

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ МИКРОСТРУКТУР

На правах рукописи

Пестов Алексей Евгеньевич

**Развитие диагностических методов для задач проекционной
литографии 13,5 нм**

Специальность 01.04.01 – Приборы и методы экспериментальной физики

**Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук**

Научные руководители:

Член-корр. РАН доктор физ.-мат. наук

Салащенко Николай Николаевич

Кандидат физ.-мат. наук Чхало Николай Иванович

Нижний Новгород, 2006

Введение.....	4
Глава 1. Светосильный рефлектометр и его применения для исследования коэффициентов отражения / пропускания оптики на длине волны 13,5 нм.....	17
1.1. Оптическая схема и принцип работы прибора	18
1.2. Разборная рентгеновская трубка	21
1.3. Двухзеркальный монохроматор на основе <i>Nb/Si</i> МРЗ	24
1.3.1. Монохроматоры и зеркала для МР и ЭУФ диапазонов.....	24
1.3.2. Светосильный монохроматор для рефлектометра	27
1.4. Детектор рентгеновского излучения	31
1.5. Тестирование прибора	32
1.5.1. Размеры ЭУФ пучка.....	32
1.5.2. Оценка чувствительности прибора	36
1.6. Изучение коэффициентов пропускания абсорбционных фильтров.....	38
1.6.1. Установка для паспортизации ТАФ	39
1.6.2. Экспериментальные результаты.....	41
Глава 2. Детектор ЭУФ излучения и абсолютно калиброванный измеритель ЭУФ мощности для аттестации источников излучения на 13,5 нм	46
2.1. Детектор ЭУФ излучения для работы в режиме счета фотонов	46
2.1.1. Теоретическая часть.....	46
2.1.2. Экспериментальное исследование характеристик КЭУ и МКП.....	49
2.1.2.1. Детекторы на основе Z-сборки МКП.....	53
2.1.2.2. Каналовые электронные умножители	55
2.1.2.3. Детекторы на основе шевронной сборки МКП	57
2.1.2.4. Статистические свойства детекторов.....	59
2.1.2.5. Основные выводы.....	60
2.1.2.6. Детекторная система.....	61
2.2. Абсолютно калиброванный измеритель ЭУФ мощности для аттестации источников излучения на 13,5 нм	65
2.2.1. Рентгенооптическая схема и состав измерителя мощности.....	66
2.2.2. Калибровка абсолютной чувствительности и применение прибора	70
2.2.3. Заключение.....	72
Глава 3. Генерация излучения 13,5 нм с помощью рентгеновской трубки	73
3.1. Общие принципы работы рентгеновской трубки	74
3.2. Программа расчета интенсивности рентгеновского излучения при электронном возбуждении	83

3.3. Разборные трубки для генерации 13,5 нм.....	97
3.3.1. Конструкция и основные характеристики универсальной РТ	98
3.3.2. Мощная рентгеновская трубка для ЭУФ микролитографа	100
3.4. Исследование угловых зависимостей интенсивности флуоресценции <i>Si Lα</i> линии	104
Глава 4. О возможности применения рентгеновской трубки для задач проекционной ЭУФ литографии 13,5 нм.....	107
4.1. Экспериментальные результаты.....	108
4.2. Дифракционная маска для исследования пространственного разрешения фоторезистов.....	113
Глава 5. Методика диффузного рассеяния для изучения внутреннего строения МС	117
5.1. Диффузное рассеяние рентгеновского излучения МС с коррелированными шероховатостями.....	119
5.2. Экспериментальные результаты.....	124
5.2.1. Изучения короткопериодных W/B ₄ C МС	124
5.2.2. Обсуждение основных результатов, полученных для W/B ₄ C МС	129
5.2.3. Изучение Mo/Si МС	131
Основные результаты	135
Литература	136
Список публикаций автора	147

Введение

В настоящее время мы являемся свидетелями стремительного прогресса в технологии микроэлектронных устройств. Ключевым звеном в технологическом прогрессе является литографическое оборудование. Оно включает в себя источник излучения, оптическую систему переноса изображения, систему позиционирования, сканирования и совмещения маски и фотошаблона.

