 4 – маска; 5 – заслонка; 6 – форвакуумный насос; 7 – вакуумная лампа; 8 – высоковакуумная лампа; 9 – турбо-молекулярный насос; 10 – шибер; 11 – чиллер; 12 – ионный источник.

Пост вакуумной откачки включает в себя турбо-молекулярный насос ТМН-1500 (производительность 1500 л/с), подключенный последовательно к форвакуумному насосу Scroll Meister (Япония) (производительностью 500 л/мин), камера отделяется от ТМН шиберным затвором, позволяющим производить замену образцов без остановки ТМН. Для откачки атмосферы из камеры при закрытом шибере используется канал байпасной откачки. Система откачки позволяет

получать предельное давление остаточных газов в вакуумной камере $\sim 10^{-5}$ Па. В установке используются два источника: КЛАН-104М с плоской ИОС и полым катодом и радиочастотный 13.56 МГц КЛАН-105М с плоской ИОС для работы с химически-активными газами (ХАГ).

В данных установках используются 4 вида источников, которые отличаются способом инициализации разряда, а также ионно-оптическими системами: КЛАН-103М - технологический источник ускоренных ионов с накальным катодом, производства НТК «Платар» [163];

КЛАН-104М - технологический источник типа Кауфмана с холодным катодом производства НТК «Платар» [163];

КЛАН-105М - технологический радиочастотный источник типа Кауфмана производства НТК «Платар» [163];

КЛАН-10М – миниатюрный технологический источник типа Кауфмана с холодным катодом и фокусирующей ионно-оптической системой производства НТК «Платар» [163, А14];

Параметры источников приведены в таблице 4.1.

Таблица 4.1. Характеристики источников ускоренных ионов.

Параметры	КЛАН-10М	КЛАН-103М	КЛАН-104М	КЛАН-105М
Тип источника	Кауфман с холодным катодом	Кауфман с накальным катодом	Кауфман с холодным катодом	Кауфман Радиочастотный, 13.56 МГц
Рабочие газы	инертные, N ₂ , смеси O ₂ и др.	инертные, N ₂ , H ₂	инертные, N ₂ , смеси O ₂ и др.	инертные, N ₂ , O ₂ , C ₂ H ₈ и др. активные
Энергии ионов, эВ	50 - 1500			
Выходная апертура, мм	Круг Ø7	Эллипс: a=45; b=30	Круг Ø100	Круг Ø100

Ионный ток, мА	До 3	До 100	До 100	До 300 мА
Расход газа, см ³ /мин		4 - 8	5 - 10	6 - 15
Рабочее давление, Па	$(2.5-8) \cdot 10^{-3}$	не более $(2-4) \cdot 10^{-2}$		
Охлаждение	Водяное (2 контура: для охлаждения катодного узла и для охлаждения системы нейтрализации)	Не требуется	Водяное	Водяное
Катод-нейтрализатор	WThO ₂	WThO ₂	WThO ₂	WThO ₂
Габариты		150x	150x	150x

Источники питания, управления (в том числе ПО) источниками ускоренных ионов и контроллеры для управления системой позиционирования разработаны в ИФМ РАН (кроме КЛАН-105М).

4.3. Миниатюрный источник ускоренных ионов с фокусирующей ионно-оптической системой

4.3.1 Описание источника ускоренных ионов с плоской ионно-оптической системой и плазменным мостом

Основным методом формирования высокоточных оптических элементов с атомарно гладкой шероховатостью является Ion beam figuring [164,165]. При таком методе коррекция формы проводится путём сканирования по поверхности маленьким пучком. Для проведения прецизионной безмасочной коррекции локальных ошибок формы поверхности оптических элементов необходимо формирование миниатюрного ионного пучка с гауссовым распределением ионного тока [141] и устойчивым газовым разрядом. Так как при обработке

крупногабаритных подложек процесс коррекции может занимать много часов, что может приводить к деградации выходных параметров источника и непредсказуемости результата. В таком случае, проводят разгерметизацию вакуумной системы для демонтажа и чистки элементов ИИ, что также может негативно отразиться на результате. Уменьшение размера пучка ускоренных ионов позволяет повысить точность процедуры коррекции за счет увеличения максимальной пространственной частоты доступной для обработки [166, 167]. До настоящего времени для процедуры коррекции формы применялся ионный источник с холодным катодом и фокусировкой ионного пучка за счет ионно-оптической системы, состоящей из двух сколлимированных вогнутых сферических сеток [168]. Размер ионного пучка на поверхности обрабатываемой детали задавался за счет сменных водоохлаждаемых диафрагм и изменялся в пределах $\varnothing 1-15$ мм. Однако ионно-оптическая система обеспечивает сжатие ионного пучка лишь до $\varnothing 20$ мм на полувысоте на расстоянии 70 мм от выходной апертуры. Таким образом, источник позволяет получить максимальную плотность тока на уровне 4.5 мА/см^2 , при токе ионного пучка 20 мА. Уменьшение ионного пучка производится за счет сменных обрезаящих диафрагм, что приводит к квадратичному падению ионного тока в зависимости от диаметра диафрагмы, и увеличению времени обработки, особенно это критично для габаритных деталей. Соответственно, для повышения точности и скорости обработки необходимо повысить плотность ионного тока. Помимо этого, происходит распыление краёв диафрагмы, продукты эрозии, которой загрязняют поверхность. Вследствие чего, необходима регулярная её замена, что существенно сокращает время эксплуатации источника (например, время работы КЛАН-53М «Платар» с использованием диафрагм: 50-100 часов; без: ~ 1000 часов).

Для решения этой задачи, совместно с НТК «Платар» (Москва) был разработан миниатюрный источник ускоренных ионов КЛАН-10М (схема приведена на рисунке 4.3). Новый миниатюрный источник ускоренных ионов обеспечивает максимальный ток ионного пучка на уровне 2 мА, что при диаметре выходной апертуры 4 мм (плоская ИОС) соответствует плотности ионного тока 15.9 мА/см^2 , что более чем втрое превышает плотность ионного тока фокусирующего ионного источника. Кроме того, установка фокусирующей ИОС может позволить

существенно повысить плотность ионного тока в области перетяжки (подробнее в разделе 4.3.2).

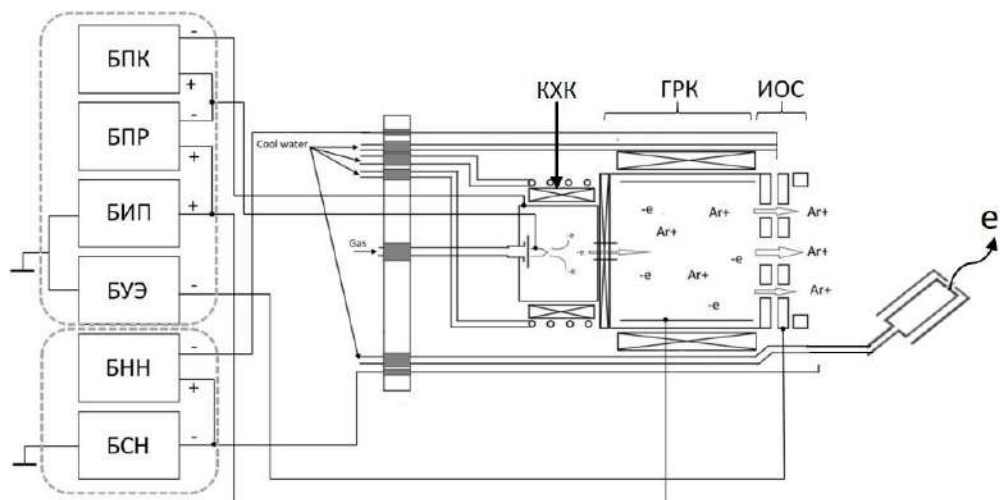


Рис.4.3. Схема миниатюрного источника ускоренных ионов с плоской ИОС и плазменным нейтрализатором.

Принцип действия ИИ заключается в следующем: для инициализации разряда в водоохлаждаемой камере холодного катода, необходимо обеспечить разность потенциалов ≈ 800 В и произвести подачу газа с большим расходом, чем при рабочем режиме (давление в камере при инициализации разряда $\sim 1 \cdot 10^{-2}$ Па, в рабочем режиме $\approx 2.5 \cdot 10^{-3}$ Па). Увеличение расхода газа, на данном этапе позволяет локально увеличить плотность частиц в камере холодного катода (КХК) и поджечь тлеющий разряд. После пробоя в КХК напряжение опускается до ≈ 250 В, а расход газа снижается до рабочего (см. таблицу 4.1). Электроны из тлеющего разряда камеры холодного катода инжектируются в газоразрядную камеру, где между катодом и анодом устанавливается рабочая разность потенциалов ≈ 50 В. За счет осцилляции в скрещенных электрическом и магнитном полях электроны, инжектированные из КХК поддерживают в газоразрядной камере (ГРК) несамостоятельный разряд. Ионы, образующиеся при ионизации газа в ГРК, вылетают из отверстий ИОС.

При подаче положительного относительно «земли» потенциала (при помощи блока ионного пучка - БИП) на анод и эмиссионный электрод и подаче отрицательного относительно земли потенциала на ускоряющий электрод (от блока ускоряющего электрода - БУЭ), ионы, образующиеся при ионизации и попадающие

в отверстия эмиссионного электрода ИОС, ускоряются в ИОС и образуют на выходе из ИОС положительно заряженный ионный пучок.

Для работы с диэлектрическими материалами конструкция подразумевает использования «плазменного нейтрализатора» (ПН). Эмиссия электронов в плазменном нейтрализаторе обеспечивается следующим образом. При подаче газа в ПН, подаче напряжения от блока накала на нить и подаче напряжения от блока разряда на анод относительно нити в газоразрядной камере зажигается газовый разряд. Первичные электроны, образующиеся на нити за счет термоэлектронной эмиссии, ускоряются на прикатодном падении потенциала и ионизуют атомы рабочего газа. При подаче отрицательного относительно земли смещения на анод от блока смещения, плазма, образующаяся внутри ГРК, приобретает отрицательный потенциал по отношению к земле. В результате часть электронного потока из плазмы проходит через выходное отверстие анода и подается в ионный пучок, обеспечивая нейтрализацию его объемного заряда. Фото источника приведено на рисунке ниже



Рис. 4.4. Схема и фото источника ускоренных ионов КЛАН-10М с плазменным нейтрализатором.

Настройка и измерение характеристик ионного пучка осуществлялись следующим образом. Первоначально измерялось сечение пучка ионов в зависимости от расстояния до источника, примеры которых приведены на рисунке 4.5. Измерения проводились с помощью цилиндра Фарадея с входной апертурой диаметром 1 мм.

На рисунке 4.5 пример полученной зависимости плотности ионного тока от расстояния от источника до измерителя.

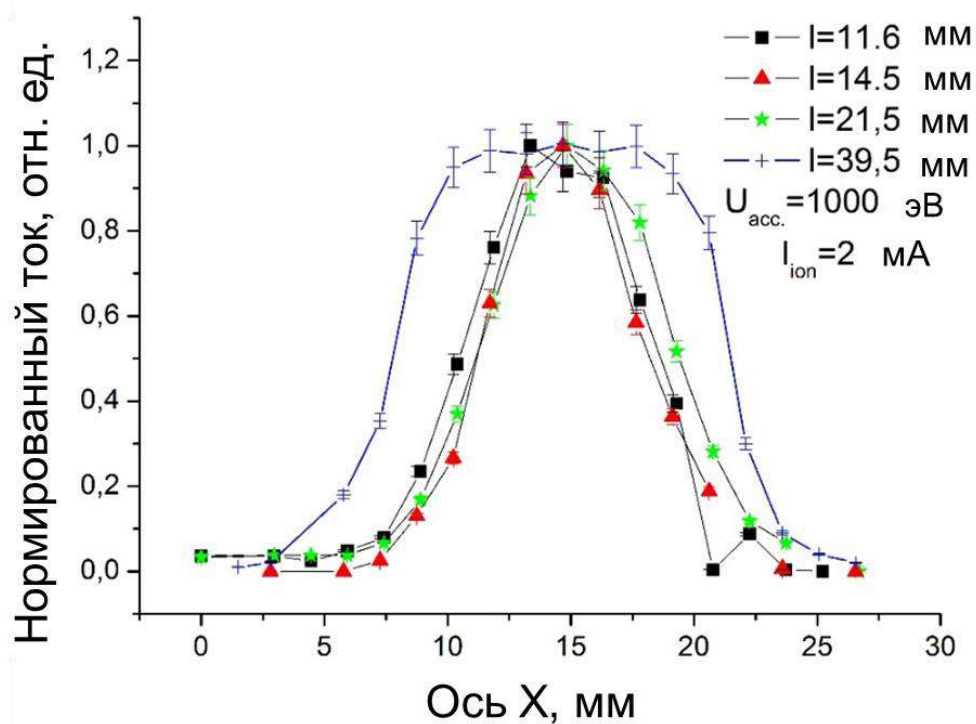


Рис. 4.5. Примеры сечений пучка при различных расстояниях до источника. Параметры экспериментов: газ-Ar; U_{ускор.}=1000 В; I_{ионов}=2 мА; Ось X лежит на оси пучка (расстояние от цилиндра Фарадея до источника). l - расстояние от источника; d - значение диаметра пучка на полувысоте.

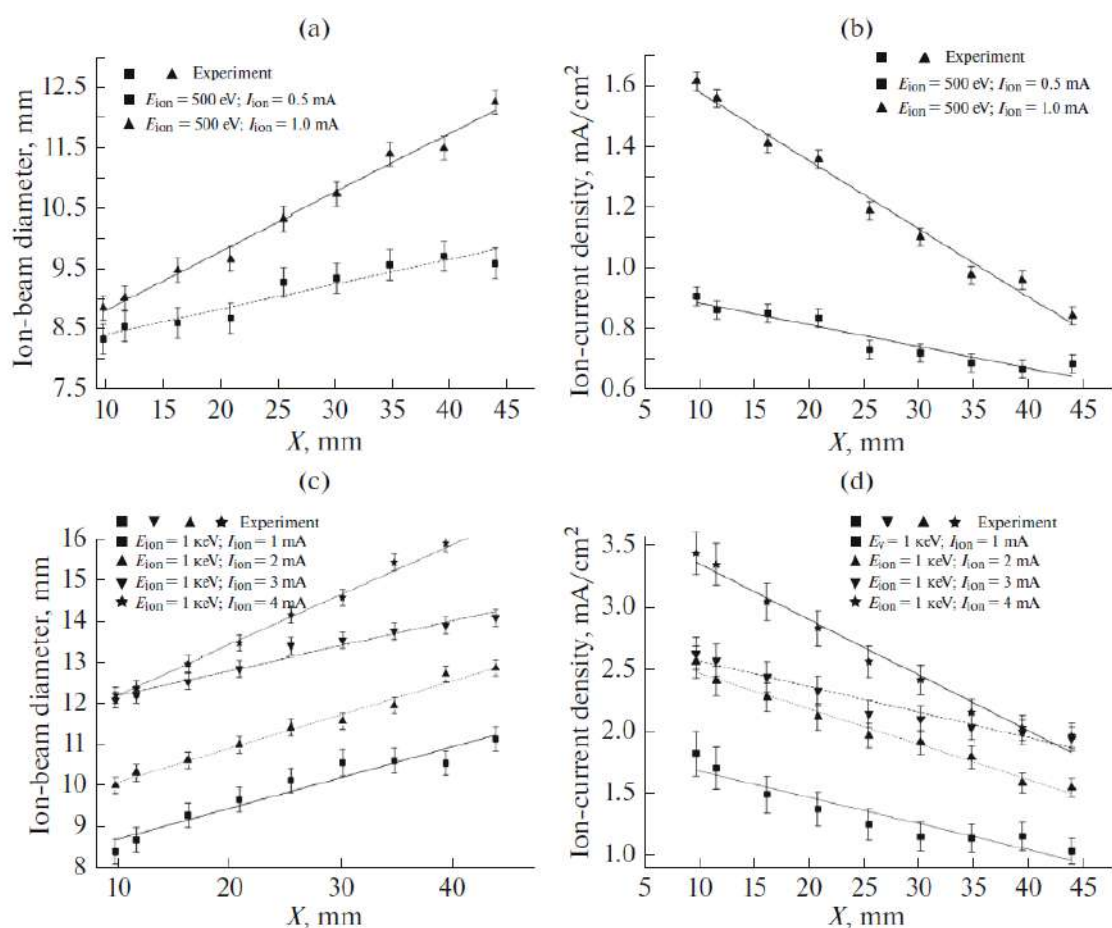


Рис. 4.6. Зависимости диаметра пучка на полувысоте (а, б) и плотности ионного тока (с, д) Параметры экспериментов: газ-Ar; $U_{ускор.} = 1000 \text{ В}$ и 500 В ; $I_{ионов} = 0.5-4 \text{ мА}$; $p = (1-8) \cdot 10^{-3} \text{ Па}$; Направление X лежит на оси пучка [A13].

Изучение работы нейтрализатора проводилось с помощью того же цилиндра Фарадея, только с входной апертурой большей диаметра пучка электронов на выходе ПН. Измерялся электронный ток, выдаваемый нейтрализатором в месте пересечения пучков электронов и положительно заряженных ионов при различных параметрах для двух случаев: с выключенным источником ускоренных ионов (рис. 4.7) и включенным (рис.4.8).

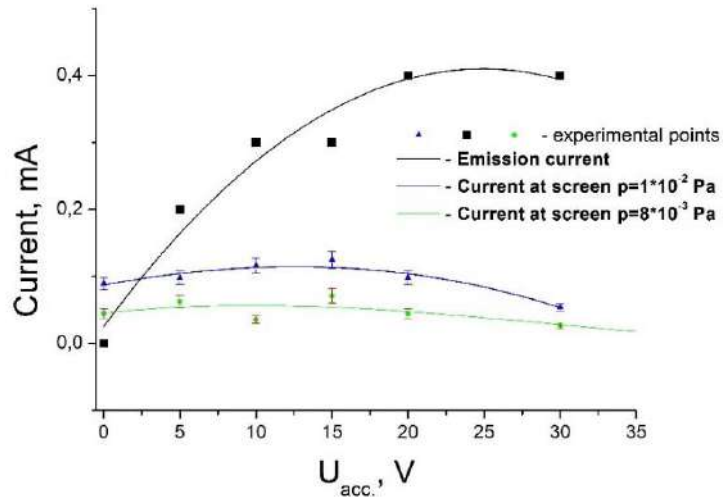


Рис.4.7. Зависимости электронных токов от вытягивающего напряжения ПН; Приведённые давления соответствуют значениям в камере. Параметры экспериментов: газ- Ar. Источник выключен. Screen – цилиндр Фарадея [A13].

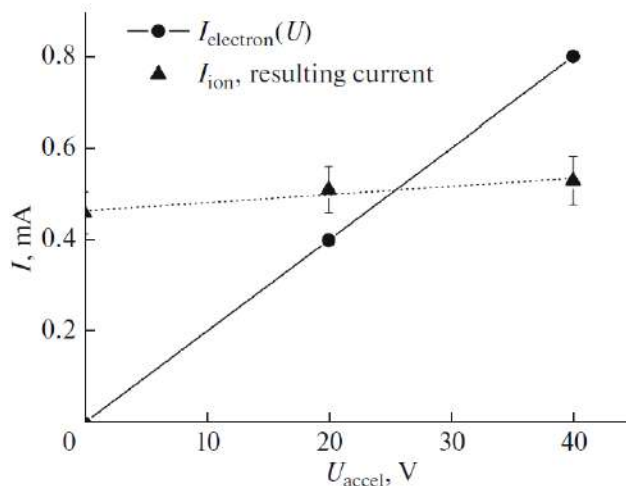


Рис.4.8. Зависимости электронного и ионного токов (в области пересечения пучков) от напряжения смещения плазменного нейтрализатора. Параметры экспериментов: рабочий газ Ar, Источник включен [A13].

Результаты испытаний плазменного нейтрализатора с отключенным источником ионов представлены на рис. 4.7, где верхняя кривая показывает зависимость тока эмиссии от напряжения смещения (выдаваемая на блоке смещения), а нижние кривые — измеренные значения, которые дошли до цилиндра Фарадея. Видно, что максимальный электронный ток, излучаемый нейтрализатором в области пересечения пучков ионного источника и плазменного нейтрализатора,

составляет 0.12 мА, что на порядок меньше требуемого тока. Экспериментальные зависимости результирующего ионного тока и тока эмиссии плазменного нейтрализатора при напряжении смещения (также выдаваемая на блоке смещения плазменного нейтрализатора) представлены на рис. 4.8. Видно, что ток эмиссии плазменного нейтрализатора удваивается, хотя это не оказывает существенного влияния на объемный заряд ускоренных ионов. По-видимому, это связано с малостью объемного заряда ионного пучка, электрическое поле которого дополнительно вытягивает электроны, высвобождаемые из плазменного нейтрализатора. В результате большая часть электронов из пучка рассеивается из-за кулоновского отталкивания и падает на стенки вакуумной камеры. Результаты опубликованы в работе [A13].

4.3.2 Описание фокусирующей ионно-оптической системы и её характеристики

На базе технологического источника КЛАН-10М [A13] был разработан источник с фокусировкой ионного пучка. Задача состояла в том, чтобы получить пучок диаметром на полуширине меньше 2 мм, поскольку согласно работе [A4] доступные частоты это $\frac{1}{2}$ пучка. Для того чтобы достать все низкие пространственные частоты размер пучка должен быть не больше 2 мм.

Отличительной особенностью конструкции такого источника является наличие трехэлектродной фокусирующей ИОС, которая позволяет собрать пучок ионов на расстоянии, определяющемся радиусом кривизны электродов. Однако, существуют ограничения на предел сжатия из-за конкурирующих процессов, связанных с кулоновским отталкиванием одноименно заряженных ионов в пучке и электрическим полем от электродов ИОС. Схема ионно-оптической системы приведена на рисунке 4.9.

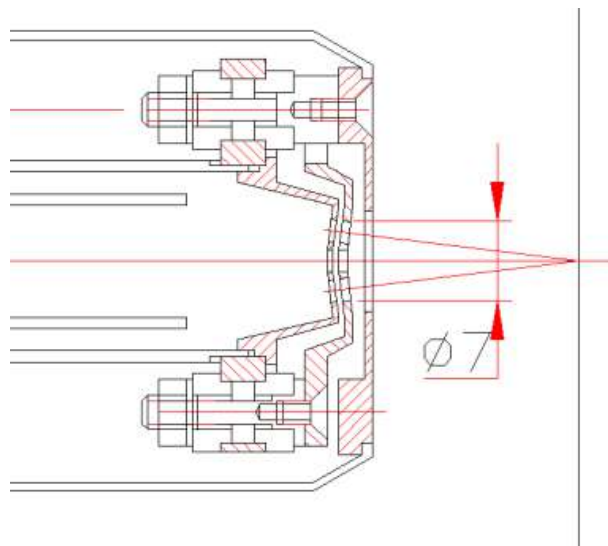


Рис.4.9. Чертеж фокусирующей ионно-оптической системы в КЛАН-10М.