Основные успехи в области субмикронной литографии связаны с применением эксимерных лазеров с длинами волн 248 и 193 нм. Мировым лидером по производству литографического оборудования является нидерландская компания ASM Lithography. Выпускаемая этой компанией литографическая установка TWINSCAN AT: 1200B, оснащенная 20-Вт *ArF* – эксимерным лазером с рабочей длиной волны 193 нм, обеспечивает пространственное разрешение 80 нм на пластинах диаметром 300 мм. Однако возможности оптических систем ограничены дифракционным пределом и разрешаемая полоса не может быть существенно уже длины волны света. Согласно критерию Рэлея, эта величина в проекционных оптических системах прямо пропорциональна длине волны света λ :

$$a_{\min} = \frac{k\lambda}{NA},$$

здесь k – коэффициент пропорциональности (порядка 1), NA – числовая апертура объектива. Фундаментальным препятствием на пути дальнейшего уменьшения размеров элементов является дифракционное искажение изображения на оптической системе и масках литографической установки. Возможности увеличения диаметров линз практически исчерпаны как экономически (высокая стоимость линз с большой апертурой), так и технологически. Поэтому производители сверхбольших интегральных схем (СБИС) ведут работы в области корректировки изображения маски, благодаря которым распределение освещенности на подложке соответствует желаемому, несмотря на дифракцию излучения. Другое решение заключается в применении так называемых фазосдвигающих фотошаблонов. На их поверхность селективно наносятся материалы, которые перекрывают пучки, приводящие к вызванной дифракцией размытости изображения. Оба этих пути ведут к усложнению, а значит и

удорожанию, конструкции масок, а также к существенному браку при их производстве.

В рамках УФ – литографии перспективным считается уменьшение длины волны излучения, в частности – переход к длине волны 157 нм (излучение эксимерного F_2 – лазера). Однако возможности и этой технологии для перехода к размерам нанометрового диапазона также ограничены, в том числе и существующими в настоящее время материалами линз.

Все это обращает внимание на экстремальный ультрафиолетовый (ЭУФ) диапазон электромагнитного излучения ($30 > \lambda > 10$ нм). Эта область непосредственно граничит с мягким рентгеновским диапазоном. Именно здесь в последнее время достигнут заметный прогресс при создании отражательных оптических элементов и высокоэффективных источников излучения. Одним из центральных моментов здесь можно считать создание зеркал, обладающих высоким коэффициентом отражения в ЭУФ и мягкой рентгеновской области спектра. Для этого используются многослойные брэгговские покрытия на атомарно-гладкой поверхности массивной подложки с заданной кривизной.

На многослойных рентгеновских зеркалах на основе пары материалов Mo/Si в настоящее время достигнут коэффициент отражения, приближающийся к 70% при длине волны 13,4 нм (теоретический предел $R_{max} \approx 74\%$). Существуют другие эффективные решения, обеспечивающие $R \geq 60\%$, но все они относятся к диапазону длин волн 10-15 нм с абсолютным теоретическим максимумом в районе 13,4 нм [1,2]. Это и есть основная причина, по которой все разработки в настоящее время сосредоточены на использовании именно этой длины волны.

Источником ЭУФ излучения обычно являются лазерная плазма, генерируемая импульсным излучением мощного частотного лазера, сфокусированным на некоторую мишень или сильноточный разряд в газе [3]. Оптическая система и маска создаются по принципам отражательной оптики с многослойным покрытием, наносимыми на атомарно – гладкие поверхности: плоские для ЭУФ маски и расчетной кривизны для объектива и конденсора. При этом увеличенный в M раз (M – кратность объектива) рисунок интегральной схемы (ИС) гравировается в поглощающем слое на поверхности шаблона традиционными методами субмикронной фотолитографии или электронной литографии. Для экспонирования

поверхность полупроводниковой подложки покрывается специальным слоем, играющим роль ЭУФ резиста. Вся литографическая установка может быть представлена в виде четырех основных блоков: а) источник ЭУФ излучения; б) маска, с нанесенным на нее рисунком ИС; в) проекционная оптическая система; г) образец (пластина), с нанесенным на его поверхность ЭУФ резистом.

Источник ЭУФ излучения

Источник ЭУФ излучения должен обладать достаточно большой мощностью излучения в 2% спектральной полосе для обеспечения существующих требований по производительности. По оценкам для фоторезиста с чувствительностью 5 мДж/см² и в зависимости от количества зеркал в изображающем объективе, мощность в 2% спектральной полосе в промежуточном фокусе должна быть порядка 10-100 Вт [4].

Наиболее эффективным источником ЭУФ излучения является синхротронное излучение, однако, на данном этапе исследований в мире применения синхротронного излучения для создания нанолитографа признано нецелесообразным, в силу громоздкости и дороговизны накопительных колец.

Одним из перспективных методов генерации ЭУФ излучения является лазерная плазма. Квазиточечный источник (размер пятна ~ 50-100 мкм) весьма удобен для разработки и оптимизации всей оптической системы. Первоначально в качестве мишени исследовались тяжелые металлы, обеспечивающие достаточно высокую эффективность преобразования (порядка 1% в 2π стерадиан в необходимой 2% спектральной полосе в окрестности 13,5 нм). Исследовалась главным образом непрерывная часть спектра, однако, здесь трудно преодолимым препятствием оказалось значительное загрязнение оптической системы и ее быстрый выход из строя. Это побудило в дальнейшем сосредоточиться на сверхзвуковых газовых струях инертного газа ксенона, что позволило существенно снизить загрязнение оптики продуктами эрозии из источника. Однако уменьшение плотности потоков ведет к уменьшению коэффициента конверсии, который сокращается до нескольких десятых долей процента. Предельный коэффициент конверсии для газообразного Хе составляет 0,7%, в то время как максимально достигнутый ≈0,55% [5]. Для увеличения коэффициента конверсии лазерный луч фокусируют в область, непосредственно примыкающую к соплу, где плотность

максимальна, однако, это приводит к разрушению сопла и загрязнению оптики частицами материала сопла. В настоящее время ведутся работы по применению либо жидкого [6], либо твердого ксенона, что может привести к повышению коэффициента конверсии до 1,5%.

Параллельно ведется поиск более удачных с точки зрения коэффициента конверсии материалов мишени. Как оказалось, интересными с точки зрения генерации ЭУФ излучения в окрестности 13,5 нм могут быть такие материалы как Sn , Li , F и Sc , а также O [4], имеющие подходящие линии дискретного спектра в сильно ионизованном состоянии. Олову в настоящее время отводится особое внимание, так как уже в первых экспериментах удалось достичь 2% коэффициента конверсии, оценки показывают, что реально получить свыше 4%.

Наряду с лазерно-плазменным источником изучаются и разрабатываются источники на основе сильноточного разряда в газах и парах металлов. При протекании сильного тока плазма сжимается под действием собственного магнитного поля (pinch - эффект). В месте сжатия она нагревается, что приводит к сильной ионизации и возбуждению внутренних оболочек ионов и, соответственно, к генерации излучения. При работе с теми же средами, основное преимущество газоразрядных источников излучения является больший КПД. Используя Z-пинч, удалось получить оптическую мощность в промежуточном фокусе 10 Вт [5,7], что примерно на порядок уступает требуемой величине.