Основные параметры источника с фокусированной ионно-оптической системой приведены в таблице 4.1.

Используя цилиндр Фарадея с входной щелью диаметром 1 мм, была получена зависимость полуширины (FWHM) пучка от расстояния до источника при различных параметрах разряда и напряжений на электродах ИОС (рис. 4.10).

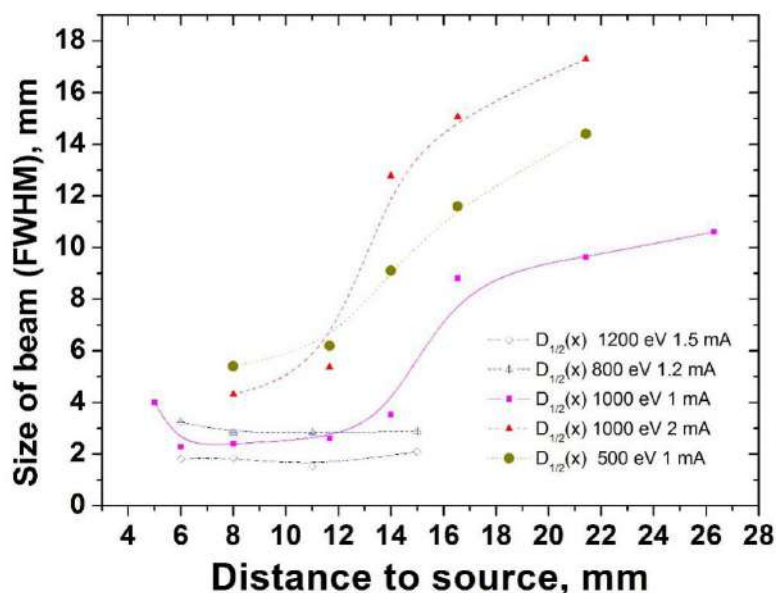


Рис. 4.10. Зависимость полуширины пятна от расстояния до источника при различных значениях энергии и токов ионов [А14].

Как можно видеть, на расстоянии примерно 6-15 мм от края источника наблюдается каустика, т.е. диаметр ионного пучка остается практически

неизменным, а далее из-за пространственного заряда происходит быстрая расфокусировка. Как и ожидалось, меньший размер ионного пучка соответствует большему ускоряющему напряжению и меньшему значению ионного тока. Тем не менее изменяя параметры источника (ток ионов, ускоряющее напряжение) либо расстояние источник-образец можно изменять размер ионного пучка в широких пределах. Это полезное с практической (для проведения коррекции формы поверхности) точки зрения свойство. Как правило, коррекция формы производится за несколько итераций с последовательным уменьшением размера пучка травления [A4, 167]. Это связано с тем, что на начальном этапе на поверхности преобладают ошибки формы с большими латеральными размерами и амплитудой. Поэтому сначала с помощью большего по размеру пучка удаляются ошибки формы больших латеральных размеров, а затем уменьшая пучок удаляются более мелкие как по размеру, так и по амплитуде неоднородности. В данном случае ионный пучок большего размера можно сформировать за счет изменения расстояния источник-образец, что не приведет к падению величины полного ионного тока. Это позволит удалять такие же объемы материала, но сканировать по поверхности с большим шагом. Это уменьшит полное время, затрачиваемое на обработку поверхности, поскольку количество точек разбиения обратно пропорционально квадрату радиуса ионного пучка (это особенно актуально для габаритных деталей).

Для коррекции необходима форма пучка, а не его полуширина, поэтому на Si пластинах были получены кратеры травления в фокусе и не в фокусе, которые в свою очередь изучались на широкопольном интерференционном микроскопе Zygo New View 7300. Пример кратера с поперечными сечениями представлен на рис. 4.11. Значения полуширин, полученные на Zygo, хорошо коррелируют с полученными цилиндром Фарадея, что говорит о достоверности измеренных величин.

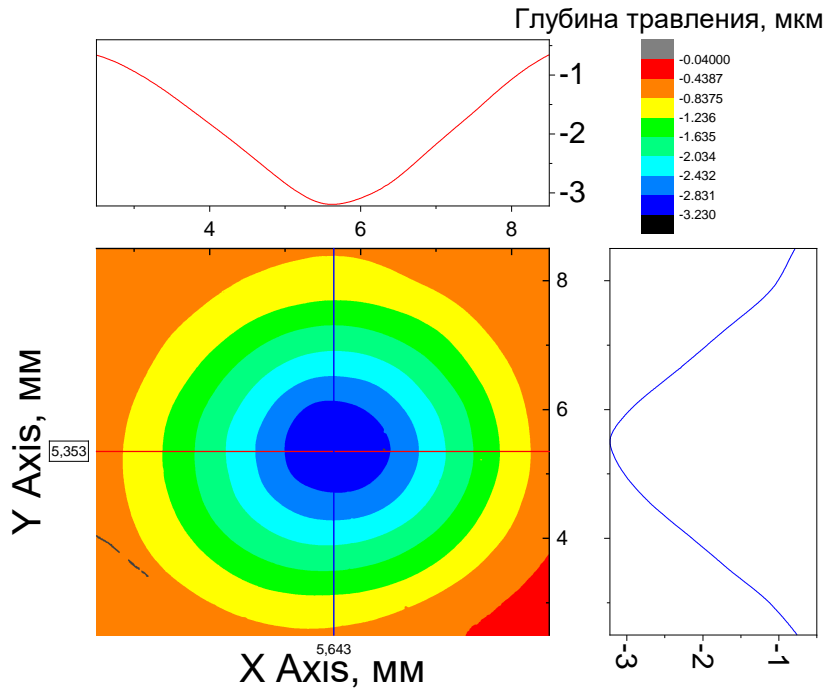


Рис. 4.11. Пример кратера травления и соответствующие сечения. ($U=1200$ В; $I=1$ мА).

По полученным картам поверхности был построен трехмерный кратер травления, отражающий реальное распределение плотности ионного тока в пучке (рис.4.12), который в свою очередь будет использован при расчете карт травления по недавно разработанному алгоритму коррекции локальных ошибок формы [169].

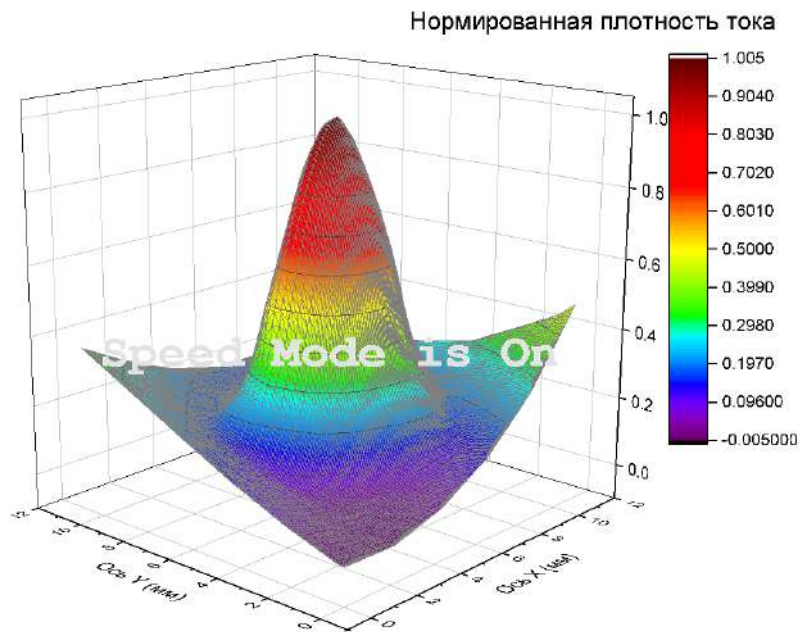


Рис. 4.12. Нормированный профиль распределения плотности ионного тока.

Как показано в работе [169] минимальный латеральный размер неоднородности успешно поддающийся коррекции (амплитуда уменьшается в 2 раза) составляет $\frac{1}{2}$ от размера ионного пучка, т.е., максимальная пространственная частота доступная для обработки, описанным источником ускоренных ионов, формы поверхности будет $1.3 \cdot 10^{-3}$ мкм⁻¹. Такие параметры источника также соответствуют и максимальному значению плотности тока, равному 94.9 мА/см², что соответствует скорости травления плавленного кварца вплоть до 800 нм/мин. которые являются рекордными для источников, применяемых для задач прецизионной коррекции ошибок форм на данный момент.

В разделе **4.3.1** поднималась проблема компенсации пространственного заряда пучка. Для изменённой оптической системы было предложено использовать в качестве нейтрализатора термокатод в виде кольца вокруг пучка для лучшего захвата электронов пучком. Принцип действия накального нейтрализатора состоит в разогреве нити катода нейтрализатора (КН) (от блока нити накала - БНН) до состояния термоэлектронной эмиссии. Подача на нить небольшого отрицательного потенциала ($U_{см}$) от блока смещения нейтрализатора (БСН) обеспечивает поступление в пучок требуемого электронного тока для нейтрализации объемного заряда.

Система источник-нейтрализатор-мишень имеет ряд особенностей: большие плотности ионного тока; малые расстояния от КН до образца и высокие температуры нити накала (более 2200 градусов Цельсия), могут пагубно сказаться на качестве обрабатываемой поверхности. Также в оптических элементах с МРЗ могут использоваться различные клеи для креплений тех или иных деталей конструкции. В таком случае, появляется ограничение на нагрев подложки при травлении. В нашем случае, это ограничение лежит в области 55 градусов Цельсия [170].

Таким образом, чтобы избежать нагрева подложки за счет ИК излучения накального нейтрализатора был сконструирован водоохлаждаемый кожух (рис. 4.13) с экраном из молибдена и диаметром выходного отверстия больше сечения ионного пучка, но меньше диаметра кольца нити катода-нейтрализатора (5 мм) для защиты образца от загрязнения продуктами эрозии термо-катода и перегрева.

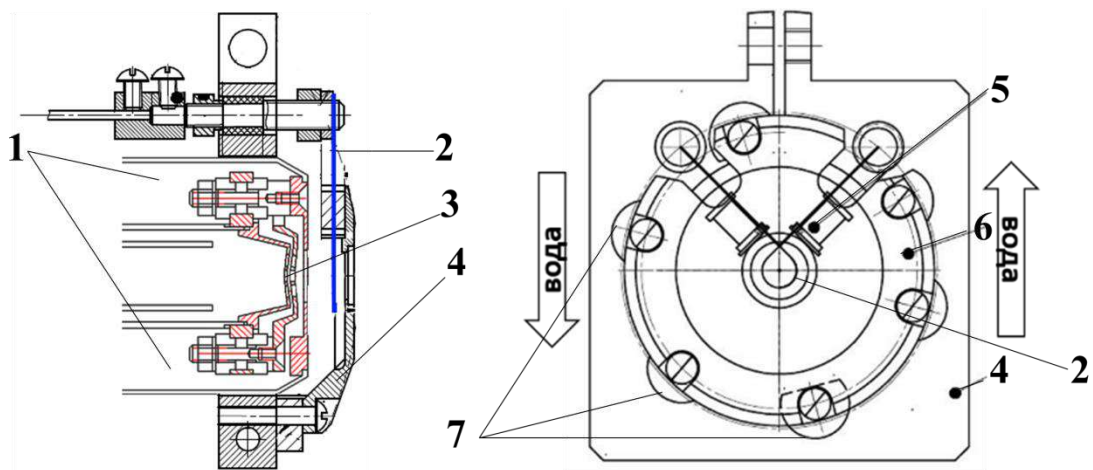


Рис.4.13. Схема и фото крепления водо-охлаждаемого кожуха (1-Ионный источник; 2-Нить накала катода нейтрализатора; 3-фокусирующая ионно-оптическая система; 4-водо-охлаждаемый кожух (нержав. сталь); 5-керамические изоляторы; 6- молибденовый экран; 7-медные проставки).

Как и ранее на подложке Si n-типа были сделаны кратеры травления для двух случаев: 1) без нейтрализации положительного заряда пучка; 2) с нейтрализацией, т.е. включенным 4м кольцевым электродом (катодом-нейтрализатором) на выходе источника. Полуширины таких кратеров оказались различными (см. рис.4.14).

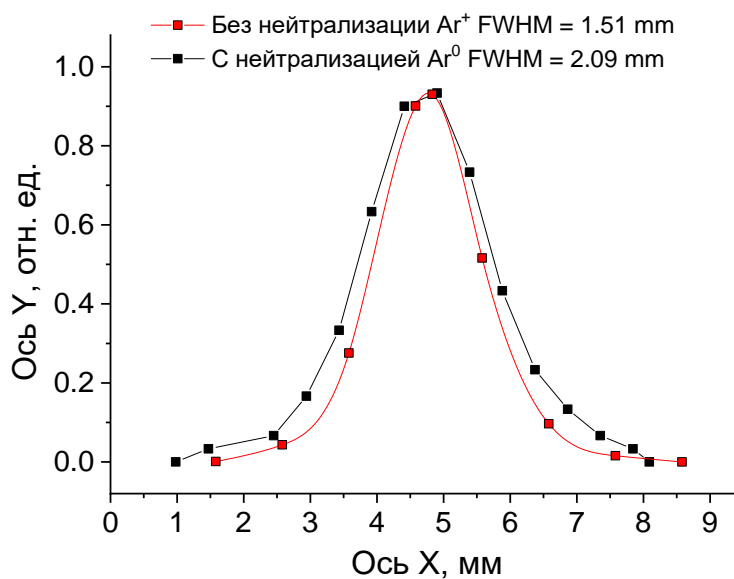


Рис.4.14. Сечения пучков ионов и нейтрализованных пучков ионов в фокусе.

Параметры эксперимента: $E_{\text{ионов}}=1200$ эВ; $I_{\text{ионов}}=1.5$ мА.

Схема полной конфигурации источника ускоренных ионов с фокусирующей ионно-оптической системой и защитным кожухом приведена на рисунке 4.15.

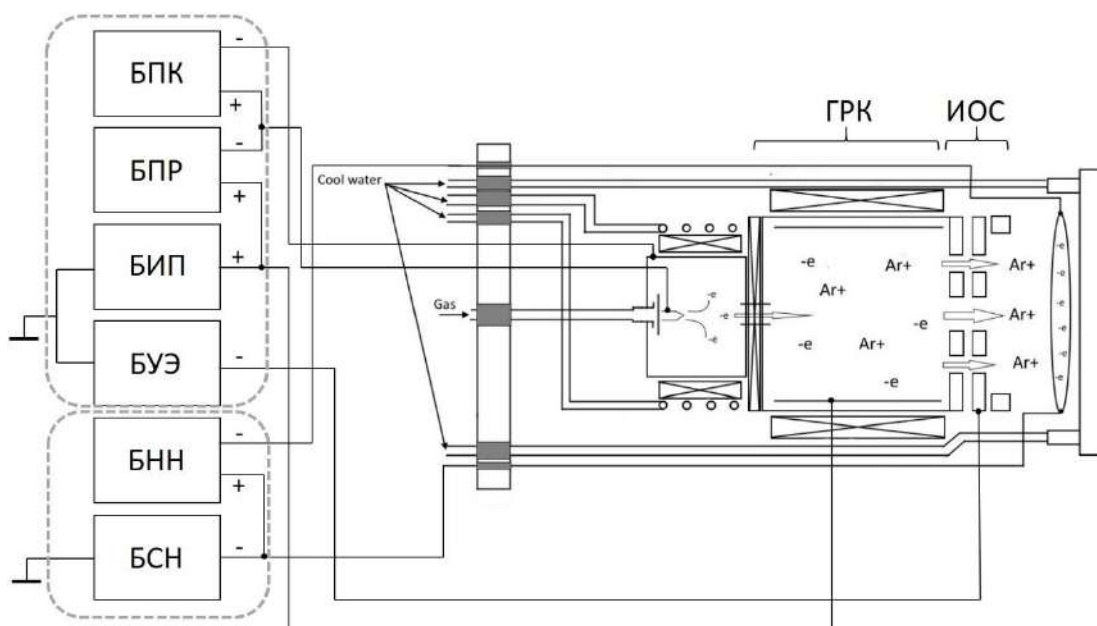


Рис.4.15. Схема конфигурации источника ускоренных ионов с фокусирующей ионно-оптической системой и защитным кожухом.

4.3.3 Моделирование пучка

Для объяснения эффекта уширения пучка было проведено компьютерное моделирование этих двух случаев. Моделировалась система: ионы Ar^+

вытягиваются из небольшого объема, моделирующего ГРК, и ускоряются с помощью ИОС, а затем попадают на заземленный электрод (мишень).

В рамках нашей геометрии и с нашими параметрами эксперимента по методике, описанной в [171], была смоделирована динамика пространственной плотности ионов и электронов и распределение потенциалов, от момента включения до формирования стационарного состояния для обоих, представленных выше случаев.

Процесс коррекции ошибок формы происходит в импульсном режиме, т.е. на электрод, который отвечает за вытягивание ионов из ГРК либо подаётся ускоряющее напряжение, либо нет. Так как минимальное время травления в точке составляет порядка 0.1 секунды, то немаловажным фактором является время установления заданных значений потенциалов. В ходе моделирования было продемонстрировано (рис.4.16), что времена релаксации составляют единицы микросекунд, что много меньше времени экспозиции.

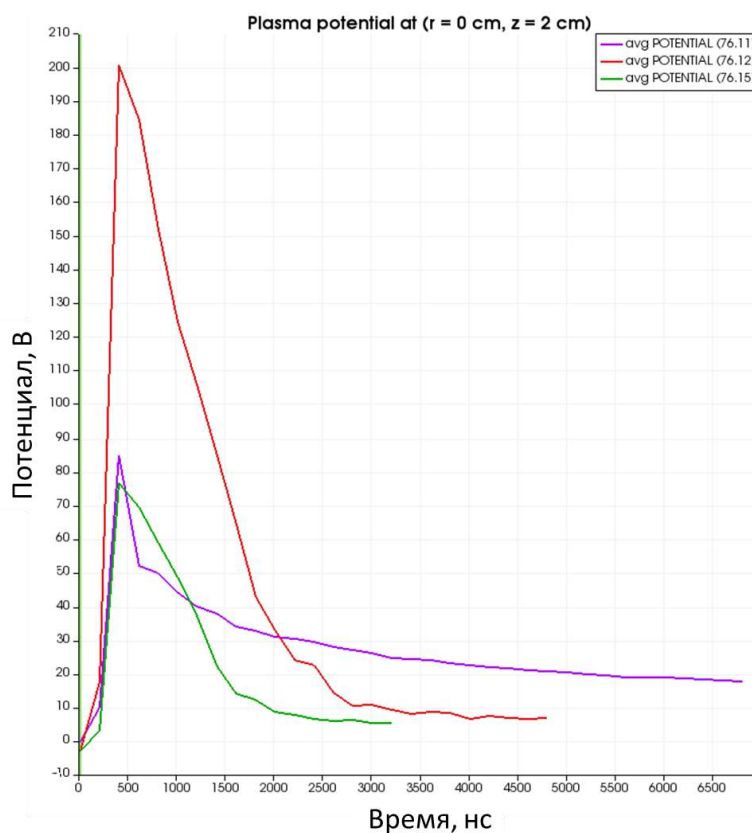


Рис.4.16. Временная зависимость установления заданных значений потенциала плазмы между ИОС и мишенью.

В ходе моделирования было выяснено, что уширение пучка в области перетяжки определяется не внесением дополнительного электрода с потенциалом -10 В, а влиянием эмитированных с него электронов. В моделировании было получено, что примерно 10% электронов, испущенных термокатодом, затягиваются внутрь ГРК через ИОС. При этом энергия электронов, попадающих в ГРК с термокатада, равняется 1210 эВ ($U_{\text{уск}}=1200 \text{ В} + U_{\text{см}}=10 \text{ В}$). Т.е. один такой электрон может производить большее количество ионизаций в газоразрядной камере. Таким образом, включение электронного тока с термокатада приводит к дополнительной ионизации в газоразрядной камере. Это приводит к увеличению ионного потока, вытягиваемого ИОС из ГРК. Большой ионный поток приводит к большему потенциалу плазмы, образующейся ниже ИОС (рис.4.17-4.18), что в свою очередь приводит к увеличению пространственного заряда ионного пучка в области перетяжки и, как следствие, уширению ионного пучка (рис.4.19).

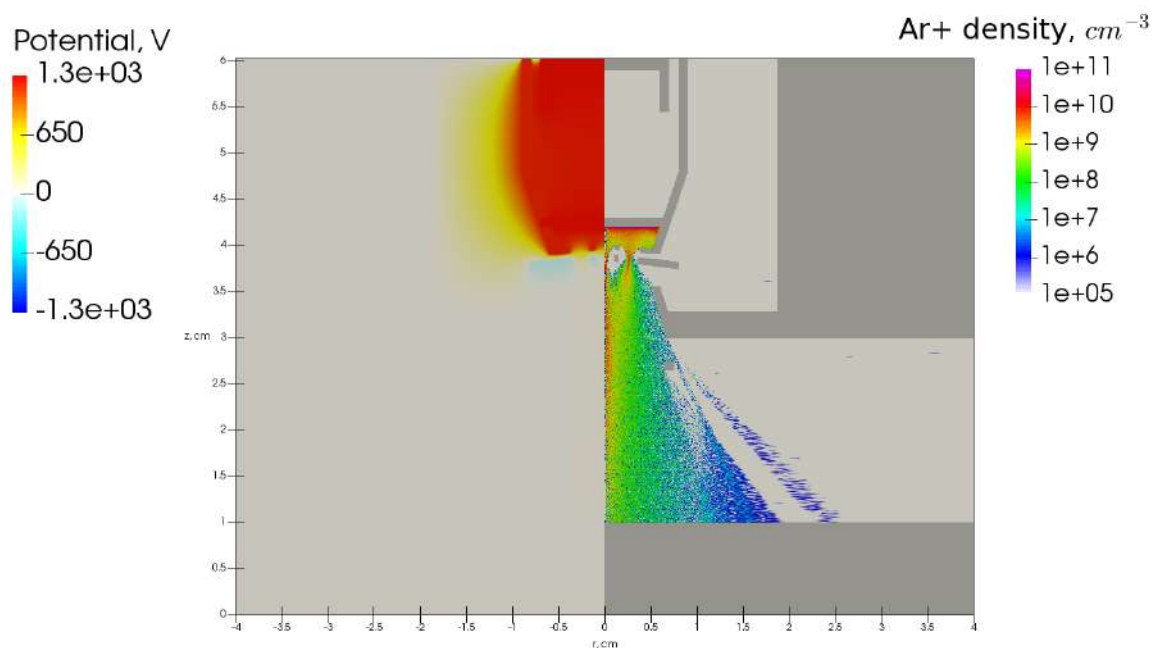


Рис.4.17. Распределение плотности ионов и потенциалов в пространстве [A14].