Основной проблемой, не позволяющей до настоящего времени достичь требуемого уровня мощности, является эрозия электродов и изоляторов разрядной камеры под воздействием мощных тепловых потоков и бомбардировки быстрыми ионами (ионное распыление). Одним из следствий этого является загрязнение поверхности зеркал продуктами этой эрозии. Остроту проблемы можно проиллюстрировать на примере того, что в течение нескольких минут работы первых газоразрядных источников на основе He , при скромных энергетических параметрах, коэффициенты отражения зеркал падали на порядки величин [5]. Также к загрязнению поверхности зеркал приводит разложение углеводородов, присутствующих в вакуумной камере, под воздействием мощных пучков излучения, в том числе и с рабочей длиной волны 13,5 нм. На данный момент эти проблемы решаются как в направлении оптимизации характеристик разряда,

материалов и условий эксплуатации разрядных камер, минимизации эрозионных потоков, так и средств защиты оптики от эрозионных потоков. Также изучаются химические способы очистки зеркал непосредственно в установке.

Оптическая система

Оптическая система литографа ЭУФ диапазона обладает рядом особенностей:

1. Зеркальная система приводит к тому, что по оптической системе может распространяться не только рабочая длина волны, но и паразитные излучения, обладающие заметным коэффициентом отражения от поверхности зеркал.

2. Многослойные покрытия зеркал оптической системы являются интерференционным фильтром на рабочую длину волны, таким образом, эти покрытия для всех зеркал оптической системы должны обладать одинаковой полосой пропускания, чтобы максимально уменьшить потери мощности из-за их несогласованности.

3. Коэффициенты отражения *Mo/Si* многослойных покрытий не превышают 70%, соответственно эффективность многозеркальной схемы резко падает с ростом числа зеркал.

Одним из решений первой проблемы является применение тонкопленочных абсорбционных фильтров. Это направление активно развивается в ИФМ РАН. Вторая проблема решается на стадии изготовления многослойных покрытий и далее не обсуждается. Наиболее серьезной проблемой является повышение эффективности оптической схемы. Одним из способов является уменьшение количества зеркал в схеме. Двухзеркальный объектив, состоящий из большого вогнутого зеркала с отверстием в середине и маленького выпуклого, широко применяется в настоящее время в астрономии и носит название “Объектив Шварцшильда”. Такой объектив рассматривался в рамках американского проекта и имел числовую апертуру $NA=0,06-0,09$ [8]. Однако эта схема на двух зеркалах не отвечала требованиям по разрешению метода (критерий Рэлея). Четырехзеркальные системы улучшают ситуацию, удастся несколько увеличить NA , сохраняя значительное поле изображения. Но для промышленных применений максимальная числовая апертура не превышает $NA=0,1-0,14$ [9,10]. Существенно более высокое качество достигается шестизеркальной схемой, а восьмизеркальная, согласно оценкам специалистов К. Zeiss, уже смогла бы обеспечить $NA \approx 0,4$ на

уровне промышленного сканера-степпера. Следовательно, предполагаемое разрешение промышленного нанолитографа сможет достичь 20-30 нм в результате разработки восьмизеркальной схемы [11]. Таким образом, на первый план все же выходит проблема повышения коэффициента отражения зеркал на рабочей длине волны.

Маска

Маска представляет собой такое же многослойное зеркало, однако, в отличие от зеркал оптической системы оно является плоским и на его поверхность наносится слой сильно поглощающего ЭУФ излучение вещества (например W, Cr). Этот слой представляет собой ни что иное, как в М раз увеличенный рисунок СБИС. Рисунок наносится на многослойное покрытие одним из известных методов - фотолитографией или электронной литографией. Основной не решенной на настоящий момент проблемой является превышающее допустимый уровень число дефектов с размерами 20-50 нм.

ЭУФ резист

Основной проблемой, стоящей перед учеными при поиске оптимального резиста для ЭУФ литографии, является высокое поглощение ЭУФ излучения практически всеми веществами. Глубина проникновения излучения в стандартные органические резисты составляет порядка 100 нм. Резист для промышленного производства должен обладать как высоким контрастом передачи изображения, так и высокой чувствительностью для обеспечения минимального времени экспозиции. Чувствительность на уровне 5-10 мДж/см² считается наиболее адекватной, поскольку это значение является компромиссным между требованиями высокой производительности и минимизации флуктуаций вследствие фотонного дробового шума [12]. Помимо оптических свойств резист должен обладать приемлемыми химическими свойствами. В связи с уменьшением размера элементов на резисте становится актуальной проблема размытия края изображения.