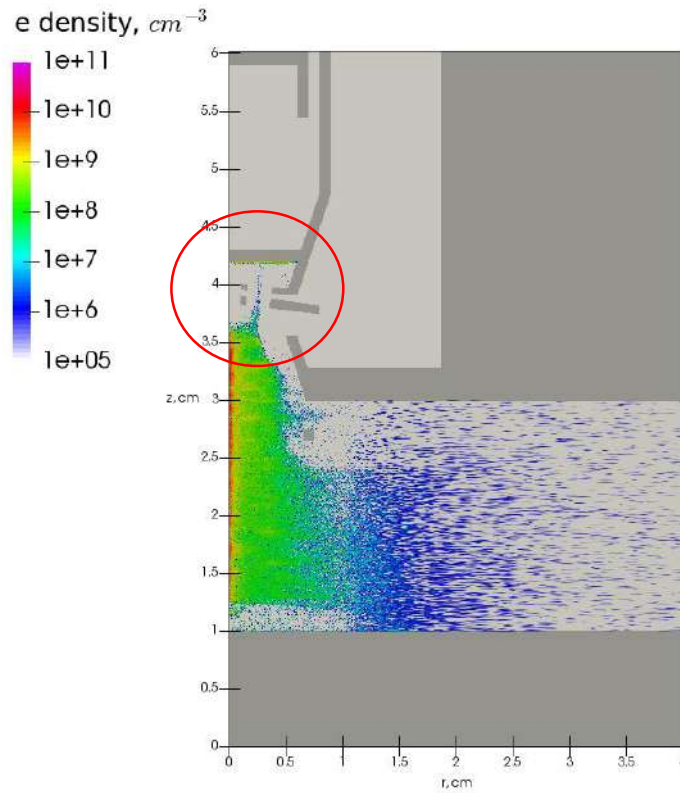


Рис.4.18. Распределение плотности электронов в пространстве [A14].

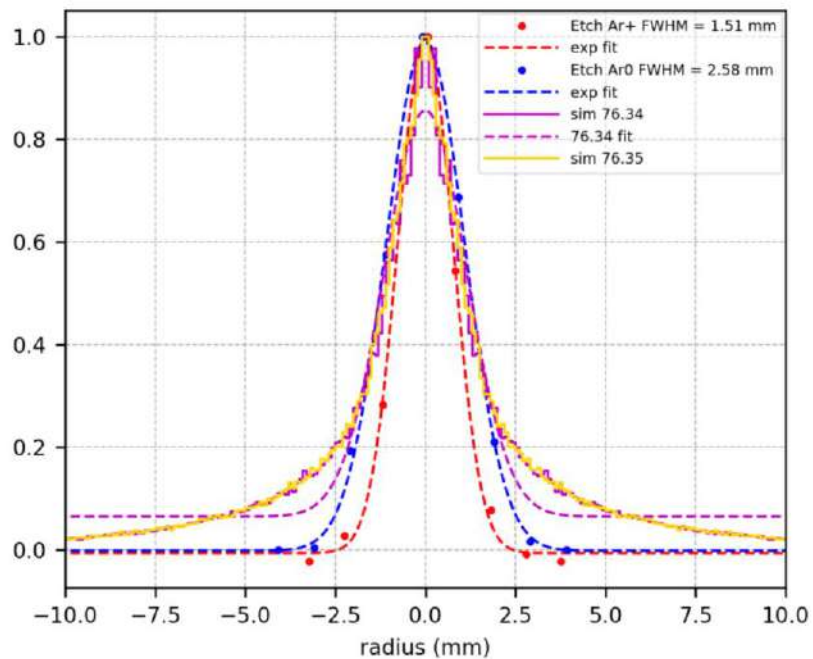


Рис. 4.19. Профили пучков ионов: измеренные в эксперименте (красные и синие точки) и рассчитанные (пунктиром) [A14].

Таким образом, моделирование позволило объяснить причину уширения пучка в области перетяжки при включенном нейтрализаторе. Было показано, что

эмиссия электронов с поверхности 4го электрода приводит к уширению ионного пучка до значений 2.09 мм. Это приводит к уменьшению доступной для обработки максимальной пространственной частоты неоднородностей до значения $9.5 \cdot 10^{-4}$ мкм⁻¹, что тем не менее заметно превосходит предыдущие возможности имеющегося оборудования [A4].

4.3.4 Тестирование защитного кожуха

Установленный на выходе ионного источника термокатод-нейтрализатор, является мощным (порядка 100-120 Вт) источником тепла. Для борьбы с перегревом обрабатываемой детали был разработан водоохлаждаемый кожух, экранирующий потоки тепла от разогретой нити к поверхности. За счет того, что выходное отверстие кожуха меньше диаметра кольца катода-нейтрализатора источник ИК излучения не находится в прямой видимости от обрабатываемой поверхности, что позволило существенно снизить разогрев обрабатываемой детали. На рисунке 4.20 приведена температурная зависимость подложки из кварца при облучении её ускоренными ионами аргона с энергией 1 кэВ (ток ионов 1 мА) от времени для двух случаев. Случай 1 – Без использования водоохлаждаемого кожуха; случай 2 – с водоохлаждаемым кожухом и диаметром выходного отверстия экрана равным 6 мм.

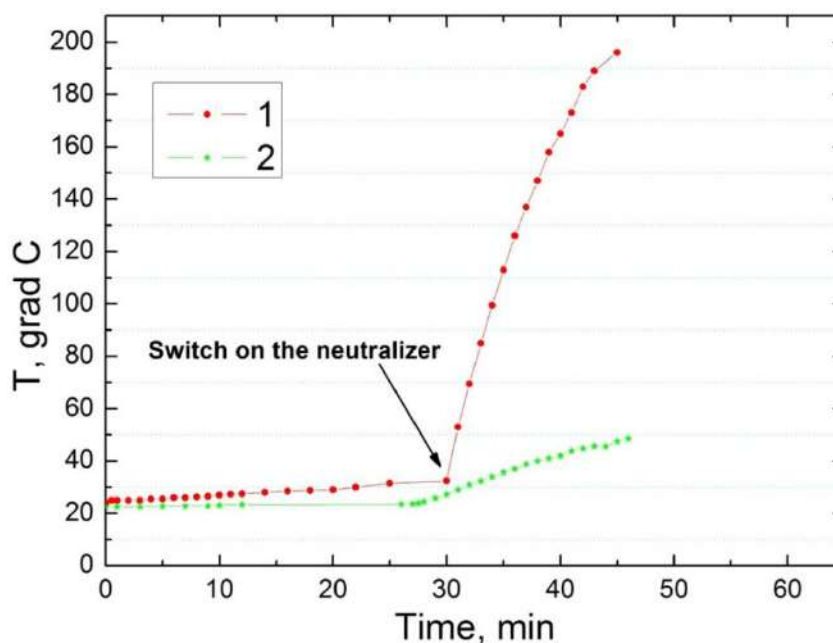


Рис.4.20. Температурная зависимость кварцевой подложки от времени при облучении её поверхности, ускоренными ионами аргона с энергией 1 кэВ; 1 – без кожуха; 2 – с кожухом [A14].

Из полученной на рисунке 4.20 зависимости видно, что после облучения с включенным около 20 минут нейтрализаторе, максимальная температура, с использованием водоохлаждаемого кожуха, достигла всего 49 °С, в то время как, без его использования, за 15 минут работы нейтрализатора температура выросла до 200 °С и только начала выходить на насыщение. Измерения температуры проводились с помощью термопары, вклеенной под поверхность кварцевой подложки, непосредственно под точкой облучения.

Кроме защиты подложки от перегрева водоохлаждаемый кожух защищает поверхность детали от продуктов эрозии термокатода-нейтрализатора. Однако неправильный выбор диаметра выходного отверстия может привести к тому, что поверхность будет загрязняться продуктами эрозии самого молибденового экрана (края отверстия будут распыляться ионным пучком и распыленный материал будет переосаждаться на поверхность обрабатываемой детали). Для изучения этого эффекта были получены кратеры на пластине SiO₂, которые изучались на микроэлементный состав с помощью рентгено-флуоресцентного анализа (XFA) в нескольких точках: в центре (область, находившаяся под воздействием ионного пучка) и на периферии (область, находившаяся в тени водоохлаждаемого кожуха).

Данные, полученные из рентгенофлуоресцентного анализа, приведены в таблице 4.2 и на рис.4.21 и 4.22.

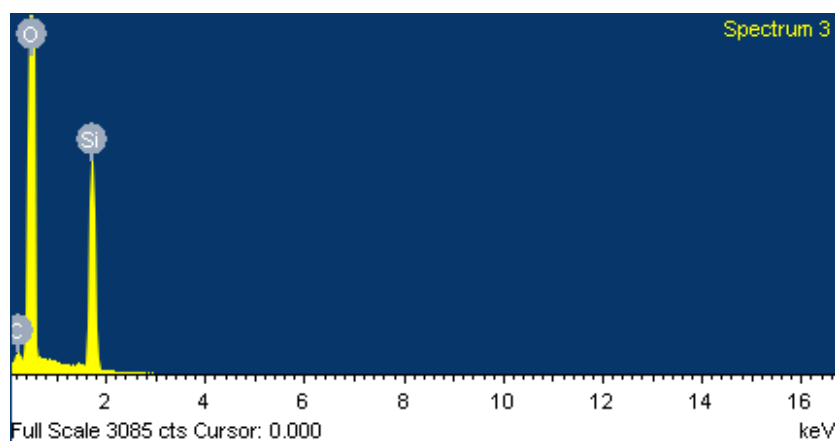


Рис.4.21. Результаты рентгенофлуоресцентного анализа поверхности кратера в центре пучка.

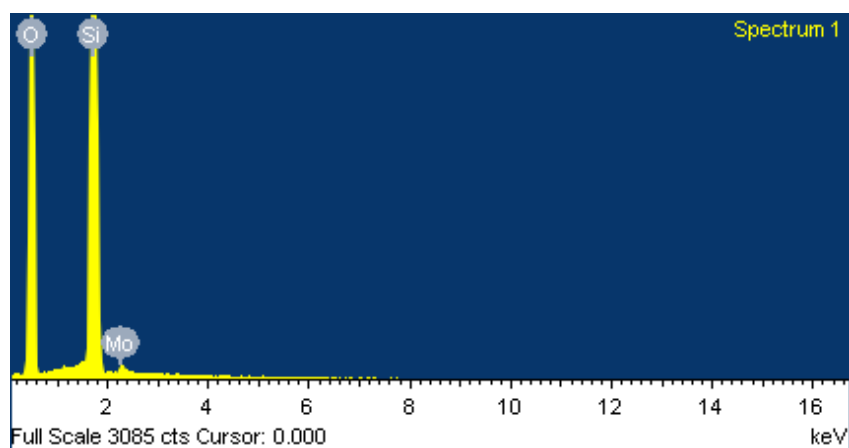


Рис.4.22. Результаты рентгенофлуоресцентного анализа поверхности кратера на периферии пучка.

Таблица 4.2. Элементный состав кратера травления на подложке SiO₂.

Центр кратера			Периферия		
Элемент	Вес %	Атомный %	Элемент	Вес %	Атомный %
СК	3.04	4.26	ОК	54.64	68.23
ОК	83.00	87.37	Si K	44.37	31.56
Si K	13.97	8.37	Mo L	0.99	0.21

Как можно видеть в центре кратера помимо атомов самой подложки (SiO₂) также присутствует небольшая примесь углерода (4.26 атомных %), что объясняется адсорбцией из атмосферы, так как поверхность образца не подвергалась ионной чистке перед измерениями. Анализ областей за пределами ионного пятна помимо атомов Si, O и C обнаруживает присутствие небольшой доли Mo, что связано с распылением краёв выходного отверстия защитного экрана. Однако столь незначительное содержание (0.21 атомных %) говорит о том, что распыление происходит “хвостами” ионного пучка, а не его основной частью и, никак не скажется на изменении формы поверхности и не отразится на ростовых и отражательных свойствах структур, наносимых на такую поверхность. Атомы Th и W не были обнаружены не в области ионного пятна ни за его пределами, что говорит

об эффективной защите поверхности детали от продуктов эрозии с термокатод-нейтрализатора.

Таблица 4.3. Характеристики ИИ КЛАН-10М с фокусирующей ИОС.

Характеристика	Значение
<i>Тип источника</i>	Кауфман
<i>Тип ионной оптики</i>	Двухсеточная фокусирующая F = 20 мм (молибден)
<i>Рабочие газы</i>	Инертные
<i>Рабочее давление в вакуумной камере, Па</i>	$(1.3-6.0) \cdot 10^{-3}$
<i>Диаметр выходной апертуры, мм</i>	7
<i>Ток ионов, мА</i>	0.01-2.5
<i>Энергия ионов, эВ</i>	100-1500
<i>Выходная плотность тока, мА/см²</i>	0.4 – 94.9
<i>Тип охлаждения источника</i>	Водяное
<i>Тип нейтрализатора заряда пучка</i>	накальный катод-нейтрализатор
<i>Материал катода-нейтрализатора</i>	WThO ₂
<i>Ток эмиссии нейтрализатора, мА</i>	<10
<i>Тип охлаждения нейтрализатора</i>	Водяное
<i>Материал диафрагмы</i>	Mo
<i>Габариты источника, мм</i>	48x160

4.4 Результаты использования

Разработанные методики и оборудование позволили создать ряд оптических элементов для изображающих систем нормального падения, а также для систем, работающих в геометрии скользящего падения. За счёт ионной полировки поверхности штриха нарезных и голографических дифракционных решеток удалось повысить эффективность первого порядка дифракции до 30 раз в диапазоне длин волн 4.47 - 17.1 нм [A3, A10]. Осесимметричная асферизация была применена для профилирования подложек зеркал солнечного телескопа ВУФ диапазона для наноспутников [Т33]. Методом ионно-пучковой коррекции локальных ошибок

формы малоразмерным ионным пучком сформирована заготовка для подложки коллимирующей системы Киркпатрика-Баеза с точностью формы 0.7 нм по параметру СКО [Т52] (рис.6). С применением методик изготовлены подложки зеркал действующего ЭУФ микроскопа (ИФМ РАН, Нижний Новгород) на основе двухзеркального объектива Шварцшильда, обеспечивающего пространственное разрешение 140 нм [А20].

Кристалл-монохроматор из монокристаллического Si (110)

Коррекция формы поверхности через маску, представленную на рисунке 3.7 с учетом результатов, полученных в **главе 2** (оптимальное значение энергии ионов) позволило изготовить кристалл-монохроматор из монокристаллического Si <110> [А22]. На рисунке 4.23. приведены карты ошибок формы поверхности до и после симметричной коррекции.

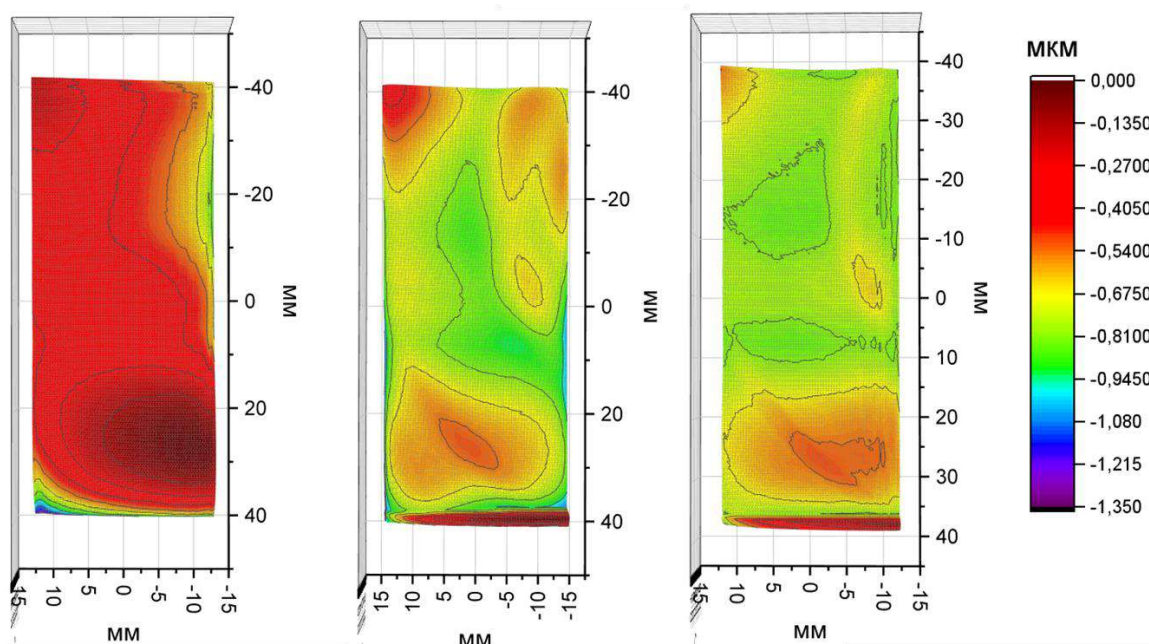


Рис.4.23. Карты отклонения формы поверхности.

а) до коррекции (PV= 1.275 мкм; RMS = 121.5 нм); б) после коррекции (PV= 1,077 мкм; RMS = 85 нм); в) расчётная (PV= 0.758 мкм; RMS = 56 нм).

Как можно заметить, симметричная коррекция позволила улучшить форму с исходных PV = 1275 нм и RMS = 121.5 нм до PV = 1077 нм и RMS = 85 нм. Финишная коррекция локальных ошибок формы осуществлялась по методике, описанной в п.3.2, что позволило получить поверхность с параметрами RMS = 2.7 нм, PV = 56.8

нм (Рис.4.24в). После полировки поверхности через равномерную маску удалось сгладить поверхность с исходной $\sigma = 0.5$ нм до $\sigma = 0.17$ нм (рис.4.24б).

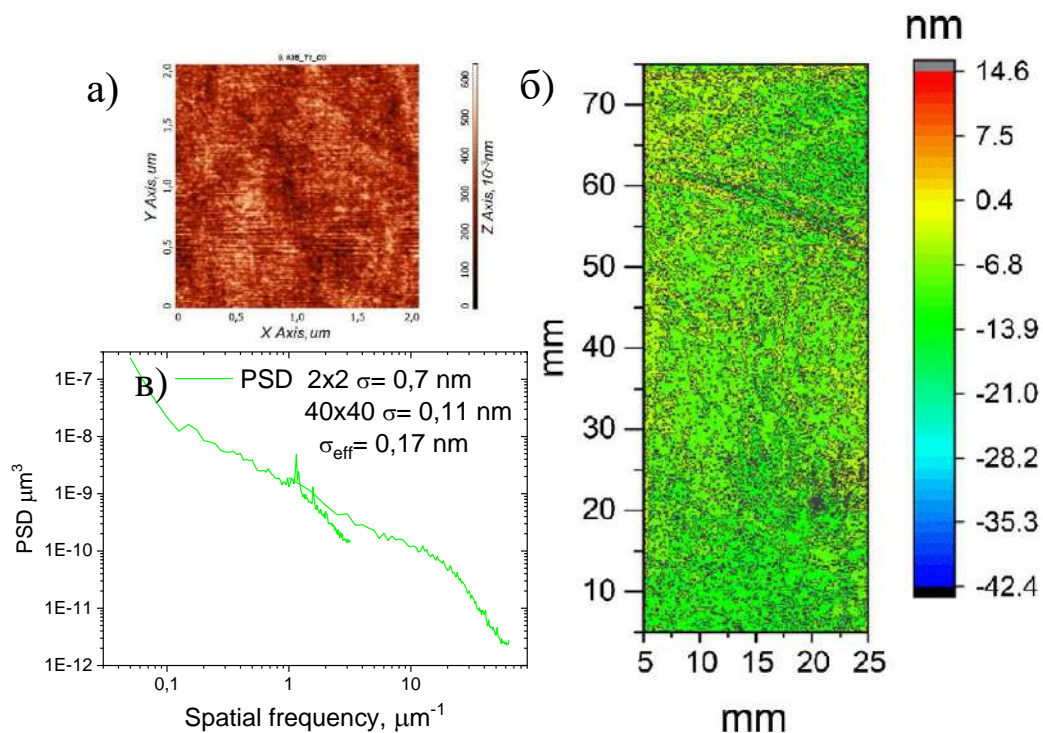


Рис.4.24. а) АСМ- кадр 2x2 мкм и соответствующий спектр поверхности поверхности (б) после финишной коррекции и полировки; (в) – карта ошибок поверхности $RMS = 2.7$ нм, $PV = 56.8$ нм [A22].

Проекционный объектив ЭУФ микроскопа (ИФМ РАН)

Основным элементом ЭУФ микроскопа [172] является проекционный объектив. В Табл. 4.4 приведены его параметры. Вогнутое зеркало М1 – асферическое, выпуклое зеркало М2 – сферическое. Асферизация зеркала производилась по методике, описанной в главе 3 с помощью широкого ионного пучка ($d = 100$ мм) через маску, выполненную на станке с числовым программным управлением. Форма асферического зеркала описывается полиномом:

$$z(r = 0:50) = \frac{(1/137) \cdot r^2}{1 + \sqrt{1 - (1/137)^2 r^2}} + \alpha_2 \cdot r^2 + \alpha_4 \cdot r^4 + \alpha_6 \cdot r^6 + \alpha_8 \cdot r^8 + \alpha_{10} \cdot r^{10} \quad (3)$$

где $\alpha_2 = -1.919 \cdot 10^{-6}$, $\alpha_4 = 7.3144 \cdot 10^{-10}$, $\alpha_6 = 3.9214 \cdot 10^{-14}$, $\alpha_8 = 1.7221 \cdot 10^{-18}$, $\alpha_{10} = -1.4635 \cdot 10^{-22}$.

Табл. 4.4 Параметры объектива Шварцшильда 46×

	Расстояние до след. эл., мм	Радиус кривизны, мм	Размер, мм
Образец	170.7	∞	≈ 0.1
Зеркало М1	102.5	137	$\varnothing 100$
Зеркало М2	812.4	- 24	$\varnothing 10$
Изображение на CMOS-детекторе обратной	-	∞	13.3x13.3 мм ² , пиксель 6.5x6.5 мкм ²

Применение метода симметричной коррекции формы (п.3.1), позволило изготовить положку зеркала М1. В данном случае из карты ошибок формы поверхности (рис.4.25а) была выделена осесимметричная часть (рис.4.25б), которая составляла более 60%. Из осесимметричной части ошибок формы выделялся профиль травления, по которому рассчитывалось сечение диафрагмы, через которую было проведено травление широким ионным пучком. Карта поверхности зеркала после симметричной коррекции представлена на рис.4.25в.