Таким образом, создание промышленного нанолитографа сталкивается с решением большого числа физико-технических проблем, а помимо их, решения еще требуют задачи точной механики. Кроме того, требуется нанометровая точность фокусировки. Нетривиальна проблема общей оптической юстировки прибора в ЭУФ диапазоне.

Цель диссертационной работы

Данная работа направлена на решение ряда задач проекционной ЭУФ литографии 13,5 нм, в частности, связанных с источником ЭУФ излучения, оптической системой и фоторезистами.

Задачи диссертационной работы

Основные задачи диссертационной работы, которые необходимо решить для достижения поставленной цели в области исследований по направлению ЭУФ литографии на длине волны 13,5 нм можно определить следующим образом:

1. Изучение отражательных свойств и дисперсионных характеристик многослойных рентгеновских зеркал, оптимизированных на длину волны 13,5 нм, с точностью их определения лучше 1%.
2. Изучение характеристик детекторов мягкого рентгеновского (МР) и ЭУФ излучения и разработка детекторной системы с широким динамическим диапазоном, работающей в режиме счета единичных фотонов.
3. Изучение рассеяния рентгеновского излучения на микрошероховатостях многослойных зеркал.
4. Изучение генерации излучения с длиной волны 13,5 нм с помощью разборных рентгеновских трубок, определение коэффициента конверсии энергии электронов в энергию характеристической линии $Si\ L\alpha$.

Научная новизна работы

1. Разработан, изготовлен и введен в эксплуатацию лабораторный рефлектометр, позволяющий определять особенности и абсолютное значение коэффициентов отражения и пропускания на длине волны 13,5 нм с точностью 0,1%. Ранее такие точности были доступны только в синхротронных центрах. Использование пары многослойных рентгеновских зеркал в качестве монохроматора позволило более чем на три порядка повысить интенсивность зондирующего пучка на образце по сравнению со стандартным рефлектометром скользящего падения на основе дифракционной решетки – РСМ-500. Путем смены пары зеркал монохроматора прибор может быть

перестроен на любой другой диапазон длин волн, для которых имеется возможность напыления многослойных рентгеновских зеркал (МРЗ) с высокими коэффициентами отражения при нормальных углах падения излучения.

2. Впервые экспериментально измерен коэффициент конверсии энергии электронного пучка в энергию характеристической линии $Si\ La$ при электронном возбуждении, изучены угловые зависимости выхода излучения из кремниевой мишени.
3. Показана возможность использования рентгеновской трубки с кремниевой мишенью для решения ряда задач проекционной ЭУФ литографии на длине волны 13,5 нм.
4. Впервые удалось разделить вклады перемешивания и микрошероховатости в несовершенство межслоевых границ в многослойных структурах.

Практическая значимость работы

1. Появление светосильного рефлектометра позволило существенно сократить время на аттестацию МРЗ и тонкопленочных абсорбционных фильтров (ТАФ), а также существенно расширить круг возможных задач ЭУФ литографии 13,5 нм, доступных для решения уже на приборах этого типа. Помимо МЗ и ТАФ прибор позволяет изучать чувствительность и пространственное разрешение ЭУФ резистов, флуоресценцию материалов в МР и ЭУФ диапазонах и др.
2. Изучены особенности работы вторичных электронных умножителей на основе микроканальных пластин (МКП) и каналовых электронных умножителей (КЭУ) в условиях высоких интенсивностей падающего излучения. Созданы две детекторные системы. Универсальная детекторная система предназначена для регистрации излучения в ЭУФ и МР диапазонах в режиме счета фотонов. Она позволяет работать с различными типами детекторов: фотоэлектронные умножители, шевронные и Z-сборки МКП, каналовые умножители. Спектрально-селективная детекторная система позволяет проводить аттестацию источников ЭУФ излучения для литографических установок и нашла применение в ряде лабораторий.