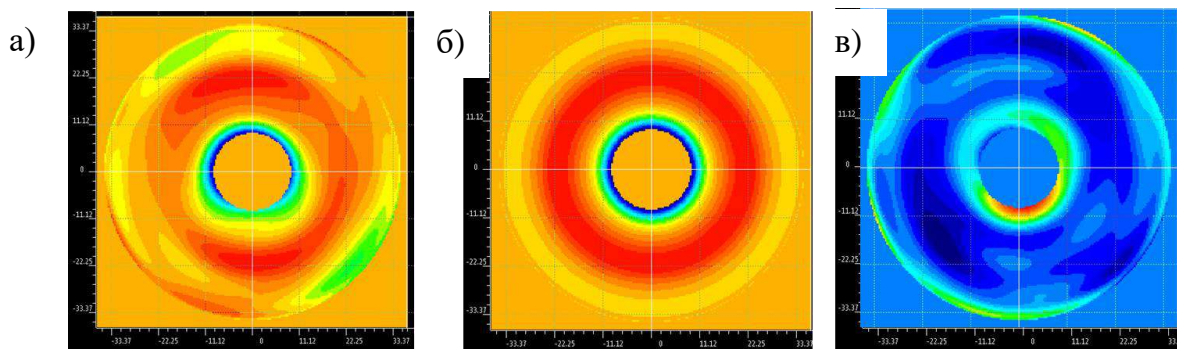


Рис.4.25. а) Карта ошибок формы исходной поверхности с параметрами: PV = 52 нм, RMS = 6.5 нм; б) Симметричная часть ошибки формы PV = 29 нм; RMS = 3.4 нм в) Карта ошибок формы корректированной поверхности с параметрами: PV = 23 нм, RMS = 3.1 нм.

После коррекции формы подложки зеркала М1 была собрана проекционная схема и измерены aberrации объектива, которые определяется ошибками формы его зеркал. Измерение aberrаций для их коррекции происходило в интерферометре с дифракционной волной сравнения, работающем в фазовом режиме регистрации. Коррекция aberrаций объектива (формы зеркала М1) осуществлялась с помощью ионного пучка с минимальным диаметром 2 мм. После финальной коррекции формы М1, была получена интерферограмма (рис. 4.26а). Измеренные aberrации объектива составили 2.6 нм по параметру СКО (рис. 4.26б), т.е. лучше $\lambda/5$.

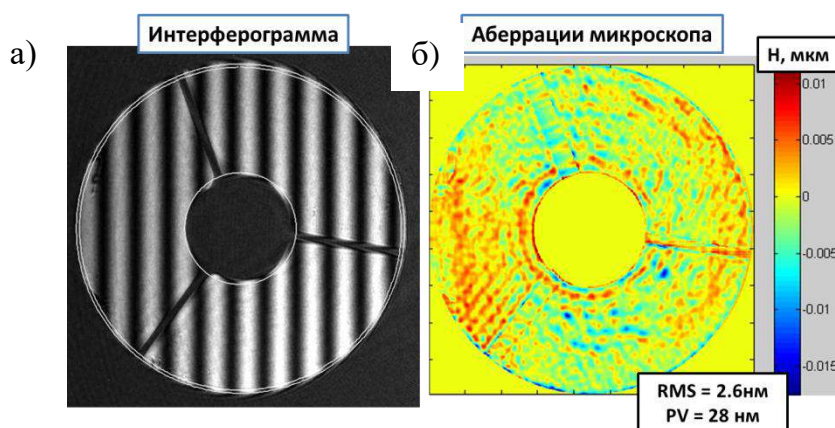


Рис. 4.26. После финальной коррекции М1 и напыления отражающих многослойных покрытий: а) интерферограмма объектива; б) aberrации объектива.

Заключение по 4й главе

1. Модернизирован исследовательский стенд и разработан новый, которые позволили проводить ионную полировку и коррекции произвольной формы поверхности широкоапертурным источником с квазипараллельным ионным пучком, в том числе с возможностью работы с химически-активными газами. На одной из установок существует возможность замены широкоапертурного источника на источник с фокусировкой ионного пучка, что позволяет проводить процедуру локальной коррекции ошибок формы малоразмерным ионным пучком.
2. Разработан малогабаритный источник с фокусирующей ионно-оптической системой, накальным нейтрализатором и водоохлаждаемым кожухом, который позволил повысить скорость обработки в 10 раз без использования коллимирующей диафрагмы.
3. Разработанное оборудование и методы используются для создания зеркал для рентгеновской микроскопии, объектива для безмасочного литографа, диагностики короны Солнца, диагностики плазмы и синхротронных применений.

5 глава. Моделирование процесса физического распыления с учетом эволюции микрошероховатости поверхности аморфных материалов

5.1 Описание алгоритма физического распыления с учетом эволюции поверхности аморфных тел

Пятая глава посвящена моделированию процессов физического распыления аморфных материалов. Цель моделирования - это научиться предсказывать не только коэффициент распыления, но и эволюцию микрошероховатости поверхности. В настоящее время общепризнанным является импульсный механизм распыления поверхности твердого тела под действием ионной бомбардировки. В этом случае происходит обмен импульсами при столкновении бомбардирующего иона с атомами решетки и атомов решетки между собой. В качестве начального приближения рассмотрим классическую модель упругого рассеяния двух частиц в поле центральных сил. Пример такого рассеяния приведён на рисунке 5.1.

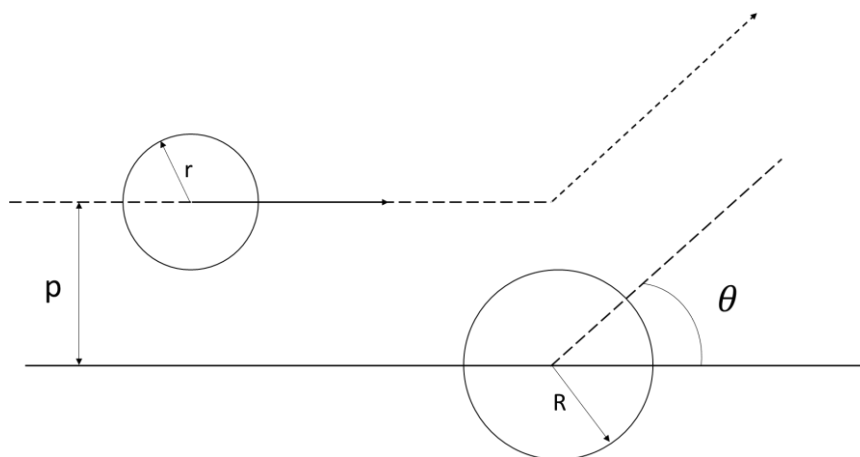


Рис. 5.1 Рассеяние двух частиц в лабораторной системе координат.

В таком случае энергия, переданная налетающей частицей с энергией E частице мишени можно представить в виде:

$$T = \gamma E \sin^2 \frac{\Theta}{2} \quad (5.1)$$

где Θ – угол рассеяния центра масс в системе двух частиц, а γ – коэффициент передачи энергии:

$$\gamma = \frac{4M_1M_2}{(M_1+M_2)^2} \quad (5.2)$$

M_1 и M_2 – атомные массы, соответственно, налетающей частицы и мишени.

Для описания траектории движения в статичном поле центральных сил $U(r)$ можно записать выражение (5.3) и интегрируя по всему пути получим уравнение движения системы:

$$\theta = \pi - \int_{-\alpha}^{+\alpha} \frac{p dr}{r^2 \left(1 - \frac{U(r)}{E_{\text{кин}}} - \left(\frac{p}{r}\right)^2\right)^{1/2}} \quad (5.3)$$

$E_{\text{кин}}$ – кинетическая энергия центра масс, p – прицельных параметр, а r – расстояние между частицами, $U(r)$ – потенциальная энергия частицы. В случае сферически симметричного поля и при условии, что момент и энергия системы сохраняются, полученное уравнение достаточно точно описывает движение частиц.

В рамках данной работы рассматривается трехмерная механическая модель физического распыления аморфной однокомпонентной мишени, где мишень имеет поверхность, карта которой задается из измерений атомно-силовой микроскопии. Полученный кадр АСМ переводится в матрицу чисел и считывается программой.

Предлагаемая модель использует ряд допущений, упрощающих вычисления:

- Рассматриваемая мишень является аморфной;
- Учитываются только парные столкновения;
- Упругие и неупругие потери энергии рассматриваются отдельно, причем неупругие рассматриваются непрерывными. В модели непрерывного электронного торможения рассматривается пролёт частицы в электронном облаке. Потери происходят в основном за счет возбуждения слабо связанных валентных или свободных электронов. Ион почти не рассеивается на электронах вследствие большой разницы масс. В таком случае можно считать, что на ион действует непрерывная тормозящая сила, направленная в противоположную сторону.
- Дискретно учитываются такие упругие столкновения, в которых передача энергии движением частицей атому мишени превышает некоторую пороговую энергию связи E_d .

Для каждого испытания фиксируется либо остановка (т.е. залегание на глубине), либо передача импульса атому мишени и далее рассматривается судьба этого атома-отдачи, либо рассеяние. Распыленным считается атом, который перешел границу, задаваемую в начале координатой z_0 с учетом энергии выхода с поверхности.

- Модель носит статистический характер на основе метода Монте-Карло. Стохастичность подхода предаёт достоверности вычислениям.

Подход подразумевает модель “атомного бильярда”, где используется потенциал кулоновского типа с учетом экранировки (5.6), а тормозная способность рассчитывается согласно модели Линдхарда—Шарфа—Шиотта (ЛШШ) [173].

$$V(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \Phi\left(\frac{r}{a}\right) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{a(r/a)} \Phi\left(\frac{r}{a}\right) = \frac{C}{r/a} \Phi\left(\frac{r}{a}\right) \quad (5.4)$$

где Z_1, Z_2 – заряды взаимодействующих частиц; e – заряд электрона; a – длина экранирования; $\Phi(r/a)$ – функция экранирования.

Длина экранирования Томаса-Ферми a имеет следующий вид:

$$a = \left(\frac{9\pi^2}{128}\right) a_B Z_{12}^{-1/3} = 0,88534 a_B Z_{12}^{-1/3} \quad (5.5)$$

где a_B – представляет собой радиус Бора; $Z_{12} = (\sqrt{Z_1} + \sqrt{Z_2})^2$ – эффективный заряд по Фирсову [174].

Функция экранирования $\Phi(r/a)$ аппроксимируется выражением для твердых шаров:

$$\Phi(r/a) = \begin{cases} 1 - \frac{r}{a}, & r < p \\ 0, & r > p \end{cases} \quad (5.6)$$

Максимальный прицельный параметр рассчитывается:

$$p_{max} = \frac{1}{2\sqrt[3]{N}} \quad (5.7)$$

где N -атомная плотность мишени в Å^{-3} . Средняя длина свободного пробега:

$$\bar{L} = \frac{1}{\pi r^2 N} \quad (5.8)$$

где r -радиус атома мишени. И постоянная Линдхарда:

$$K = \frac{1.22 * Z_i^{7/6} * Z * N}{(Z_i^{2/3} + Z^{2/3})^{3/2} * m_i^{1/2}} \quad (5.9)$$

где Z_i - зарядовое число иона; Z -зарядовое число атома мишени; m_i -атомная масса иона.

Алгоритм программы сводится к следующему:

1) Задание начальной кинетической энергии и начального положения иона (z_0 и ϕ). Начальное положение задаётся путём розыгрыша случайных координат x_0, y_0 , которым ставится соответствующая им z_0 .

2) Происходит розыгрыш длины свободного пробега иона до первого столкновения с атомом мишени:

$$L = -\bar{L} * \ln(Random) \quad (5.10)$$

3) Вычисление z-координаты первого столкновения:

$$z = z_0 + L \cos \varphi \quad (5.11)$$

4) Определение E_1 иона перед первым столкновением:

$$E_1 = (\sqrt{E} - \frac{1}{2}KL)^2 \quad (5.12)$$

Если выражение в скобках меньше 0 – иону не хватило энергии и он остановился в $z < L$ и вычисляется координата z:

$$z = z_0 + (\frac{2\sqrt{E}}{K} - L) \cos \varphi \quad (5.13)$$

Если выражение в скобках больше 0, в таком случае запускается алгоритм с пункта 2 для первичного атома отдачи (ПАО).

5) Производится розыгрыш прицельного параметра для первого столкновения путём сравнения из двух случайных чисел в диапазоне (-1; +1):

$$p = p_{max} \text{Max}(Random; Random) \quad (5.14)$$

6) Вычисление энергии E_2 иона после первого столкновения в лабораторной системе координат (СК), то есть через массы ионов и мишеней, с учетом угла отклонения при столкновении в системе центра масс:

$$E_2 = \frac{(\frac{m}{m_i})^2 + 2\frac{m}{m_i} \cos \theta + 1}{(1 + \frac{m}{m_i})^2} E_1 \quad (5.15)$$

где θ - угол отклонения в системе центра масс, который определяется численным интегрированием выражения (4) (интегрирование реализовано методом трапеций), где значение r_{min} берётся из решения уравнения $g(r, U) = 0$, где

$$g(r, U) = \sqrt{1 - \frac{p^2}{r^2} - \frac{U(r)}{E_t}} \quad (5.16)$$

7) Определяются углы θ_i и θ_a между ионом, атомом и осью - Y к направлению вылета иона после первого столкновения в лабораторной СК (рис.5.2):

$$\theta_i = \frac{\text{Arctg}(\text{Sin} \theta)}{\text{Cos}(\theta) + \frac{m}{m_i}} \quad (5.17)$$

$$\theta_a = \frac{\pi}{2} - \theta \quad (5.18)$$

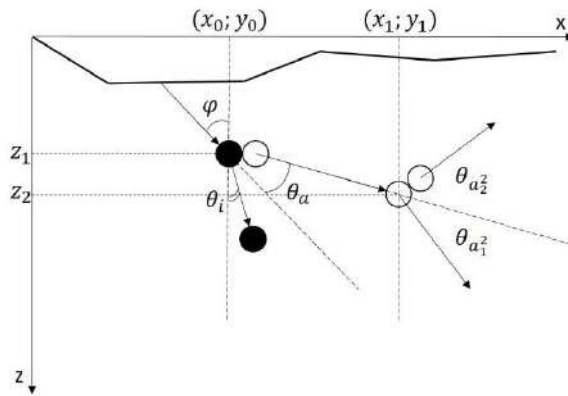


Рис.5.2. Схематичное изображение каскада столкновений.

- 8) Розыгрыш угла отклонения χ иона при первом столкновении:

$$\chi = 2\pi \text{Random} \quad (5.19)$$

- 9) Определяется угол φ между ионом и осью - z к направлению вылета иона после первого столкновения в лабораторной СК:

$$\text{Cos}\varphi_1 = \text{Cos}\varphi \text{Cos}\psi + \text{Cos}\chi \text{Sin}\varphi \text{Sin}\psi \quad (5.20)$$

где

$$\text{Cos}\psi = \frac{1 + \frac{m}{m_i} \text{Cos}\theta}{\sqrt{\left(\frac{m}{m_i}\right)^2 + 2\frac{m}{m_i} \text{Cos}\theta + 1}} \quad (5.21)$$

- 10) Для каждой карты рассчитывается критический угол α_c , который является угловым размером ячейки сетки разбиения. Критический угол и угол рассеяния сравниваются. Если полученный угол больше критического, то запускается алгоритм перехода в другие координаты x, y и z.

$$\alpha_c = 2 * \text{arctg} \frac{x_n - x_{n-1}}{2(z_{n-1} - z_n)} \quad (5.22)$$

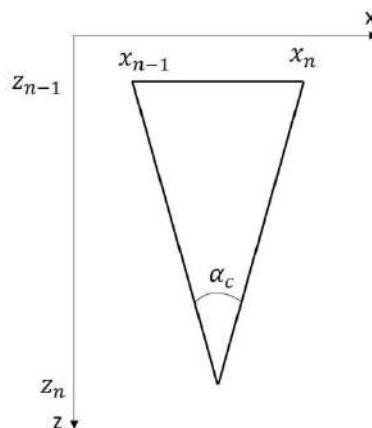


Рис.5.3. Угловой размер расчетной ячейки.

- 11) Вычисляется энергия атома отдачи:

$$E_a = E_e - E_2 - E_d \quad (5.23)$$

12) Пункты с 2 по 11 выполняются пока энергия иона превышает значение энергии связи для данного материала ($E > E_d$). Для каждого атома отдачи запускается внутренний цикл, аналогичный описанному выше. Таким образом, в данной модели реализовано описание линейных каскадов взаимодействия до атомов отдачи третьего порядка включительно. Когда это событие произошло, текущий цикл закрывается и вычисляется следующая итерация, т.е. пункты 1 - 2.

13) Распылённым считается тот атом, который пересёк начальную координату z_0 . Число налетающих ионов задаётся с клавиатуры, и так как значение Y определяется выражением (1.1), то чем больше ионов будет задано, тем больше происходит выборка, и тем справедливее будет значение коэффициента распыления.

14) Далее с учетом полученных значений вычисляется итоговая карта поверхности согласно (5.24) и вычитается из исходной:

$$Surface[x, y] = Y * N * k[x, y] \quad (5.24)$$

где N – атомная плотность вещества, а $k[x, y]$ – карта количества выпадений соответствующей координаты.

Для получения корректных результатов расчетов коэффициентов распыления необходимо провести один эксперимент по ионному травлению, из которого определяется поправочный коэффициент – δ . В таком случае выражение (1.1) переписывается с учетом этого коэффициента:

$$Y = \delta \frac{\text{Число налетающих ионов}}{\text{Число вылетевших атомов}} \quad (5.25)$$

Алгоритм получил название SPnSurface 1.0.

5.2 Расчет шероховатости поверхности

Полученная карта поверхности $Surface[x, y]$ как и данные, полученные методом атомно-силовой микроскопии, представляют собой дискретную карту набора высот $z(\rho)$, где $\rho \equiv (x, y)$.

Среднеквадратическая шероховатость измеряется на зондовом микроскопе Ntegra (NT-MDT) размер кадра $128 \times 128 \text{ нм}^2$.

5.3 Результаты моделирования физического распыления с учетом эволюции поверхности аморфных тел

Проверка модели проводилась на образцах аморфного кремния и молибдена, нанесенного методом магнетронного напыления на стандартные для

микроэлектронной промышленности кремниевые подложки, и сводилась к получению зависимостей скорости травления от энергии налетающих ионов (под нормалью), а также снятию зависимости скорости травления от угла при фиксированной энергии. Полученные значения скоростей пересчитывались по формуле (2.6) в значения коэффициентов распыления.

На рис.5.4 приведены зависимости коэффициентов распыления для мишеней из аморфного кремния и аморфного молибдена, облучаемые ускоренными ионами аргона от энергии при нормальном падении.

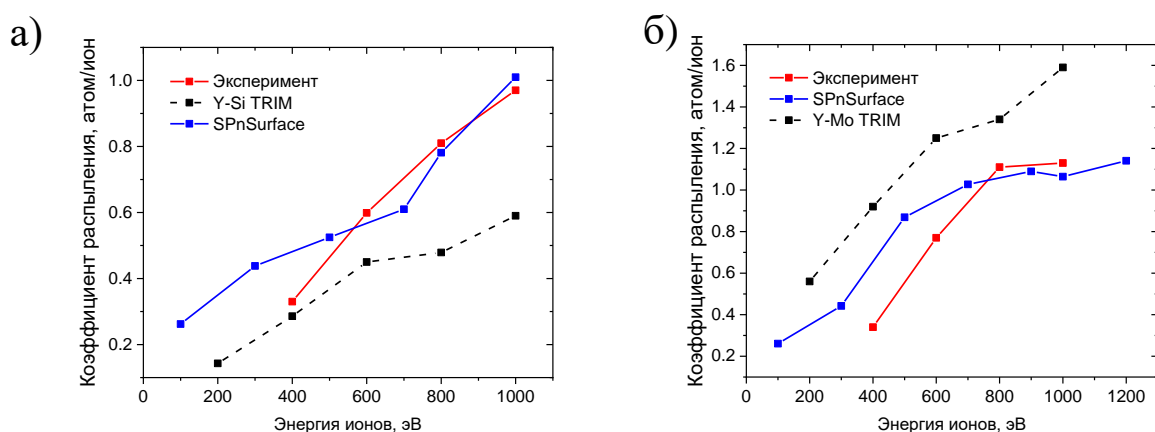


Рис.5.4. Зависимость коэффициента распыления аморфного Si (а) и аморфного молибдена (б) от энергии ионов Ar.

На рисунке видно, что полученные зависимости, в данном диапазоне энергий (0-1000 эВ), имеют вид монотонно растущей кривой. Более того, кривые, посчитанные в SRIM, имеют аналогичный вид. Однако, при энергии меньше 600 эВ для кремния и менее 700 эВ для молибдена экспериментальные точки лежат ниже расчетных. Такое заниженное значение может быть связано с тем, что на поверхности образца всегда есть небольшой слой оксидной плёнки, который, распыляется медленнее и, как следствие, вносит неточность в определение коэффициента распыления [175], которое значительно больше влияет при распылении низкими энергиями. Однако, полученные значения при энергиях выше 600 эВ лучше согласуются с экспериментов, чем результаты моделирования в пакете SRIM.

На рис.5.5 приведены результаты численного моделирования угловых зависимостей коэффициента распыления для плёнок кремния и молибдена, облученные ионами аргона с энергией 800 эВ.

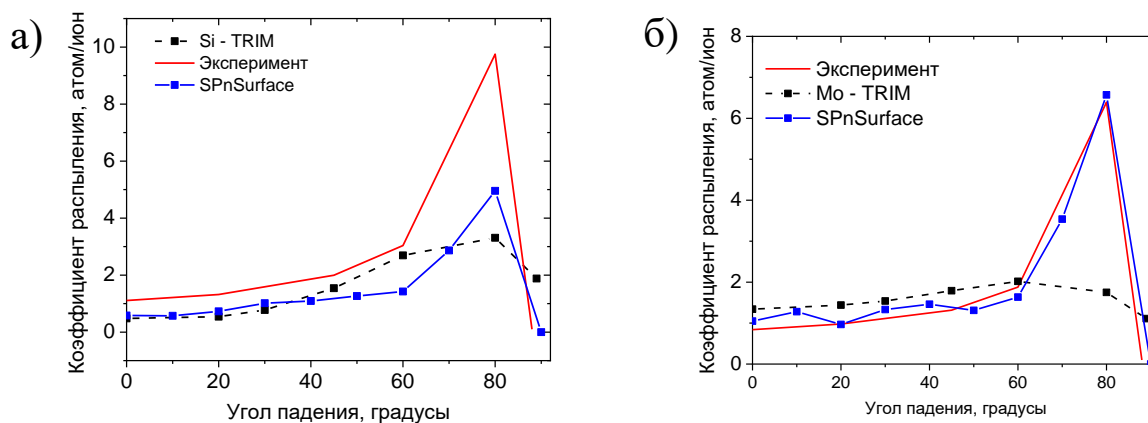


Рис.5.5. Угловые зависимости коэффициента распыления аморфного кремния (а) и аморфного молибдена (б) ионами Ar с энергией 800 эВ.

Как можно заметить из рисунка 5.5, вид вычисленных угловых зависимостей коэффициента распыления повторяет поведение аналитической и экспериментальной зависимости [176], однако, количественно наблюдается расхождение для кремния, а для молибдена, напротив, совпадение. Хорошее согласование результатов с экспериментом наблюдается в диапазоне углов до 60 градусов для обоих материалов.

5.4 Изучение эволюции поверхности аморфного кремния под действием ионно-пучкового травления

Изучение эволюции поверхности аморфного кремния под действием ионно-пучкового травления проводилось путём исследования СКО, полученных из данных АСМ. Было выбрано место с исходной шероховатостью $\sigma_{\text{eff}}=0.12$ нм. Поверхность с таким же значением шероховатости была задана с помощью генератора псевдослучайных чисел.

Ниже приведены карты поверхностей плёнок кремния после численного моделирования (рис.5.6).

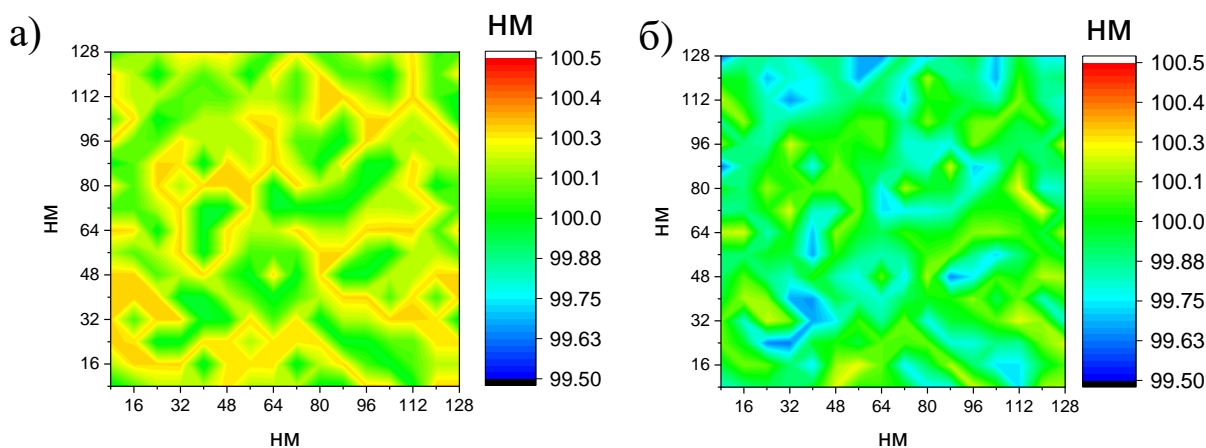


Рис.5.6. Карта 128x128 нм² травленной поверхности Si ионами Ar, а) $E_{\text{ионов}}=800$ эВ, $\varphi=0^\circ$ 2000 итераций; $\sigma_{\text{eff}}=0.10$ нм б) $E_{\text{ион}}=800$ эВ, $\varphi=60^\circ$; 2000 итераций; $\sigma_{\text{eff}}=0.13$ нм.

После моделирования облучения поверхности Si ионами Ar с энергией 800 эВ под нормалью, эффективная шероховатость снизилась до значения $\sigma_{\text{eff}}=0.1$ нм. Травление под углом часто сопровождается развитием рельефа и образованием артефактов на поверхности что приводит к ухудшению шероховатости [177]. В нашем случае моделировалось травление ионами аргона с энергией 800 эВ под углом 60 градусов к поверхности в результате которого значение эффективной шероховатости выросло до 0.13 нм.

Для проверки модели был проведен ряд экспериментов с теми же значениями энергий и углов падения ионов на поверхность образца. На рисунке 5.7 приведены пара АСМ кадров 128x128 нм² травлённой поверхности аморфного кремния ионами аргона с энергией 800 эВ под нормалью и под углом 60 градусов.

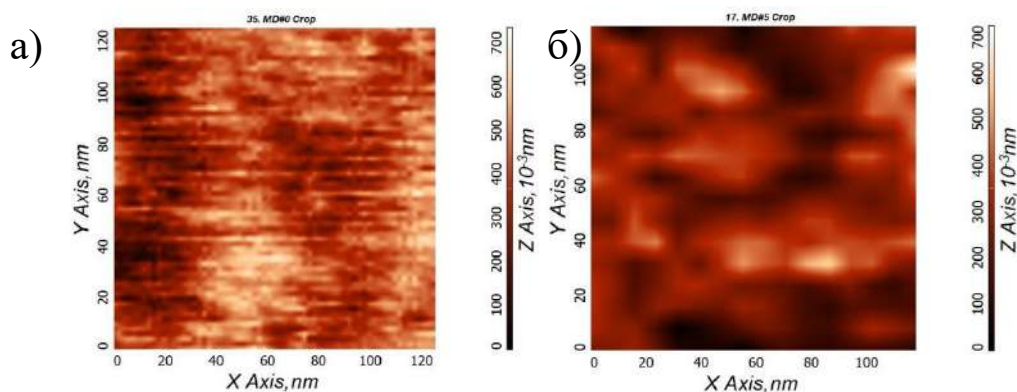


Рис.5.7. Кадр АСМ 128x128 нм² травлённой поверхности аморфного Si ионами аргона с энергией 800 эВ под нормалью с $\sigma_{\text{eff}}=0.1$ нм (а); под углом 60 градусов. $\sigma_{\text{eff}}=0.13$ нм (б).

Видно, что после травления под нормалью наблюдается сглаживающий эффект, в то время как под углом проявляется развитие рельефа. Таким образом, значение эффективной шероховатости удалось улучшить на 17% при травлении под нормалью, в то время как под углом 60 градусов, это значение ухудшилось на 8% по отношению к исходной.

Также для проверки эффективности работы программы, было оценено минимальное число итераций для получения достоверного значения коэффициента распыления (рис.5.8). Пунктиром на рисунке 5.9 обозначено искомое значение. Видно, что, начиная с 200 итераций значение коэффициента распыления изменяется во втором и третьем знаке после запятой.

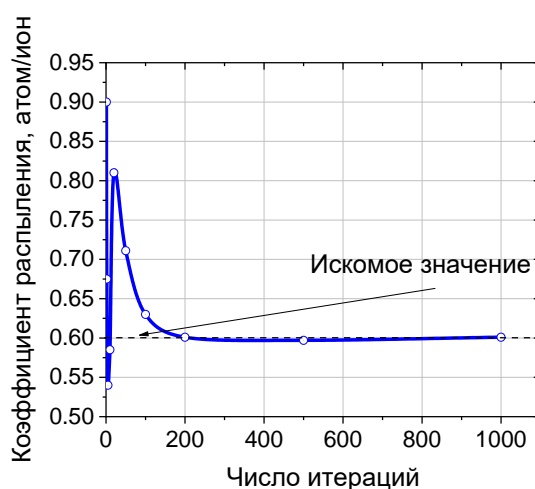


Рис.5.8. Зависимость выдаваемого значения коэффициента распыления от числа итераций.

Предложен алгоритм, основанный на методе Монте-Карло для трёхмерного случая распыления поверхности аморфного гомогенного твёрдого тела. Результаты численного моделирования энергетической и угловой зависимости коэффициента распыления и поведения шероховатости для аморфного кремния и молибдена ионами аргона хорошо согласуются с наблюдаемыми в экспериментах. Алгоритм опубликован в [A18].

Основные результаты

К основным результатам диссертационной работы можно отнести следующее:

1. Изучено поведение коэффициентов распыления и шероховатости поверхности плавленого кварца от энергии и углов падения ускоренных

ионов аргона в диапазоне энергий от 0.3 до 1.5 кэВ. Показано, что ионно-пучковое травление плавленого кварца ускоренными ионами аргона с энергией 1250 эВ позволяет обрабатывать оптические элементы с числовой апертурой до 0.5 и обеспечивает шероховатость поверхности лучше 0.3 нм, что удовлетворяет требованиям современной рентгеновской оптики.

2. Изучено поведение коэффициентов распыления и шероховатости поверхности основных срезов монокристаллического кремния при облучении ускоренными ионами Ar, Ne и Xe. Обнаружено пороговое поведение шероховатости поверхности от энергии ионов. При энергии выше которой наблюдается сглаживание шероховатости поверхности.
3. Изучена структура и свойства приповерхностного “нарушенного” слоя, формирующегося в процессе ионной бомбардировки кварца и монокристаллического кремния. Пороговое поведение шероховатости поверхности монокристаллического кремния объясняется формированием квазиаморфной фазы в приповерхностном слое толщиной ≈ 12 нм.
4. Разработан малогабаритный источник с фокусирующей ионно-оптической системой, накальным нейтрализатором и водоохлаждаемым кожухом, который позволил повысить скорость обработки в 7.5 раз без использования коллимирующей диафрагмы.
5. Разработанное оборудование и методы используются для создания зеркал для рентгеновской микроскопии, объектива для безмасочного литографа, диагностики короны Солнца, диагностики плазмы и синхротронных применений.
6. Предложен алгоритм, основанный на методе Монте-Карло для трёхмерного случая распыления поверхности аморфного гомогенного твёрдого тела. Результаты численного моделирования энергетической и угловые зависимости коэффициента распыления и поведения шероховатости для аморфного кремния и молибдена ионами аргона хорошо согласуются с наблюдаемыми в экспериментах.

Литература

1. Hoffman, C. Optics research at the U.S. Naval Research Laboratory / C. Hoffman, T.G. Giallorenzi, L.B. Slater // *Appl. Opt.* – 2015. – Vol. 54. – N. 31. – P. F268–F285.
2. Акопов, А.К. Высокочувствительный многоканальный телескоп ультрафиолетового и вакуумного ультрафиолетового диапазонов спектра для обнаружения сверхслабых излучений объектовакопов // А.К. Акопов, М.Н. Брычихин, Ю.А. Пластинин, А.А. Ризванов, И.Л. Струля, Я.О. Эйхорн, И.В. Малышев, А.Е. Пестов, В.Н. Полковников, М.Н. Торопов, Н.И. Чхало // *Космонавтика и ракетостроение.* – 2014. – Т. 78. – № 4. – С. 77–85.
3. Wagner, Ch. Lithography gets extreme / Ch. Wagner, N. Harned // *Nature Photon.* – 2010. – Vol. 4. – P. 24–26.
4. Wachulak, P.W. Soft X-ray microscope with nanometer spatial resolution and its applications / P.W. Wachulak, A. Torrisi, A. Bartnik, L. Wegrzynski, T. Fok, Z. Patron, H. Fiedorowicz // *Proc. SPIE.* – 2016. – Vol. 10159. – P. 101590W.
5. Smertin, R.M. Influence of Mo interlayers on the microstructure of layers and reflective characteristics of Ru/Be multilayer mirrors / R.M. Smertin, N.I. Chkhalo, M.N. Drozdov, S.A. Garakhin, S.Yu. Zuev, V.N. Polkovnikov, N.N. Salashchenko, P.A. Yunin // *Opt. Express.* – 2022. – Т. 30. – №. 26. – С. 46749-46761.
6. Makhotkin, I.A. Short period La/B and LaN/B multilayer mirrors for ~ 6.8 nm wavelength / I.A. Makhotkin, E. Zoethout, R. van de Kruijs, S.N. Yakunin, E. Louis, A.M. Yakunin, V. Banine, S. Müllender, F. Bijkerk // *Opt. Express.* – 2013. – Т. 21. – №. 24. – С. 29894-29904.
7. Andreev, S.S. Short-period multilayer X-ray mirrors / S.S. Andreev, M.S. Bibishkin, N.I. Chkhalo, E.B. Klunokov, K.A. Prokhorov, N.N. Salashchenko, M.V. Zorina, F. Schafers, L.A. Shmaenok // *J. Synchrotron Radiat.* – 2003. – Vol. 10. – Part 5. – P. 358-360.
8. Feng, S.M. Co/C and W/Si multilayers deposited by ion-beam sputtering for the soft X-ray range / S.M. Feng, G.L. Zhu, J.D. Shao, K. Yi, Z.X. Fan, X.M. Dou // *Appl. Phys. A.* – 2002. – Vol. 74. – P. 553–555.

9. Schafers, F. Multilayers for the EUV/soft X-ray range / F. Schafers // *Physica B.* – 2000. – Vol. 283. – P. 119-124.
10. Bogachev, S.A. Advanced materials for multilayer mirrors for extreme ultraviolet solar astronomy / S.A. Bogachev, N.I. Chkhalo, S.V. Kuzin, D.E. Pariev, V.N. Polkovnikov, N.N. Salashchenko, S.V. Shestov, S.Y. Zuev // *Appl. Opt.* – 2016. – Vol. 55. – Iss. 9. – P. 2126-2135.
11. Dinger, U. Mirror substrates for EUV lithography: progress in metrology and optical fabrication technology / U. Dinger, F. Eisert, H. Lasser, M. Mayer, A. Seifert, G. Seitz, S. Stacklies, F.J. Stickel, M. Weiser // *Proc. SPIE.* – 2000. – Vol. 4146. – P. 35-46.
12. Wenlin Liao. Rapid fabrication technique for nanometer-precision aspherical surfaces / Liao Wenlin, Dai Yifan, Nie Xuqing, Xie Xuhui, and Song Ci // *Applied Optics* – 2015. - Vol. 54. - Issue 7. - pp. 1629-1638.
13. Grove, W.R. On some anomalous cases of electrical decomposition / W.R. Grove // *Phil. Mag.* – 1853. – Vol. 5. – No. 203. – P. 203-209.
14. Wilson R.G. Ionic polishing of fused silica and glass/ R.G. Wilson // *Optics Technology.* - 1970. - 2(1). – P. 19–26.
15. Dev, D.S.D. Development of a non-contact plasma processing technique to mitigate chemical network defects of fused silica with life enhancement of He-Ne laser device / D.S.D. Dev, E. Krishna, M. Das // *Opt. Laser Technol.* – 2019. – Vol. 113. – P. 289-302.
16. Zhou, G. Influence of ion beam figuring (IBF) on reflectivity of monocrystalline silicon / G. Zhou, Y. Tian, F. Shi, C. Song, H. Yuan, Y. Zhong // *Proc. SPIE.* – 2020. – Vol. 11427. – P. 1019-1024.
17. Xiao, H. Material removal and surface evolution of single crystal silicon during ion beam polishing / H. Xiao, Y. Dai, J. Duan, Y. Tian, J. Li // *Appl. Surf. Sci.* – 2021. – Vol. 544. – P. 148954.
18. Tang, W. Ion beam figuring high gradient optical aspherical surface / W. Tang, W. Deng, X. Yin // *Proc. SPIE.* – 2019. – Vol. 10842. – P. 176-183.;
19. Wang, Z. Application of flow field analysis in ion beam figuring for ultra-smooth machining of monocrystalline silicon mirror / Z. Wang, L. Wu, Y. Fang, A. Dun, J. Zhao, X. Xu, X. Zhu // *Micromachines.* – 2022. – Vol. 13. – №. 2. – P. 318.

20. Hand, M. Ion beam figuring and optical metrology system for synchrotron x-ray mirrors / M. Hand, S.G. Alcock, M. Hillman, R. Littlewood, S. Moriconi, H. Wang, K. Sawhney // Proc. SPIE. – 2019. – Vol. 11109. – P. 51-57.;
21. Wang, G. Correction of different spatial frequency errors of large and thin optical windows based on ion beam figuring / G. Wang, C. Cai, X.H. Gao, J.Y. Huang, X. He, P. Ma, R.J. Li, L. Xie, D.Y. Yan // Proc. SPIE. – 2020. – Vol. 11617. – P. 568-577.
22. Chkhalo N.I. Manufacturing and Investigating Objective Lens for Ultrahigh Resolution / N.I. Chkhalo, A.E. Pestov, N.N., Salashchenko and M.N. Toropov // Lithography Facilities, Lithography, Michael Wang (Ed.) Intech, ISBN 978-953-307-064-3. – 2010. – p.44.
23. Dumas, P. Complete sub-aperture pre-polishing and finishing solution to improve speed and determinism in asphere manufacture / P. Dumas, C. Hall, B. Hallock, M. Tricard // Proc. of SPIE. – 2007. – Vol. 6671. – P. 667111.
24. Junlin, W. Supersmooth polishing with sub-angstrom roughness / W. Junlin // Proc. SPIE. – 2012. – Vol. 8416. – P. 841609.
25. Торопов, М. Н. Получение гладких высокоточных поверхностей методом механического притира / М.Н. Торопов, А.А. Ахсахалян, М.В. Зорина, Н.Н. Салащенко, Н.И. Чхало, Ю.М. Токунов // ЖТФ. – 2020. – Т. 90. – №. 11. – С. 1958-1964.
26. Duan, B. Surface roughness of optical quartz substrate by chemical mechanical polishing / B. Duan, J. Zhou, Y. Liu, M. Sun, Y. Zhang // J. Semicond. – 2014. – Vol. 35. – No. 11. – P. 116001.
27. Zhang, Z. The mechanism study of mixed Ar/O₂ plasma-cleaning treatment on niobium surface for work function improvement / Z. Zhang, Z. Ye, Z. Wang, F. Gou, B. Shen, A. Wu, Y. He, P. He, H. Wang, B. Chen, J. Chen, K. Zhang, J. Wei // Appl. Surf. Sci. – 2019. – Vol. 475. – P. 143-150.
28. Knystautas, E. Engineering thin films and nanostructures with ion beams. – 2018. – CRC Press. – P. 592.
29. Chen, J. Avoiding the requirement for pre-existing optical contact during picosecond laser glass-to-glass welding / J. Chen, R.M. Carter, R.R. Thomson, D.P. Hand // Opt. Express. – 2015. – Vol. 23. – No. 14. – P. 18645-18657.

30. O'kane, D.F. Plasma cleaning of metal surfaces / D.F. O'kane, K.L. Mittal // *J. Vac. Sci. Technol.* – 1974. – Vol. 11. – No. 3. – P. 567-569.
31. Langford, R.M. Preparation of transmission electron microscopy cross-section specimens using focused ion beam milling / R.M. Langford, A.K. Petford-Long // *J. Vac. Sci. Technol. A.* – 2001. – Vol. 19. – No. 5. – P. 2186-2193.
32. Huff, M. Recent advances in reactive ion etching and applications of high-aspect-ratio microfabrication / M. Huff // *Micromachines.* – 2021. – Vol. 12. – No. 8. – P. 991.
33. Castelli, M. Rapid optical surface figuring using reactive atom plasma / M. Castelli, R. Jourdain, P. Morantz, P. Shore // *Precis. Eng.* – 2012. – 36. – P. 467–476.
34. Zhou, L. Research on chemo-mechanical grinding of large size quartz glass substrate / L. Zhou, T. Shiina, Z. Qiu, J. Shimizu, T. Yamamoto, T. Tashiro // *Precis. Eng.* – 2009. – Vol. 33. – P. 499–504.
35. Chkhalo, N.I. Roughness measurement and ion-beam polishing of super-smooth optical surfaces of fused quartz and optical ceramics / N. I. Chkhalo, S. A. Churin, A. E. Pestov, N.N. Salashchenko, Yu. A. Vainer, M. V. Zorina // *Opt. Express.* – 2014. – Vol.22. – No.17. – 20094.;
36. Kurashima, Y. Evaluation of surface roughness of ULE® substrates machined by Ar⁺ ion beam / Y. Kurashima, S. Miyachi, I. Miyamoto, M. Ando, A. Numata // *Microelectron. Eng.* – 2008. – Vol. 85. – P. 1193–1196.
37. Makeev, M.A. Morphology of ion-sputtered surfaces / M.A. Makeev, R. Cuerno, A.-L. Barabasi // *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B.* – 2002. – Vol. 197. – P. 185–227.
38. van den Boogaard, A.J.R. Surface morphology of Kr⁺-polished amorphous Si layers / A.J.R. van den Boogaard, E. Louis, E. Zoethout, S. Müllender, F. Bijkerk // *J. Vac. Sci. Technol. A.* – 2010. – Vol. 28. – P. 552 -558.
39. Liao, W. Microscopic morphology evolution during ion beam smoothing of Zerodur® surfaces/ W. Liao, Y. Dai, X. Xie, L. Zhou. // *Opt. Express.* – 2014. – Vol. 22. – No. 1. – P. 377-386.

40. Eklund, E.R. Submicron-scale surface roughening induced by ion bombardment / E.R. Eklund, R. Bruinsma, J. Rudnick, R.S. Williams // *Phys. Rev. Lett.* – 1991. – Vol. 67. – No.13. – P.1759.
41. Inaba, T. Low energy ion beam machining of ULE® substrates: Evaluation of surface roughness / T. Inaba, Y. Kurashima, S.A. Pahlovy, I. Miyamoto, M. Ando, A. Numata // *Microelectron. Eng.* – 2009. – Vol. 86. – P. 497–499.
42. Keller, A. The morphology of amorphous SiO₂ surfaces during low energy ion sputtering / A. Keller, S. Facsko, W. Moller // *J. Phys.: Condens. Matter.* – 2009. – Vol. 21. – P. 495305.
43. Stark, J.Z. Über die zerstäubende Wirkung der Kanalstrahlen (Emission sekundärer Atomstrahlen) / J.Z. Stark // *Zeitschrift für Elektrochemie und angewandte physikalische Chemie.* – 1908. – Nr. 14. – S. 752-756.
44. Güntherschulze, A. Neue Untersuchungen über die Kathodenzerstäubung der Glimmentladung / A. Güntherschulze, W. Tollmien, // *Zeitschrift für Physik.* – 1942. – Vol. 119. –P. 685-695.
45. Rauschenbach, B. Low-Energy Ion Beam Bombardment-Induced Nanostructures // *Low-Energy Ion Irradiation of Materials: Fundamentals and Application.* – Cham : Springer International Publishing. – 2022. – P. 305-405.
46. Li, Y. Surface Compositions of Oxide Supported Bimetallic Catalysts: A Compared Study by High-Sensitivity Low Energy Ion Scattering Spectroscopy and X-Ray Photoemission Spectroscopy / Y. Li, J. Huang, Y. Zheng, M. Chen // *Chem. Rec.* – 2019. – Vol. 19. – No. 7. – P. 1432-1443.
47. Sierakowski, K. High pressure processing of ion implanted GaN / K Sierakowski, R Jakiela, B Lucznik, P Kwiatkowski, M Iwinska, M Turek, H Sakurai, T Kachi, M. Bockowski // *Electronics.* – 2020. – Vol. 9. – No. 9. – P. 1380.
48. Lei, X. Electronic transport characterization of B⁺ ion-implanted silicon wafers with nonlinear photocarrier radiometry / X. Lei, B. Li, Q. Sun, J. Wang, C. Gao // *J. Appl. Phys.* – 2020. – Vol. 127. – No. 3. – P. 035701.
49. Yaremiy, I. Influence of stress in epitaxial ferrite-garnet films on the processes of radiation defect formation and low-temperature aging of the ion-implanted layers / I. Yaremiy, B. Ostafiychuk, V. Fedoriv, S. Yaremiy, M. Povkh // *Materials Today: Proceedings.* – 2022. – Vol. 62. – P. 5833-5837.