3. Разработанные в рамках диссертационной работы рентгеновские трубки находят применение в работах как по ЭУФ литографии, так и для рефлектометрии МР и ЭУФ диапазона.
4. Развита методика диффузного рассеяния, при помощи которой получен ряд физических результатов, важных как для понимания физики роста многослойных структур (МС), так и для дальнейшего совершенствования технологии роста.

Основные положения, выносимые на защиту

Основные положения, выносимые на защиту формулируются следующим образом:

1. Создан светосильный лабораторный рефлектометр, позволяющий изучать коэффициенты отражения и прохождения элементов рентгеновской и экстремальной ультрафиолетовой оптики с точностью на уровне 0,1%, что ранее было возможно только в синхротронных центрах.
2. Оптимизированы параметры работы детекторов на основе микроканальных пластин и каналовых электронных умножителей в условиях интенсивных потоков падающего излучения. Разработаны две детекторные системы, предназначенные для регистрации МР и ЭУФ излучения. Универсальная система обеспечивает регистрацию излучения в режиме счета единичных фотонов. Вторая, спектрально-селективная, предназначена для паспортизации источников ЭУФ излучения для литографии 13,5 нм.
3. Измерен коэффициент конверсии энергии электронного пучка в энергию флуоресцентного излучения с длиной волны 13,5 нм, который для электронов с энергией 6 кэВ составил $3,03 \cdot 10^{-6}$. Определены, как экспериментально, так и теоретически угловые зависимости интенсивности флуоресценции *Si L α* линии.
4. Экспериментально показана возможность применения рентгеновских трубок с кремниевым анодом для ряда задач проекционной литографии 13,5 нм. Предложена дифракционная маска, которая уже на данном этапе позволит исследовать пространственное разрешение фоторезистов на 13,5 нм с разрешением до 15 нм.

5. Разработана методика диффузного рассеяния (ДР) для исследования внутреннего строения МС. Основные преимущества этой методики по сравнению с развитыми ранее: возможность учета динамических эффектов ДР без привлечения трудоемкого алгоритма рекуррентных соотношений и разделение вкладов микрошероховатости и перемешивания слоев в длину переходных областей МС. Этим методом изучены МС на основе W/B_4C , Mo/Si . Получен ряд физических результатов, важных как для понимания физики роста МС, так и для дальнейшего совершенствования технологии роста.

Публикации по теме

По представленным на защиту материалам автором опубликовано 26 работ: 8 статей в научных журналах [A1-A8] и 18 в сборниках конференций и тезисов докладов [T1-T18]. Неоднократно результаты докладывались автором на заседаниях научных конференций.

Личное участие автора

- Равнозначный в разработку оптической схемы, конструкционные особенности двухзеркального рефлектометра (совместно с Н.И. Чхало) [A1, A3, A7, T5, T7, T8].

- Основной в отработку методик и проведение измерений коэффициентов отражения многослойных зеркал и пропускания тонкопленочных фильтров на длине волны 13,5 нм с точностью лучше 0,2% [T13, T14, T16, T18].

- Определяющий в работе по изучению детекторов для МР и ЭУФ диапазона, оптимизации их параметров и режимов работы [A2, T1, T2, T3, T4, T12].

- Определяющий в постановке и проведении экспериментов по определению коэффициента конверсии энергии электронного пучка в энергию флуоресценции характеристической линии $Si\ L\alpha$ [T13, T17].

- Равнозначный в изучении ЭУФ резиста на длину волны 13,5 нм, определении порога чувствительности и получении первого литографического изображения при использовании РТ с кремниевой мишенью в качестве источника ЭУФ излучения, а также подготовке эксперимента по изучению пространственно

разрешения резиста на наномасштабах (совместно с Н.И. Чхало, А.Я. Лопатиным, Д.Г. Раскиным).

- Равнозначный в разработку рентгеновских трубок (РТ) и оптимизацию условий генерации излучения с длиной волны 13,5 нм РТ с кремниевой мишенью (совместно с Н.И. Чхало) [А2, А7, Т5, Т7, Т17].