50. Maréchal, A. Study of the combined effects of diffraction and geometrical aberrations on the image of a luminous point / A. Maréchal // *Rev. Opt. Theor. Instrum.* – 1947. – Vol. 26. – P. 257–277.
51. Behrisch, R. The Sputtering Mechanism for Low-Energy Light Ions / R. Behrisch, G. Maderlechner, B.M.U. Scherzer // *J. Appl. Phys.* – 1964. – Vol. 18. – P. 391–398.
52. Майссел, Л. Технология тонких пленок: справочник / под ред. Л. Майссела, Р. Глэнга. Пер. с англ., под ред., М.И. Елинсона, Г.Г. Смолко // М: Сов. Радио. – 1977. – Т.1. – С. 664.
53. Rosenberg, D. Sputtering yields for low energy He⁺-, Kr⁺-, and Xe⁺-ion bombardment / D. Rosenberg, G. K. Wehner // *J. Appl. Phys.* – 1962. – Vol. 33. – No. 5. – P. 1842-1845.
54. Sigmund, P. Theory of Sputtering. I. Sputtering Yields of Amorphous and Polycrystalline Targets / P. Sigmund // *Phys. Rev.* – 1969. – Vol.184. – No. 2. – P. 383–415.
55. Silsbee, R.H. Focusing in collision problems in solids / R.H. Silsbee // *J. Appl. Phys.* – 1957. – Vol. 28. – No. 11. – P. 1246-1250.
56. Bohdanský, J. A Universal Relation for the Sputtering Yield of Monoatomic Solids at Normal Ion Incidence. / J. Bohdanský // *Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. B.* – 1984. – Vol. 2. – No. 1-2. – P. 587–591.
57. Matsunami, L. A Semi empirical Formula for the Energy Dependence of the Sputtering Yield / L. Matsunami, Y. Yamamura, Y. Itikawa, N. Itoh, Y. Kazumata, S. Miyagawa, K. Morita and R. Shimizu // *Radiat. eff. lett.* – 1980. – Vol. 57. – P. 15–21.
58. Shulga, V.I. The Density Effects in Sputtering of Amorphous Materials / V.I. Shulga // *Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. B.* – 2000. – Vol. 170. – No. 3-4. – P. 347–361.
59. Yamamura, Y. Angular dependence of sputtering yields of monoatomic solids / Y. Yamamura, Y. Itikawa, N. Itoh // Technical report, Institute of Plasma Physics, Nagoya University, Nagoya, Japan. IPPJ-AM-26. (1983).
60. Duchemin, O. An Investigation of Ion Engine Erosion by Low Energy Sputtering / O. Duchemin // In Partial Fulfillment of the Requirements for the Degree of

- Doctor of Philosophy. California Institute of Technology Pasadena, California (2001).
61. Ziegler, J.F. The stopping of ions in compounds / J.F. Ziegler, J.M. Manoyan. // Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. B. – 1988. – Vol. 35. – P. 215–28.
 62. Biersack, J.P. A Monte Carlo computer program for the transport of energetic ions in amorphous targets / J.P. Biersack, L.G. Haggmark // Nucl. Instrum. Methods. – 1980. – Vol. 174. – P. 257–69.
 63. Biersack, J.P. Sputtering studies with the Monte Carlo program TRIM. SP / J.P. Biersack, W. Eckstein // Appl. Phys. A. – 1984. – Vol. 34. – P. 73–94.
 64. Helmholtz Center Dresden Rossendorf, TRIDYN manual, in: Scientific Technical Report FZR-317, Helmholtz Center Dresden Rossendorf, 2002.
[http://www.hzdr.de/FWI/FWIT/FILES/Manual TRIDYN FZR.pdf](http://www.hzdr.de/FWI/FWIT/FILES/Manual%20TRIDYN%20FZR.pdf).
 65. Ullrich, M. Ion sputtering at grazing incidence for SIMS-analysis / M. Ullrich, A. Burenkov, H. Ryssel // Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. B. – 2005. – Vol. 228. – P. 373–377.
 66. <https://geant4.web.cern.ch/download/11.1.1.html>.
 67. Wilson, W.D. Calculations of nuclear stopping, ranges, and straggling in the low-energy region / W.D. Wilson, L.G. Haggmark, J.P. Biersack // Phys. Rev. B. – 1977. – Vol. 15. – No. 5. – P. 2458–2468.
 68. Carter, G. Heavy ion sputtering induced surface topography development / G. Carter, B. Navinsek, J.L. Whitton // Sputtering by Particle Bombardment II: Sputtering of Alloys and Compounds, Electron and Neutron Sputtering, Surface Topography. – 2005. – P. 231-269.
 69. Bradley, R.M. Theory of ripple topography induced by ion bombardment / R.M. Bradley, J.M.E. Harper // J. Vac. Sci. Technol. A. – 1988. – Vol. 6. – No.4. – 2390-2395.
 70. Sigmund, P. A mechanism of surface micro-roughening by ion bombardment / P. Sigmund // J. Mater. Sci. – 1973. – Vol. 8. – P. 1545 -1553.
 71. Vasiliu, F. SEM investigations of iron surface ion erosion as a function of specimen temperature and incidence angle / F. Vasiliu, I. A. Teodorescu, F. Glodeanu // J. Mater. Sci. – 1975. – Vol. 10. – No. 3. – P. 399-405.

72. Park, S.I. The role of ion-beam cleaning in the growth of strained-layer epitaxial thin transition metal films / S.I. Park, A. Marshall, R. Hammond, T.H. Geballe, J. Talvacchio // *J. Mater. Res.* – 1987. – Vol. 2. – No. 4. – P. 446-455.
73. Lewis, G. The mechanisms of etch pit and ripple structure formation on ion bombarded Si and other amorphous solids / G.W. Lewis, M.J. Nobes, G. Carter, J.L. Whitton // *Nucl. Instrum. Methods.* – 1980. – Vol. 170. – No. 1–3. – P. 363-369.
74. Ducommun, J.P. Development of a general surface contour by ion erosion. Theory and computer simulation / J.P. Ducommun, M. Cantagrel, M. Marchal // *J. Mater. Sci.* – 1974. – Vol. 9. – P. 725-736.
75. Carter, G. The growth of topography during sputtering of amorphous solids / G. Carter, J. S. Colligon and M. J. Nobes // *J. Mater. Sci.* – 1973. – Vol. 8. – No. 10. – P. 1473-1481.
76. Barber, D.J. Prediction of ion-bombarded surface topographies using Frank's kinematic theory of crystal dissolution / D.J. Barber, F.C. Frank, M. Moss, J.W. Steeds, I.S.T. Tsong // *J. Mater. Sci.* – 1973. – Vol. 8. – P. 1030-1040.
77. Kim, H.B. Full three-dimensional simulation of focused ion beam micro/nanofabrication / H.B. Kim, G. Hobler, A. Steiger, A. Lugstein, E. Bertagnolli // *Nanotechnology.* – 2007. – Vol. 18. – P. 245303.
78. Platzgummer, E. Simulation of ion beam direct structuring for 3D nanoimprint template fabrication / E. Platzgummer, A. Biedermann, H. Langfischer, S. Eder-Kapl, M. Kuemmel, S. Cernusca, H. Loeschner, C. Lehrer, L. Frey, A. Lugstein, E. Bertagnolli // *Microelectron. Eng.* – 2006. – Vol. 83. – P. 936–939.
79. Boxleitner, W. FIBSIM–dynamic Monte Carlo simulation of compositional and topography changes caused by focused ion beam milling / W. Boxleitner, G. Hobler // *Nucl. Instrum. Methods B.* – 2001. – Vol. 180. – P. 125–129.
80. Kim, H.-B. Simulation of ion beam induced micro/nano fabrication / H.B. Kim, G. Hobler, A. Lugstein, E. Bertagnolli // *J. Micromech. Microeng.* – 2007. – Vol. 17. – No. 6. – P. 1178–1183.
81. Birkgan, S.E. Modelling of surface topography development during ion sputtering of solids / S.E. Birkgan, V.I. Bachurin, A.S. Rudy, V.K. Smirnov // *Radiat. Eff. Defects Solids.* – 2004. – Vol.159. – No. 3. – P. 163-172.

82. Cordey, J.G. Energetic particle distribution in a toroidal plasma with neutral injection heating / J.G. Cordey, W.G.F. Core // *Phys. Fluids*. – 1974. – Vol. 17. – No. 8. – P. 1626-1630.
83. Belchenko, Yu.I. Powerful injector of neutrals with a surface-plasma source of negative ions / Yu.I. Belchenko, G.I. Dimov, V.G. Dudnikov // *Nucl. Fusion*. – 1974. – Vol. 14. – No. 1. – P. 113-114.
84. Вольфганг, Л.Х. Гелиоцентрические траектории космического аппарата с ионными двигателями для исследования Солнца / Л.Х. Вольфганг, В.Г. Петухов, Г.А. Попов // *Труды МАИ*. – 2011. – №42. – С. 14.
85. Fenn, J.B. Electrospray ionization for mass spectrometry of large biomolecules/ J. B. Fenn, M. Mann, C. K. Meng, S.F. Wong, C. M. Whitehouse // *Science*. – 1989. – Vol. 246. – No. 4926. – P. 64-71.
86. Conrad, J.R. Plasma source ion-implantation technique for surface modification of materials / J. R. Conrad, J. L. Radtke, R. A. Dodd, Frank J. Worzala and Ngoc C. Tran // *J. Appl. Phys.* – 1987. – Vol. 62. – No. 11. – P. 4591-4596.
87. Pöpsel, C. He-Ion Microscopy as a High-Resolution Probe for Complex Quantum Heterostructures in Core–Shell Nanowires / C. Pöpsel, J. Becker, N. Jeon, M. Döblinger, T. Stettner, Y.T. Gottschalk, B. Loitsch, S. Matich, M. Altzschner, A.W. Holleitner, J.J. Finley, L.J. Lauhon // *Nano Lett.* – 2018. – Vol. 18. – No. 6. – P. 3911–3919.
88. Kaufman, H.R. Technology of ion beam sources used in sputtering / H.R. Kaufman // *J. Vac. Sci. Technol.* – 1978. – Vol. 15. – P. 272-276.
89. Wang, R. Scanning ion beam etching: A method for the fabrication of computer-generated hologram with nanometric accuracy for aspherical testing / R. Wang, Z. Zhang, Y. Bai, Y. Wang, X. Yin, L. Kong, W. Deng, D. Xue, X. Zhang // *Opt. Lasers Eng.* – 2021. – Vol. 139. – P. 106503.
90. Ghezzi, F. Unraveling the Mechanism of Maskless Nanopatterning of Black Silicon by CF₄/H₂ Plasma Reactive-Ion Etching / F. Ghezzi, M. Pedroni, J. Kovac, F. Causa, A. Cremona, M. Anderle, R. Caniello, S.M. Pietralunga, E. Vassallo // *ACS omega*. – 2022. – Vol. 7. – No. 29. – P. 25600-25612.
91. A.F. Moore, J.A. Frantz, L.E. Busse, J.S. Sanghera A Review of Reactive Ion Etching of Glass Materials. – 2021.

92. Lu, Y. Improve optics fabrication efficiency by using a radio frequency ion beam figuring tool / Y. Lu, X. Xie, L. Zhou, Z. Dai, G. Chen // *Appl. Opt.* – 2017. – Vol. 56. – No. 2. – P. 260-266.
93. Bauer, J. Improved ion beam tools for ultraprecision figure correction of curved aluminum mirror surfaces / J. Bauer, M. Ulitschka, F. Pietag, T. Arnold // *J. Astron. Telesc. Instrum. Syst.* – 2018. – Vol. 4. – No. 4. – P. 046003.
94. Brychikhin, M.N. Reflective Schmidt–Cassegrain system for large-aperture telescopes / M.N. Brychikhin, N. Chkhalo, Ya.O. Eikhorn, I. Malyshev, A. Pestov, Y. Plastinin, V. Polkovnikov, A.A. Rizvanov, N. Salashchenko, I.L. Strulya, M. Toropov // *Appl. Opt.* – 2016. – Vol. 55. – No. 16. – P. 4430–4435.
95. Волгунов, Д.Г. Стенд проекционного ЭУФ-нанолиитографа-мультипликатора с расчетным разрешением 30 нм / Д.Г. Волгунов, И.Г. Забродин, Б.А. Закалов, С.Ю. Зуев, И.А. Каськов, Е.Б. Клюенков, А.Е. Пестов, В.Н. Полковников, Н.Н. Салащенко, Л.А. Суслов, М.Н. Торопов, Н.И. Чхало // *Известия РАН. Сер. физ.* – 2011. – Т. 75. – № 1. – С. 54-56.
96. Platonov, Y. Multilayers for next generation EUVL at 6. X nm / Y. Platonov, J. Rodriguez, M. Kriese, E. Gullikson, T. Harada, T. Watanabe, H. Kinoshita // *Proc. SPIE.* – 2011. – Vol. 8076. – P. 189-197.
97. Барышева, М.М. Прецизионная изображающая многослойная оптика для мягкого рентгеновского и экстремального ультрафиолетового диапазонов / М.М. Барышева, А.Е. Пестов, Н.Н. Салащенко, М.Н. Торопов, Н.И. Чхало // *УФН.* – 2012. – Т. 182. – № 7. – С.727-747.
98. Chkhalo, N.I. Sub-micrometer resolution proximity X-ray microscope with digital image registration / N.I. Chkhalo, A.E. Pestov, N.N. Salashchenko, A.V. Sherbakov, E.V. Skorokhodov, M.V. Svechnikov // *Rev. Sci. Instrum.* – 2015. – Vol. 86. – P. 063701.
99. G. Admans, P. Berkvens, A. Kaprolat, J.-L. Revol. ESRF upgrade programme phase II (2015 - 2022). Technical design study. (Imprimerie de Pont de Claix © ESRF, 2014) p.192.
100. <https://www.maxiv.lu.se/about-us/>.
101. Rashchenko, S.V. Generation and use of coherent X-ray beams at future SKIF storage ring / S.V. Rashchenko, M.A. Skamarokha, G.N. Baranov, Y.V.

- Zubavichus, Ia.V. Rakshun // AIP Conf. Proc. – 2020. – Vol. 2299. – P. 060001.
102. Takacs, P.Z. SR mirror metrology: finish measurements 1984–1988 / P.Z. Takacs // Synchrotron Radiat. News. – 1989. – Vol. 2. – No. 26. – P. 24-30.
103. Чхало, Н.И. Бериллий как материал для термостойких рентгеновских зеркал / Н.И. Чхало, М.В. Зорина, И.В. Малышев, А.Е. Пестов, В.Н. Полковников, Н.Н. Салащенко, Д.С. Казаков, А.В. Мильков, И.Л. Струля // ЖТФ. – 2019. – т.89, вып. 11. – С.1686-1691.
104. Zhu, D. Performance of a beam-multiplexing diamond crystal monochromator at the Linac Coherent Light Source / D. Zhu, Y. Feng, S. Stoupin, S.A. Terentyev, H.T. Lemke, D.M. Fritz, M. Chollet, J.M. Glowina, R. Alonso-Mori, M. Sikorski, S. Song, T.B. van Driel, G.J. Williams, M. Messerschmidt, S. Boutet, V.D. Blank, Y.V. Shvyd'ko, A. Robert // Rev. Sci. Instrum. – 2014. – Vol. 85. – P. 063106.
105. Li, K. Wavefront preserving and high efficiency diamond grating beam splitter for x-ray free electron laser / K. Li, Y. Liu, M. Seaberg, M. Chollet, T.M. Weiss, A. Sakdinawat // Opt. Express. – 2020. – Vol. 28. – No. 8. – P. 10939-10950.
106. Polikarpov, M. Diamond X-ray refractive lenses with high acceptance / M. Polikarpov, V. Polikarpov, I. Snigireva, A. Snigirev // Phys. Procedia. – 2016. – Vol. 84. – P. 213-220.
107. Brumund, P. Design simulations of a horizontally deflecting high-heat-load monochromator / P. Brumund, J. Reyes-Herrera, C. Detlefs, C. Morawe, M. Sanchez del Rio, A.I. Chumakov // J. Synchrotron Rad. – Vol. 28. – P. 91–103.
108. Morita, M. Growth of native oxide on a silicon surface / M. Morita, T. Ohmi, E. Hasegawa, M. Kawakami, M. Ohwada // J. Appl. Phys. – 1990. – Vol. 68. – P. 1272-1281.
109. Zhu, Y. Optical aspheric lens design and lens mould processing method / Y. Zhu, J. Zhong, G. Qi, K Tang //Asia-Pacific Engineering and Technology Conference (APETC). – 2017. – С. 410-414.
110. Thiess, H. Fabrication of X-ray mirrors for synchrotron applications / H. Thiess, H. Lasser, F.Siewert // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A. – 2010. – Vol. 616. – P. 157–161.
111. Khatri, N. Single point diamond turning of silicon for flat x-rays mirrors / N. Khatri, R. Sharma, V. Mishra, H. Garg, V. Karar // Adv. Mater. Proc. – 2017. –

- Vol. 2. –No. 7. – P. 425-427.
112. Abdulkadir, L.N. Ultra-precision diamond turning of optical silicon—a review / L.N. Abdulkadir, K. Abou-El-Hossein, A.I. Jumare, P.B. Odedeyi, M.M. Liman, T.A. Olaniyan // *Int. J. Adv. Manuf. Technol.* – 2018. – Vol. 96. – P. 173–208.
113. Arnold, T. Ultra-precision surface finishing by ion beam and plasma jet techniques—status and outlook / T. Arnold, G. Bohm, R. Fechner, J. Meister, A. Nickel, F. Frost, T. Hansel, A. Schindler // *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A.* – 2010. – Vol. 616. – P. 147-156.
114. Fluit, J.M. Angular-Dependent Sputtering of Copper Single Crystals / J.M. Fluit, P.K. Rol, J. Kistemaker // *J. Appl. Phys.* – 1963. – Vol. 34. – P. 690-691.
115. Szymczak, W. Angular distributions of gold sputtered from a (111) crystal: Dependence of spot shapes and of spot and background yields on the primary ion mass and energy and on the target temperature / W. Szymczak, K. Wittmaack // *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B.* – 1993. – Vol. 82. – P. 220-233.
116. Shulga, V.I. Computer simulation of single-crystal and polycrystal sputtering I / V.I. Shulga // *Radiat. Eff. Defects Solids.* – 1983. – Vol. 70. – No. 1-4. – P. 65-83.
117. de Rooij-Lohmann, V.I.T.A. Roughness evolution of Si surfaces upon Ar ion erosion / V.I.T.A. de Rooij-Lohmann, I.V. Kozhevnikov, L. Peverini, E Ziegler, R. Cuerno, F. Bijkerk, A.E. Yakshin // *Appl. Surf. Sci.* – 2010. – Vol. 256. – P. 5011–5014.
118. Ziegler, E. Evolution of surface roughness in silicon X-ray mirrors exposed to a low-energy ion beam / E. Ziegler, L. Peverini, N. Vaxelaire, A. Cordon-Rodriguez, A. Rommeveaux, I.V. Kozhevnikov, J. Susini // *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A.* – 2010. – Vol. 616. – P. 188–192.
119. E. Ziegler, L. Peverini, N. Vaxelaire et al., “Evolution of surface roughness in silicon X-ray mirrors exposed to a low-energy ion beam,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 616 (2010) 188–192.
doi:10.1016/j.nima.2009.12.062.
120. Барышева, М.М. Развитие шероховатости сверхгладких поверхностей при ионно-пучковом травлении / М. М. Барышева, Ю. А. Вайнер, Б. А. Грибков, М. В. Зорина, А. Е. Пестов, Н. Н. Салащенко, Р. А. Храмов, Н. И. Чхало // *Известия РАН. Сер. физ.* – 2012. – т.76. – № 2. – С.190-195.

121. Yamauchi, K. Figuring with subnanometer-level accuracy by numerically controlled elastic emission machining / K. Yamauchi, H. Mimura, K. Inagaki, Y. Mori // *Rev. Sci. Instrum.* – 2002. – Vol. 73. – No. 11. – P. 4028-4033.
122. <https://www.j-tec.co.jp/english/optical/>
123. Pahlovy, S.A. Roughening and smoothing behavior of single crystal Si by low energy Ar⁺ ion bombardment / S.A. Pahlovy, S.F. Mahmud, K. Yanagimoto, N. Aikawa, I. Miyamoto // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B.* – 2012. – Vol. 272. – P. 206–209.
124. Weber, W. Diffuse scattering of hard x-rays from rough surfaces / W. Weber, B. Lengeler // *Physical Review B.* - 1992. - V. 46. - P. 7953-7956.
125. Holy, V. Nonspecular x-ray reflection from rough multilayers / V. Holy, T. Baumbach // *Physical Review B*, 1994. - Vol. 49. P. 10668-10676.
126. Kozhevnikov, I.V. X-ray study of the roughness of surfaces and interfaces / I.V. Kozhevnikov, V.E. Asadchikov, I.N. Bukreeva, A. Duparré, Yu.S. Krivonosov, C. Morawe, V.I. Ostashev, M.V. Pyatakhin, E. Ziegler // *Proc. SPIE.* - 2000. - Vol. 4099. - P. 267-278.
127. Duparré, A. Roughness analysis of optical films and substrates by atomic force microscopy / C. Ruppe, A. Duparré // *Thin Solid Films.* – 1996. – Vol. 288. –P. 8-13.
128. Kozhevnikov, I. V. Application of X-ray scattering technique to the study of supersmooth surfaces / V. E. Asadchikov, I. V. Kozhevnikov, Yu. S. Krivonosov, R. Mercier, T. H. Metzger, C. Morawe, E. Ziegler // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A.* – 2004. – Vol. 530. – P. 575–595.
129. Barysheva, M. M. Particulars of Studying the Roughness of Substrates for Multilayer X-Ray Optics Using Small-Angle X-Ray Reflectometry, Atomic-Force, and Interference Microscopy / M. M. Barysheva, Yu. A. Vainer, B. A. Gribkov, M. V. Zorina, A. E. Pestov, D. N. Rogachev, N. N. Salashchenko, N. I. Chkhalo // *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics.* – 2011. – Vol. 75. – No. 1. – P. 67-72.
130. Chkhalo, N. I. Note: A stand on the basis of atomic force microscope to study substrates for imaging optics / N.I. Chkhalo, N.N. Salashchenko, M.V. Zorina // *Rev. Sci. Instrum.* – 2015. – T. 86. – C. 016102.

131. Виноградов, А.В. Зеркальная рентгеновская оптика / А. В. Виноградов // Ленинград. Машиностроение. – 1989. – с. 34.
132. Zhonghua Yan. Optical characterization and laser damage of fused silica optics after ion beam sputtering / Yan, Zhonghua; Liao, Wei; Zhang, Yunfei; Xiang, Xia; Yuan, Xiaodong; Wang, Yajun; Ji, Fang; Zheng, Wanguo; Li, Li; Zu, Xiaotao // Optik - International Journal for Light and Electron Optics – 2014. - 125(2). – P. 756–760.
133. <http://www.photonics.com/EDU/Handbook.aspx?AID=25113>
134. Сизенев, В. С. Оптические свойства полированного бериллия в условиях воздействия факторов космического пространства / В.С. Сизенев, И.Л. Струля, А.В. Григорьевский, В.М. Просвириков, В.Я. Менделеев, С.Н. Сковородько // Вопросы атомной науки и техники. – 2010. – №1. – С. 21-27.
135. Pestov, A. E. Manufacturing of XEUV mirrors with a sub-nanometer surface shape accuracy / N. I. Chkhalo, E. B. Kluev, A. E. Pestov, V. N. Polkovnikov, D. G. Raskin, N. N. Salashchenko, L. A. Suslov, M. N. Toropov // Nucl. Instrum. Methods A. – 2009. – Vol. 603. – P. 62-65.
136. Ziegler, J.F. SRIM-The Stopping and Range of Ions in Solids / J.F. Ziegler, J.P. Biersack, U. Littmark // Pergamon. – 1985.
137. http://www.telstv.ru/?page=en_silicon_wafers
138. Kittel, C. Introduction to Solid State Physics, 5th ed./ C. Kittel // John Wiley and Sons: New York. – 1976. – P. 700.
139. Weber, S. JSV1. 07–a Java structure viewer / S. Weber // J. Appl. Cryst. – 1999. – Vol. 32. – P. 1027-1028.
140. Liao, W. Mathematical modeling and application of removal functions during deterministic ion beam figuring of optical surfaces. Part 1: Mathematical modeling / W. Liao, Y. Dai, X. Xie, L. Zhou // Appl. Opt. – 2014. – Vol. 53. – No. 19. – P. 4266–4274.
141. Dai, Y. Mathematical modeling and application of removal functions during deterministic ion beam figuring of optical surfaces. Part 2: application / W. Liao, Y. Dai, X. Xie, L. Zhou // Appl. Opt. – 2014. – Vol. 53. – P. 4275–4281.
142. Karger, A. M. Figuring miniature aspherics-ion polishing / A. M. Karger // Appl. Opt. – 1973. – Vol. 12. – P. 451-454.

143. Mutter, L. Ion implanted optical waveguides in nonlinear optical organic crystal / L. Mutter, A. Guarino, M. Jazbinšek, M. Zgonik, Peter Günter, M. Döbeli // *Opt. Express.* – 2007. – Vol. 15. – No. 2. – P. 629-638.
144. Ramana Murty, M. V. X-Ray Scattering Study of the Surface Morphology of Au(111) during Ar⁺ Ion Irradiation / M.V. Ramana Murty, T. Curcic, A. Judy, B. H. Cooper, A. R. Woll, J. D. Brock, S. Kycia, R. L. Headrick // *Phys. Rev. Lett.* – 1998. – Vol. 80. – P. 4713.
145. Berning, P.H. Theory and calculations of optical thin films / P.H. Berning // *Physics of thin films.* – 1963. – Vol. 1. – P. 69-121.
146. Ryssel, H. Ionenimplantation / H. Ryssel, I. Ruge // *Ionenimplantation, Vieweg+Teubner Verlag Stuttgart.* – 1983. – p. 366.
147. Elson, J. M. Relationship of the total integrated scattering from multilayer-coated optics to angle of incidence, polarization, correlation length, and roughness cross-correlation properties / J. M. Elson, J. P. Rahn, J. M. Bennett // *Appl. Opt.* – 1983. – Vol. 22. – P. 3207-3219.
148. Stepanov, A.L. Depth distribution of Cu, Ag and Au ions implanted at low energy into insulators / A.L. Stepanov, V.A. Zhikharev, D.E. Hole, P.D. Townsend, I.B. Khaibullin // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B.* – 2000. – Vol. 166-167. – P. 26-30.
149. Townsend, P. D. Optical Effects of Ion Implantation / P. D. Townsend, P.J. Chandler and L. Zhang // *Cambridge University Press.* – 1994. – P. 558.
150. Khanbabaee, B. Depth profile investigation of the incorporated iron atoms during Kr⁺ ion beam sputtering on Si (001) / B. Khanbabaee, B. Arezki, A. Biermanns, M. Cornejo, D. Hirsch, D. Lützenkirchen-Hecht, F. Frost, U. Pietsch // *Thin Solid Films.* – 2013. – Vol. 527. – P. 349–353.
151. Vink R. L. C. Raman spectra and structure of amorphous Si / R. L. C. Vink, G. T. Barkema, W. F. van der Weg // *Phys. Rev. B.* – 2001. – Vol. 63. – P. 115210–115215.
152. Kumar, N. Quantum confinement effect in nanoscale Mo/Si multilayer structure / N. Kumar, A. T. Kozakov, A. V. Nezhdanov, R. M. Smertin, V. N. Polkovnikov, N. I. Chkhalo, A. I. Mashin, A. N. Nikolskii, A. A. Scrjabin, S. Y. Zuev // *J. Phys. Chem. C.* – 2020. – Vol. 124. – P. 17795–17805.

153. Smith, J.E. Raman spectra of amorphous Si and related tetrahedrally bonded semiconductors / J. E. Smith, Jr., M. H. Brodsky, B. L. Crowder, M. I. Nathan, A. Pinczuk // *Phys. Rev. Lett.* – 1971. – Vol. 26. – P. 642–646.
154. Volodin, V.A. Improved model of optical phonon confinement in silicon nanocrystals / V. A. Volodin, V. A. Sachkov // *J. Exp. Theor. Phys.* – 2013. – Vol. 116. – P. 87–94.
155. Aspnes, D.E. Dielectric functions and optical parameters of Si, Ge, GaP, GaAs, GaSb, InP, InAs, and InSb from 1.5 to 6.0 eV / D. E. Aspnes, A. A. Studna // *Phys. Rev. B.* – 1983. – Vol. 27. – P. 985–1009.
156. Song Chao. Effects of doping concentration on the microstructural and optoelectrical properties of boron doped amorphous and nanocrystalline silicon films / Chao Song, Xiang Wang, Rui Huang, Jie Song, Yanqing Guo // *Mater. Chem. Phys.* – 2013. – 142. – P. 292–296.
157. Efremov M.D. Nanocrystalline silicon films formed under the impact of pulsed excimer laser radiation on polyimide substrates / M.D. Efremov, V.A. Volodin, L.I. Fedina, A.A. Gutakovskiy, D.V. Marin, S.A. Kochubece, A.A. Popov, Yu. A. Minakov, V.N. Ulasyuk // *Tech. Phys. Lett.* – 2003. – 29. P - 569–571.
158. Svechnikov M. Multifitting: software for the reflectometric reconstruction of multilayer nanofilms / M. Svechnikov // *J. Appl. Cryst.* – 2020. – 53. - 244-252.
159. Malyshev, I. V. Problems in the application of a null lens for precise measurements of aspheric mirrors / N. I. Chkhalo, I. V. Malyshev, A. E. Pestov, V. N. Polkovnikov, N. N. Salashchenko, M. N. Toropov, A. A. Soloviev // *Appl. Opt.* – 2016. – Vol. 55. – No. 3. – P. 619–625.
160. Chkhalo, N.I. A source of a reference spherical wave based on a single mode optical fiber with a narrowed exit aperture / N. I. Chkhalo, A. Yu. Klimov, V. V. Rogov, N. N. Salashchenko, M. N. Toropov // *Rev. Sci. Instrum.* – 2008. – Vol. 79. – No. 3. – P. 033107.
161. Goray, L. Nonlinear continuum growth model of multiscale reliefs as applied to rigorous analysis of multilayer short-wave scattering intensity. I. Gratings / L. Goray, M. Lubov // *J. Appl. Crystallogr.* – 2013. – Vol. 46. – P. 926-932.
162. Tango, W.J. The circle polynomials of Zernike and their application in optics / W. J. Tango // *Appl. Phys.* – 1977. – Vol. 13. – P. 327-332.

163. <http://www.platar.ru/P6R.html>
164. Allen, L.N. Demonstration of an ion figuring process / L.N. Allen, H.W. Romig // Proc. SPIE. – 1990. – Vol. 1333. – P. 22–33.
165. Weiser, M. Ion beam figuring for lithography optics / M. Weiser // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. – 2009. – Vol. 267. – P. 1390–1393.
166. Svechnikov M. V. Resolving capacity of the circular Zernike polynomials / M. V. Svechnikov, N. I. Chkhalo, M. N. Toropov, N. N. Salashchenko // Opt. Express. – 2015. - 23. – P. 14677.
167. Yang, B. Edge effect correction using ion beam figuring / B. Yang, X. Xie, F. Li, L. Zhou // Appl. Opt. – 2017. – Vol. 56. – No. 32. – P. 8950-8958.
168. Ghigo, M. Correction of high spatial frequency errors on optical surfaces by means of Ion Beam Figuring / M. Ghigo, R. Canestrari, D. Spiga, A. Novi // Proc. SPIE. – 2007. – Vol. 6671. – P. 667114.
169. Чернышев, А.К. Моделирование процесса коррекции локальных ошибок формы поверхности малоразмерным ионным пучком / А.К. Чернышев, И.В. Малышев, А.Е. Пестов, Н.И. Чхало // ЖТФ – 2019. – Т. 89. – № 11. – С. 1650–1655.
170. Malyshev, I.V. Deformation-free rim for the primary mirror of telescope having sub-second resolution / I.V. Malyshev, N.I. Chkhalo, M.N. Toropov, N.N. Salashchenko, A.E. Pestov, S.V. Kuzin, V.N. Polkovnikov // Proc. SPIE. – 2017. – Vol. 10235. – P. 52-58.
171. Astakhov, D. Numerical study of extreme-ultra-violet generated plasmas in hydrogen / PhD dissertation. University of Twente. The Netherlands. — 2016.
172. Malyshev, I.V. A method of z-tomography using high-aperture soft X-ray microscopy / I.V. Malyshev, N.I. Chkhalo // Ultramicroscopy. – 2019. – Vol. 202. – P. 76-86.
173. Lindhart, J. Range concepts and heavy ion ranges. (Notes on atomic collisions, II.) / J. Lindhart, M. Scharff, H. Schiott // Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. – 1963. – Vol. 33. – No. 14. – P. 1-42.
174. Firsov, O.B. A qualitative interpretation of the mean electron excitation energy in atomic collisions / O.B. Firsov // J. Exptl. Theoret. Phys. – 1959. – Vol. 36. – P. 1517-1523.

175. Vainer, Yu.A. Evolution of the Roughness of Amorphous Quartz Surfaces and Cr/Sc Multilayer Structures upon Exposure to Ion-Beam Etching / Yu. A. Vainer, M. V. Zorina, A. E. Pestov, N. N. Salashchenko, N. I. Chkhalo, and R. A. Khramkov // *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics.* – 2011. – Vol.75. – No.1. – p. 61–63.
176. Wei, Q. Angular dependence of sputtering yield of amorphous and polycrystalline materials / Q. Wei, Kun-Dar Li, Jie Lian, Lumin Wang. J. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2008. – Vol. 41. – P. 172002.
177. Karlušić, M. Nanopatterning surfaces by grazing incidence swift heavy ion irradiation / M. Mičetić, M. Kresić, M. Jakšić, B. Šantić, I. Bogdanović-Radović, S. Bernstorff, H. Lebius, B. Ban-d'Etat, K. Žužek Rožman, J. H. O'Connell, U. Hagemann, M. Schleberger. // *Appl. Surf. Sci.* – 2021. – Vol. 541. – P. 148467.

Список публикаций автора

- A1. Mikhailenko M.S. Ion-beam polishing of fused silica substrates for imaging soft x-ray and extreme ultraviolet optics / M.S. Mikhailenko, N. I. Chkhalo, S. A. Churin, M. A. E. Pestov, V. N. Polkovnikov, N. N. Salashchenko, and M. V. Zorina. // *Applied Optics* Vol. 55, Issue 6, 2016, pp. 1249-1256.
- A2. Mikhailenko M.S. Sputtering of carbon using hydrogen ion beams with energies of 60–800 eV / M.S. Mikhailenko, D.S. Sidorov, N.I. Chkhalo, A.E. Pestov, V.N. Polkovnikov // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms.* – 2016. - Volume 387. - Pages 73-76.
- A3. Mikhailenko M.S. The diffraction efficiency of echelle gratings increased by ion-beam polishing of groove surfaces / M.S. Mikhailenko, M.V. Zorina, S. Yu. Zuev, A.E. Pestov, V.N. Polkovnikov, N.N. Salashchenko, N.I. Chkhalo // *Technical Physics Letters.* – 2016. – Vol. 42. – P. 844–847.
- A4. Mikhailenko M.S. High-performance facility and techniques for high-precision machining of optical components by ion beams / M.S. Mikhailenko, N.I. Chkhalo, I.A. Kaskov, I.V. Malyshev, A.E. Pestov, V.N. Polkovnikov, N.N. Salashchenko, M.N. Toropov, I.G. Zabrodin // *Precision Engineering.* Volume 48, April 2017, Pages 338-346.
- A5. Mikhailenko M.S. Effect of ion beam etching on the surface roughness of bare and silicon covered beryllium films / M.S. Mikhailenko, N.I. Chkhalo, A.V. Mil'kov, A.E. Pestov, V.N. Polkovnikov, N.N. Salashchenko, I.L. Strulya, M.V. Zorina, S. Yu. Zuev. // *Surface and Coatings Technology.* Volume 311, 15 February 2017, Pages 351-356.
- A6. Mikhailenko M.S. X-ray scattering by the fused silica surface etched by low-energy Ar ions / M.S. Mikhailenko, M.M. Barysheva, N.I. Chkhalo, M.N. Drozdov, A.E. Pestov, N.N. Salashchenko, Y.A. Vainer, P.A. Yunin, M.V. Zorina. // *Journal of X-Ray Science and Technology.* – 2019. - vol. 27. - no. 5. - P. 857-870.
- A7. Mikhailenko M.S. Effect of ion beam etching on the surface roughness of bare and silicon covered beryllium / M.S. Mikhailenko, N.I. Chkhalo, A.V. Mil'kov, A.E. Pestov, V.N. Polkovnikov, N.N. Salashchenko, I.L. Strulya, M.V. Zorina, S. Yu. Zuev // *Proc. SPIE.* – 2019. - Volume 10235. – P. 102350M.
- Event: SPIE Optics + Optoelectronics, 2017, Prague, Czech Republic
- A8. Mikhailenko M.S. The effect of bombardment with neutralized neon ions on the roughness of a fused silica and beryllium surface / M.S. Mikhailenko, M.V. Zorina, D.E.

- Pariev, A.E. Pestov, N.N. Salashchenko, I.L. Strulya, S.A. Churin, N.I. Chkhalo // Journal of Surface Investigation: X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques. – 2017. - Vol. 11. – P. 485–489.
- A9. Mikhailenko M.S. Ultrasmooth beryllium substrates for solar astronomy in extreme ultraviolet wavelengths / M.S. Mikhailenko, N.I. Chkhalo, A.E. Pestov, V.N. Polkovnikov, M.V. Zorina, S.Yu. Zuev, D.S. Kazakov, A.V. Milkov, I.L. Strulya, V.A. Filichkina, A.S. Kozlov // Applied Optics. – 2019. - Vol. 58. - No. 13.
- A10. Mikhailenko M.S. Modification and Polishing of the Holographic Diffraction Grating Grooves by a Neutralized Ar Ion Beam / M.S. Mikhailenko, S. A. Garakhin, M. V. Zorina, S. Yu. Zuev, A. E. Pestov, R. S. Pleshkov, V. N. Polkovnikov, N. N. Salashchenko, N. I. Chkhalo // Technical Physics. – 2020. - Vol. 65. - No. 11. - P. 1780–1785.
- A11. Mikhailenko M.S. Ion-Beam Methods for High-Precision Processing of Optical Surfaces / M.S. Mikhailenko, I. G. Zabrodin, M. V. Zorina, I. A. Kas'kov, I. V. Malyshev, A. E. Pestov, N. N. Salashchenko, A. K. Chernyshev, N. I. Chkhalo. // Technical Physics. – 2020. - Vol. 65. - No. 11. - P. 1837–1845.
- A12. Mikhailenko M.S. Matrix based algorithm for ion-beam figuring of optical elements / M.S. Mikhailenko, A. Chernyshev, N. Chkhalo, I. Malyshev, A. Pestov, R. Pleshkov, R. Smertin, M. Svechnikov, M. Toropov // Precision Engineering. – 2021. - Vol. 69. - P. 29–35.
- A13. Mikhailenko M.S. Miniature Ion Source KLAN-10M with a Plasma Neutralizer / M.S. Mikhailenko, A.E. Pestov, N.I. Chkhalo, L.A. Goncharov // Journal of Surface Investigation: X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques. – 2019. - V.13. – P. 182–187.
- A14. Mikhailenko M.S. Miniature source of accelerated ions with focusing ion-optical system / M.S. Mikhailenko, A. Pestov, N. Chkhalo, L. Goncharov, A. Chernyshev, I. Zabrodin, I. Kaskov, P. Krainov, D. Astakhov, V. Medvedev // Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A. – 2021. – Vol. – 1010. – P. 165554.
- A15. Торопов М.Н. Линзовый корректор волнового фронта для изучения плоских поверхностей / М.Н. Торопов, А.А. Ахсаханян, И.В. Малышев, М.С. Михайленко, А.Е. Пестов, Н.Н. Салашченко, А.К. Чернышев, Н.И. Чхало // Журнал технической физики – 2021. - Том 91. - Вып. 10. - С. 1583-1587.
- A16. Mikhailenko M.S. Influence of ion-beam etching by Ar ions with an energy of 200-

- 1000 eV on the roughness and sputtering yield of a single-crystal silicon surface/ M.S. Mikhailenko, A.E. Pestov, N.I. Chkhalo, M.V. Zorina, A.K. Chernyshev, N.N. Salashchenko, I.I. Kuznetsov // *Applied Optics*. – 2022. V. – 61. – P. 10.
- A17. Михайленко М.С. Изучение влияния энергии ионов аргона на шероховатость поверхности основных срезов монокристаллического кремния / М.С. Михайленко, А.Е. Пестов, А.К. Чернышев, М.В. Зорина, Н.И. Чхало, Н.Н. Салашченко // *Журнал технической физики*. – 2022 - Том 92. - Вып. 8.
- A18. Пестов А.Е. Модель физического распыления аморфных материалов / А.Е. Пестов, М.С. Михайленко, А.К. Чернышев, М.В. Зорина, Н.И. Чхало // *Журнал технической физики*. – 2022. - Том 92. - Вып. 8.
- A19. Kumar N. Raman scattering studies of low energy Ar⁺ ion implanted monocrystalline silicon for synchrotron applications / N. Kumar, V.A. Volodin, S.V. Goryainov, A.K. Chernyshev, A.T. Kozakov, A.A. Scrjabin, N.I. Chkhalo, M.S. Mikhailenko, A.E. Pestov, M.V. Zorina // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*. – 2023. – Vol. 534. – P. 97–102.
- A20. Malyshev I.V. High-aperture EUV microscope using multilayer mirrors and a 3D reconstruction algorithm based on z-tomography / I.V. Malyshev, D.G. Reunov, N.I. Chkhalo, M.N. Toropov, A. E. Pestov, V.N. Polkovnikov, N.N. Tsybin, A.YA. Lopatin, A.K. Chernyshev, M.S. Mikhailenko, R.M. Smertin, R.S. Pleshkov AND O.M. Shirokova // *Optics Express*. – 2022. Vol. 30. - No. 26. – P. 47567.
- A21. Зорина, М.В. Алмаз-карбид-кремниевый композит “скелетон” как перспективный материал для подложек рентгенооптических элементов / М.В. Зорина, М.С. Михайленко, А.Е. Пестов, М.Н. Торопов, А.К. Чернышев, Н.И. Чхало, С. К. Гордеев, В.В. Виткин // *Журнал технической физики*. – 2022. – т.92. – вып.8. – с.1238-1242.
- A22. Chernyshev A. Axisymmetric surface shape correction of optical elements by a wide-aperture ion beam / Aleksei Chernyshev, Nikolay Chkhalo, Ilya Malyshev, Mikhail Mikhailenko, Alexey Pestov, Nikolay Salashchenko, and Mikhail Toropov // *Applied Optics*. – 2022. - Vol. 61. - No. 33.
- A23. Михайленко М.С. Изучение влияния энергии ионов неона на шероховатость поверхности основных срезов монокристаллического кремния при ионном травлении / М.С. Михайленко, А.Е. Пестов, А.К. Чернышев, М.В. Зорина, Н.И.

Чхало, Н.Н. Салащенко // Журнал технической физики. – 2023. - Том 93. - Вып. 7. А24. Чхало Н.И. Внеосевой асферический коллектор для экстремальной ультрафиолетовой литографии и мягкой рентгеновской микроскопии / Н.И.Чхало, И.В. Малышев, М.С. Михайленко, А.Е. Пестов, М.Н. Торопов, А.К. Чернышев // Журнал технической физики. – 2023. - Том 93. - Вып. 7. - С. 963-967.

A 25. Mikhailenko M.S. Creation of Composite Optical Elements by the Ion-Beam Surface-Activation Method for Laser Applications / M.S. Mikhailenko, I. I. Kuznetsov, I. B. Mukhin, M. R. Volkov, O. V. Palashov, A. E. Pestov, M. V. Zorina, N. I. Chkhalo // Journal of Surface Investigation: X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques. – 2020. - Vol. 14. - No. 5. - P. 1016–1021.

Тезисы и материалы конференций

Т1. Михайленко М.С. Эволюция микрошероховатости поверхности плавленого кварца при травлении высокоэнергетичными ионными пучками // Материалы симпозиума «Нанопластика и нанопластика», г. Нижний Новгород, 2015 г., т.1, с. 351.

Т2. Кочетков А.А. Расчет коэффициента конверсии энергии электронов в энергию фотонов линии Ве ($\lambda=11,2$ нм) для рентгеновской трубки с прострельной мишенью / А.А. Кочетков, Н.И. Чхало, А.Е. Пестов, М.Н. Торопов, М.С. Михайленко //

ТРУДЫ XXI НАУЧНОЙ КОНФЕРЕНЦИИ ПО РАДИОФИЗИКЕ

Т3. Вайнер Ю.А. Шероховатость и рентгенооптические характеристики бериллиевых зеркал / Ю.А. Вайнер, М.В. Зорина, А.В. Мильков, М.С. Михайленко, А.Е. Пестов, И.Л. Струля, Н.И. Чхало // Материалы симпозиума «Нанопластика и нанопластика», г. Нижний Новгород, 2016 г., т.1, с. 359.

Т4. Вайнер Ю.А. Ионная полировка поверхности оптических элементов из плавленого кварца и бериллия / Ю.А. Вайнер, М.В. Зорина, М. С. Михайленко, А.Е. Пестов, И.Л. Струля, С.А. Чурин, Н.И. Чхало, Н.Н. Салащенко // Материалы симпозиума «Нанопластика и нанопластика», г. Нижний Новгород, 2016 г., т.1, с. 361.

Т5. Зорина М.В. Повышение эффективности дифракционных решеток за счет полировки поверхности штриха ионно-пучковым травлением / М.В. Зорина, С.Ю. Зуев, М.С. Михайленко, А.Е. Пестов, Н.И. Чхало, Н.Н. Салащенко // Материалы симпозиума «Нанопластика и нанопластика», г. Нижний Новгород, 2016 г., т.1, с.

375.

Т6. Сидоров Д.С. Очистка многослойных Mo/Si-зеркал пучками ионов водорода / Д.С. Сидоров, М.Н. Торопов, М.С. Михайленко, М.В. Зорина, Д.Е. Парьев // Материалы симпозиума «Нанofизика и нанoeлектроника», г. Нижний Новгород, 2016 г., т.1, с. 413.

Т7. Вайнер Ю.А. Влияние ионно-пучкового травления на шероховатость и оптические свойства KDP кристалла / Ю.А. Вайнер, М.В. Зорина, В.В. Ложкарев, О.А. Мальшакова, М.С. Михайленко, А.Е. Пестов, Н.И. Чхало, Н.Н. Салащенко // Материалы симпозиума «Нанofизика и нанoeлектроника», г. Нижний Новгород, 2017 г., т.1, с. 367.

Т8. Михайленко М.С. Миниатюрный источник ускоренных ионов с плазменным нейтрализатором / М.С. Михайленко, А.Е. Пестов, Н.И. Чхало // Материалы симпозиума «Нанofизика и нанoeлектроника», г. Нижний Новгород, 2017 г., т.1, с. 414.

Т9. Зорина М.В., Зуев С.Ю., Мильков А.В., Михайленко М.С., Пестов А.Е., Парьев Д.Е., Плешков Р.С., Струля И.Л., Чхало Н.И. Возможность применения массивного бериллия в качестве материала подложек для космической астрономии ЭУФ диапазона длин волн // Материалы симпозиума «Нанofизика и нанoeлектроника», г. Нижний Новгород, 2018 г., т.1, с. 436.

Т10. Михайленко М.С., Пестов А.Е., Чхало Н.И. Малоразмерный источник ускоренных ионов с фокусирующей ионно-оптической системой // Материалы симпозиума «Нанofизика и нанoeлектроника», г. Нижний Новгород, 2018 г., т.1, с. 460.

Т11. Чернышев А.К., Пестов А.Е., Михайленко М.С., Чхало Н.И. Определение коэффициентов распыления кристаллических и аморфных оптических материалов // Материалы симпозиума «Нанofизика и нанoeлектроника», г. Нижний Новгород, 2018 г., т.1, с. 488.

Т12. Гарахин С.А., Лопатин А.Я., Михайленко М.С., Пестов А.Е., Плешков Р.С., Чхало Н.И., Салащенко Н.Н., Демин Г.Д., Дюжев Н.А., Махиборода М.А. Эффективность генерации характеристического излучения Be-содержащих мишеней // Материалы симпозиума «Нанofизика и нанoeлектроника», г. Нижний Новгород, 2019 г., т.1, с. 445.

- Т13.** Зорина М.В., Михайленко М.С., Пестов А.Е., Чхало Н.И. Моделирование процесса ионного травления с учетом эволюции микрошероховатости для одномерной поверхности аморфной однокомпонентной мишени // Материалы симпозиума «Нанофизика и нанoeлектроника», г. Нижний Новгород, 2019 г., т.1, с. 369.
- Т14.** Зорина М.В., Михайленко М.С., Пестов А.Е., Чхало Н.И. Шероховатость оптических материалов после ионного травления // Материалы симпозиума «Нанофизика и нанoeлектроника», г. Нижний Новгород, 2019 г., т.1, с. 471.
- Т15.** Михайленко М.С., Пестов А.Е., Чхало Н.И., Нечай А.Н., Гончаров Л.А. Испытания малоразмерного фокусирующего источника ускоренных ионов КЛАН-10М // Материалы симпозиума «Нанофизика и нанoeлектроника», г. Нижний Новгород, 2019 г., т.1, с. 501.
- Т16.** М.С. Михайленко, И.Г. Забродин, М.В. Зорина, И.А. Каськов, И.И. Кузнецов, А.Е. Пестов, Н.Н. Салащенко, А.К. Чернышев, Н.И. Чхало. Возможности и перспективы метода прецизионной ионно-обработки оптических поверхностей // Материалы симпозиума «Нанофизика и нанoeлектроника», г. Нижний Новгород, 2020 г., т.2, с. 865
- Т17.** М.С. Михайленко, М.В. Зорина, И.И. Кузнецов, А.Е. Пестов, Н.И. Чхало. Применение ионно-пучковой активации поверхности для создания композитных активных элементов из разнородных материалов для создания лазеров с высокой средней и пиковой мощностью // Материалы симпозиума «Нанофизика и нанoeлектроника», г. Нижний Новгород, 2020 г., т.2, с. 869.
- Т18.** М.С. Михайленко, М.В. Зорина, А.Е. Пестов, А.Н. Нечай, А.К. Чернышев, Н.И. Чхало. Проект установки для прецизионного формообразования оптических элементов методом реактивно-лучевого травления // Материалы симпозиума «Нанофизика и нанoeлектроника», г. Нижний Новгород, 2020 г., т.2, с. 871
- Т19.** М.С. Михайленко, Л.А. Гончаров, А.Е. Пестов, А.К. Чернышев, Н.И. Чхало, И.Г. Забродин, И.А. Каськов. Источник с высокой плотностью тока ионов для задач глубокой коррекции формы рентгенооптических элементов // Материалы симпозиума «Нанофизика и нанoeлектроника», г. Нижний Новгород, 2020 г., т.2, с. 891
- Т20.** М.С. Михайленко, А.К. Чернышев, И.В. Малышев, А.Е. Пестов, Н.И. Чхало.

- Применение итерационного алгоритма для коррекции локальных ошибок формы поверхности // Материалы симпозиума «Нанопфизика и нанопэлектроника», г. Нижний Новгород, 2020 г., т.2, с. 922
- T21.** М.С. Михайленко, М.В. Зорина, Д.Е. Парьев, А.Е. Пестов, Н.Н. Салащенко, М.Н. Торопов, С.А. Чурип, Н.И. Чхало. Методы формирования и контроля поверхностей подложек для изображающей оптики МР- и ЭУФ-диапазона длин волн // Материалы симпозиума «Нанопфизика и нанопэлектроника», г. Нижний Новгород, 2015 г., т.1, с. 355.
- T22.** М.С. Михайленко, Ю.А. Вайнер, М.В. Зорина, Н. Кумар, А.Е. Пестов, М.В. Свечников, А.К. Чернышев, Н.И. Чхало. Изучение ионного распыления монокристаллического кремния с целью формирования подложек многослойных рентгеновских зеркал // Материалы симпозиума «Нанопфизика и нанопэлектроника», г. Нижний Новгород, 2021 г., т.1. стр. 373-374
- T23.** М.С. Михайленко, Ю.А. Вайнер, М.В. Зорина, А.Е. Пестов, А.К. Чернышев, Н.И. Чхало, П.А. Юнин, С.В. Кузин, А.А. Рева. Прецизионный плоский элемент монохроматора из монокристаллического кремния [011] // Материалы симпозиума «Нанопфизика и нанопэлектроника», г. Нижний Новгород, 2021 г., т.1. стр. 375-376.
- T24.** М.С. Михайленко, М.В. Зорина, И.И. Кузнецов, О.В. Палашов, А.Е. Пестов, А.К. Чернышев, Н.И. Чхало. Ионно-пучковая обработка поверхности составляющих композитных элементов из разнородных материалов для лазеров с высокой средней и пиковой мощностью // Материалы симпозиума «Нанопфизика и нанопэлектроника», г. Нижний Новгород, 2021 г., т.1. стр. 403-404.
- T25.** М.С. Михайленко, И.В. Малышев, Д.Г. Реунов, Н.И. Чхало, А.Е. Пестов, М.Н. Торопов, Е.С. Антюшин, Д.С. Дмитриев, В.Н. Полковников, И.Г. Забродин, И.А. Каськов, А.Н. Нечай, А.А. Перекалов, Р.С. Плешков, Н.Н. Салащенко. Высокоапертурный зеркальный рентгеновский микроскоп на длину волны 13.88 нм // Материалы симпозиума «Нанопфизика и нанопэлектроника», г. Нижний Новгород, 2021 г., т.1. стр. 421-422.
- T26.** М.С. Михайленко, А.Е. Пестов, А.К. Чернышев, Н.И. Чхало. Модернизация установки коррекции локальных ошибок формы поверхностей оптических элементов // Материалы симпозиума «Нанопфизика и нанопэлектроника», г.

Нижний Новгород, 2021 г., т.1. стр. 425-426.

T27. М.С. Михайленко, А.Е. Пестов, А.К. Чернышев, Н.И. Чхало. Расчет масок для проведения асферизации поверхности ионным пучком с большой апертурой //

Материалы симпозиума «Нанofизика и нанoeлектроника», г. Нижний Новгород, 2021 г., т.1. стр. 427-428.

T28. М.С. Михайленко, А.К. Чернышев, А.Е. Пестов, Н.И. Чхало, М.Н. Торопов, И.В. Малышев, А.А. Ахсахалян, В.Н. Полковников, Н.С. Куликов, М.В. Зорина.

Программа для коррекции локальных ошибок формы поверхности малоразмерным ионным пучком на основе матричного алгоритма // Материалы симпозиума «Нанofизика и нанoeлектроника», г. Нижний Новгород, 2021 г., т.1. стр. 464-465.

T29. И.В. Малышев, Д.Г. Реунов, Н.И. Чхало, А.Е. Пестов, М.Н. Торопов, Е.С.

Антюшин, Д.С. Дмитриев, В.Н. Полковников, И.Г. Забродин, И.А. Каськов, М.С.

Михайленко, А.Н. Нечай, А.А. Перекалов, Р.С. Плешков, Н.Н. Салащенко /

Зеркальный ЭУФ-микроскоп на 13.9 нм. Демонстрация разрешения и z-томографии

// Материалы XXVI Международного симпозиума «Нанofизика и нанoeлектроника». Нижний Новгород. – 2022. – Т.1. – С. 562.

T30. А.Е. Пестов, М.С. Михайленко, А.К. Чернышев, М.В. Зорина, Н.И. Чхало /

Установка реактивнолучевого травления // Материалы XXVI Международного

симпозиума «Нанofизика и нанoeлектроника». Нижний Новгород. – 2022. – Т.1. –

С. 576.

T31. А.Е. Пестов, М.С. Михайленко, А.К. Чернышев, М.В. Зорина, Н.И. Чхало,

Н.Н. Салащенко, Н. Кумар / Эволюция шероховатости монокристаллического

кремния при травлении ускоренными ионами Ar // Материалы XXVI

Международного симпозиума «Нанofизика и нанoeлектроника». Нижний

Новгород. – 2022. – Т.1. – С. 578.

T32. М.Н. Торопов, Н.Ф. Ерхова, С.Ю. Зуев, С.В. Кузин, И.П. Лобода, А.Я.

Лопатин, И.В. Малышев, М.С. Михайленко, А.Е. Пестов, Р.С. Плешков, В.Н.

Полковников, Н.Н. Цыбин, А.К. Чернышов, Н.И. Чхало / Изготовление и

характеризация оптических элементов для солнечного телескопа ВУФ диапазона

для наноспутников // Материалы XXVI Международного симпозиума «Нанofизика

и нанoeлектроника». Нижний Новгород. – 2022. – Т.1. – С. 612.

T33. А.К. Чернышев, М.С. Михайленко, М.В. Зорина, А.Е. Пестов, Н.И. Чхало,

- Н.Н. Салащенко / Коэффициент распыления монокристаллического кремния, модели // Материалы XXVI Международного симпозиума «Нанозфизика и нанозлектроника». Нижний Новгород. – 2022. – Т.1. – С. 620.
- Т34.** А.К. Чернышев, А.Е. Пестов, М.С. Михайленко, Н.И. Чхало, М.Н. Торопов, И.В. Малышев / Модернизация программы коррекции локальных ошибок формы малоразмерным ионным пучком “РМС” // Материалы XXVI Международного симпозиума «Нанозфизика и нанозлектроника». Нижний Новгород. – 2022. – Т.1. – С. 622.
- Т35.** А.Е. Пестов, М.С. Михайленко, А.К. Чернышев, М.В. Зорина, Н.И. Чхало / Изучение влияния углов падения и энергии ионов аргона на шероховатость поверхности основных срезов монокристаллического кремния // Труды школы молодых ученых «Современная рентгеновская оптика - 2022». Нижний Новгород, 19-22 сентября 2022 г. – С.41-42.
- Т36.** А.Е. Пестов, М.С. Михайленко, М.В. Зорина, А.К. Чернышев / Изучение ионно-пучковой обработки сапфира // Труды школы молодых ученых «Современная рентгеновская оптика - 2022». Нижний Новгород, 19-22 сентября 2022 г. – С.43-44.
- Т37.** М.С. Михайленко, М.В. Зорина, Д.В. Петрова, А.Е. Пестов / Перспективы применения жидкого стекла для сглаживания поверхности оптических элементов // Труды школы молодых ученых «Современная рентгеновская оптика - 2022». Нижний Новгород, 19-22 сентября 2022 г. – С.51-52.
- Т38.** И.В. Малышев, Д.Г. Реунов, Н.И. Чхало, М.Н. Торопов, А.Е. Пестов, В.Н. Полковников, Н.Н. Цыбин, А.Я. Лопатин, А.К. Чернышев, М.С. Михайленко, Р.М. Смертин, Р.С. Плешков / Высокоапертурный ЭУФ-микроскоп на основе многослойных рентгеновских зеркал с возможностью z-томографии // Труды школы молодых ученых «Современная рентгеновская оптика - 2022». Нижний Новгород, 19-22 сентября 2022 г. – С.56-57.
- Т39.** А.К. Чернышев, А.Е. Пестов, М.С. Михайленко, Н.И. Чхало, М.Н. Торопов, И.В. Малышев, А.А. Ахсаханян, В.Н. Полковников, М.В. Зорина, А.А. Рева / Программа коррекции локальных ошибок формы малоразмерным ионным пучком на основе матричного алгоритма «РМС» // Труды школы молодых ученых «Современная рентгеновская оптика - 2022». Нижний Новгород, 19-22 сентября

2022 г. – С.70-71.

- Т40.** Зорина М. В., Михайленко М. С., Петрова Д. В., Пестов А. Е., Чхало Н. И./ Перспективы применения жидкого стекла для сглаживания поверхности оптических элементов // Материалы XXVII Международного симпозиума «Нанофизика и нанoeлектроника». Нижний Новгород. – 2023. – Т.2. – С. 856.
- Т41.** Михайленко М. С., Пестов А. Е., Зорина М. В., Чернышев А. К., Чхало Н. И., Шевчук И. Э. / Исследование влияния ионно-пучкового травления на шероховатость поверхности монокристаллического сапфира // Материалы XXVII Международного симпозиума «Нанофизика и нанoeлектроника». Нижний Новгород. – 2023. – Т.2. – С. 872.
- Т42.** Михайленко М. С., Пестов А. Е., Чернышев А. К., Зорина М. В., Чхало Н. И., Салащенко Н. Н., Кумар Н., Шевчук И. Э. / Особенности поведения шероховатости основных ориентаций монокристаллического кремния при травлении ускоренными ионами инертных газов // Материалы XXVII Международного симпозиума «Нанофизика и нанoeлектроника». Нижний Новгород. – 2023. – Т.2. – С. 874.
- Т43.** Зорина М. В., Малышев И. В., Михайленко М. С., Пестов А. Е., Салащенко Н. Н., Торопов М. Н., Чернышев А. К., Чхало Н. И. / Развитие ионно-пучковых методов прецизионной обработки оптических поверхностей // Материалы XXVII Международного симпозиума «Нанофизика и нанoeлектроника». Нижний Новгород. – 2023. – Т.2. – С. 884.
- Т44.** Волков П. В., Зорина М. В., Лопатин А. Я., Лукьянов А. Ю., Михайленко М. С., Пестов А. Е., Торопов М. Н., Семиков Д. А., Чернышев А. К., Чхало Н. И., Гордеев С. К., Виткин В. В. / Алмазокарбидокремниевый композит «скелетон» как перспективный материал для подложек рентгенооптических элементов // Материалы XXVII Международного симпозиума «Нанофизика и нанoeлектроника». Нижний Новгород. – 2023. – Т.2. – С. 886.
- Т45.** Петрова Д. В., Зорина М. В., Михайленко М. С., Пестов А. Е., Чхало Н. И. / Изучение свойств и особенностей нанесения различных фоторезистов // Материалы XXVII Международного симпозиума «Нанофизика и нанoeлектроника». Нижний Новгород. – 2023. – Т.2. – С. 890.
- Т46.** Реунов Д. Г., Гусев Н. С., Михайленко М. С., Петрова Д. В., Малышев И. В., Чхало Н. И. / Методика изготовления Si₃N₄-мембран в качестве подложек для

мягкой рентгеновской микроскопии // Материалы XXVII Международного симпозиума «Нанofизика и нанoeлектроника». Нижний Новгород. – 2023. – Т.2. – С. 902.

Т47. Малышев И. В., Михайленко М. С., Пестов А. Е., Торопов М. Н., Чернышев А. К., Чхало Н. И. / Анализ формирования кольцевых структур, возникающих на поверхности оптических элементов в процессе ионно-пучковой обработки // Материалы XXVII Международного симпозиума «Нанofизика и нанoeлектроника». Нижний Новгород. – 2023. – Т.2. – С. 913.

Т48. Михайленко М. С., Пестов А. Е., Чернышев А. К., Чхало Н. И. / Обзор существующих моделей распыления твёрдого тела под действием ионно-пучковой бомбардировки // Материалы XXVII Международного симпозиума «Нанofизика и нанoeлектроника». Нижний Новгород. – 2023. – Т.2. – С. 915.

Т49. Михайленко М. С., Пестов А. Е., Чернышев А. К., Чхало Н. И. / Программа по расчёту коррекции локальных ошибок формы малоразмерным ионным пучком «РМС» // Материалы XXVII Международного симпозиума «Нанofизика и нанoeлектроника». Нижний Новгород. – 2023. – Т.2. – С. 916.

Т50. Артюхов А. И., Малышев И. В., Михайленко М. С., Пестов А. Е., Торопов М. Н., Чернышев А. К., Чхало Н. И. / Развитие метода анализа систематической ошибки, возникающей при интерферометрических измерениях // Материалы XXVII Международного симпозиума «Нанofизика и нанoeлектроника». Нижний Новгород. – 2023. – Т.2. – С. 918.

Т51. М.С. Михайленко, А.Е. Пестов, А.К. Чернышев, М.В. Зорина, А.Н. Орлова, Н.И. Чхало, Н.Н. Салашенко/ Изучение формирующегося нарушенного слоя в монокристаллическом кремнии и его влияние на поведение шероховатости поверхности в процессе ионного травления // Материалы XXVIII Международного симпозиума «Нанofизика и нанoeлектроника». Нижний Новгород. – 2024. – Т.1. – С. 488.

Т52. Е.И. Глушков, И.В. Малышев, М.С. Михайленко, А.Е. Пестов, Н.Н. Салашенко, А.К. Чернышев, Н.И. Чхало, И.Э. Шевчук / Формирование подложек для коллимирующей КБ-системы методами ионно-пучкового травления // Материалы XXVIII Международного симпозиума «Нанofизика и

наноэлектроника». Нижний Новгород. – 2024. – Т.1. – С. 508.

Т53. Михайленко М.С. Полировка поверхности элементов матрицы МЕМС микрозеркал из алюминия с технологическим покрытием из аморфного кремния / М.С. Михайленко, А.Е. Пестов, Н.И. Чхало, Р. М. Смертин // Школа молодых ученых «Современная рентгеновская оптика - 2024». Нижний Новгород. – 2024. – С.76.

Патенты

П1. Михайленко М.С., Малышев И.В., Пестов А.Е., Торопов М.Н., Чернышев А.К., Чхало Н.И.; Федеральное государственное учреждение «Федеральный научно-исследовательский центр «Кристаллография и фотоника» Российской академии наук» (ФНИЦ «Кристаллография и фотоника»); Способ осесимметричной коррекции оптических деталей произвольной формы; Патент №2793080; Заявка № 202215627;

П2. Пестов Алексей Евгеньевич, Малышев Илья Вячеславович, Михайленко Михаил Сергеевич, Торопов Михаил Николаевич, Чернышев Алексей Константинович, Чхало Николай Иванович.; Федеральное государственное учреждение «Федеральный научно-исследовательский центр «Кристаллография и фотоника» Российской академии наук» (ФНИЦ «Кристаллография и фотоника»); Способ формирования на поверхности оптических элементов астигматизма и более высоких порядков полиномов Цернике с коэффициентами $n=m$ ($n>2$). Патент №2810680; Заявка № 2023125378;