- Равнозначный в развитие методики изучения структурных параметров многослойных структур методом диффузного рассеяния (совместно с А.А. Фраерманом и Н.И. Чхало) [А4, А6, А8, Т9, Т10, Т11].

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:

Светосильный рефлектометр для регистрации малых изменений коэффициентов отражения многослойных рентгеновских зеркал на длине волны 13,5 нм представлялся на конференции по применению Рентгеновского, Синхротронного излучений, Нейтронов и Электронов для исследования материалов. ИК РАН. Москва. 17-22 ноября 2003. А также на международной конференции в Саппоро (Proceedings of the 7th International Conference on the Physics of X-Ray Multilayer Structures. March 7-11 2004. Rusutsu Resort. Sapporo. Japan).

Изучение детекторов для ЭУФ и МР диапазона представлялись на всероссийской конференции по использованию синхротронного излучения СИ-2002. ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН. Новосибирск. 2002, на конференции “Рентгеновская оптика-2002” ИФМ РАН. Нижний Новгород.

Методика изучения МС с помощью диффузного рассеяния рентгеновского излучения была представлена на совещании Рентгеновская оптика-2004. ИФМ РАН. Нижний Новгород. 2004.

Спектрально-селективная детекторная система выставлялась на совещании Рентгеновская оптика-2005. ИФМ РАН. Нижний Новгород. 2005.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, пяти глав, основных выводов и списка литературы. Объем диссертации составляет 151 стр., приведено 93 рисунка и 15 таблиц. Обзор современных достижений, представленных в научных публикациях других исследовательских групп в областях диссертационного исследования по всем представленным направлениям, рассматривается в начале каждой соответствующей главы.

Содержание работы по главам

Первая глава диссертационной работы посвящена светосильному, лабораторному рефлектометру, предназначенного, прежде всего для изучения загрязнений зеркал в литографических установках.

Описываются основные физико-технические решения, обеспечившие его высокие технические характеристики. В частности, ранее доступную только в синхротронных центрах, обнаружительную способность изменения коэффициентов отражения на уровне 0,1%. Описываются также другие применения данного прибора.

Вторая глава посвящена изучению характеристик однофотонных детекторов. Высокие требования к точности современных рефлектометрических схем заставили более внимательно посмотреть на возможное влияние характеристик детектора на регистрируемые величины. В частности, на проблему линейности регистрации потоков рентгеновского и ЭУФ излучения. В главе описываются методики исследования основных характеристик детекторов. Приводится сравнение характеристик различных типов детекторов. Описывается также универсальная детекторная система, возникшая в результате этих исследований.

Значительное внимание в данной главе уделяется абсолютно калиброванному измерителю мощности с подстраиваемой к исследуемой установке спектральной полосой пропускания на 13,5 нм. Данный прибор нашел широкое распространение в различных лабораториях мира для аттестации мощности излучения источников для ЭУФ литографии.

В третьей главе изучаются особенности применения разборных рентгеновских трубок для генерации излучения с длиной волны 13,5 нм. Описываются разработанные в ходе работы над диссертацией две рентгеновские трубки, имеющие ряд важных особенностей, выделяющих их из ряда подобных устройств. Описывается методика измерения основных характеристик пучка ЭУФ излучения: интенсивность и размер. Изучены угловые зависимости интенсивности флуоресценции *Si* мишени на длине волны 13,5 нм. Впервые приводится оценка коэффициента конверсии энергии электронного пучка в энергию излучения 13,5 нм. Описывается алгоритм и программа для расчета характеристик флуоресценции в МР и ЭУФ диапазонах твердых тел под воздействием электронных пучков. Приводится сравнение экспериментально измеренных и расчетных данных по угловым зависимостям флуоресценции *Si L α* линии.

Четвертая глава диссертации посвящена вопросу возможности использования рентгеновской трубки с *Si* мишенью для задач проекционной литографии 13,5 нм. Приведены прямые экспериментальные данные, подтверждающие эту возможность. Получены первые изображения по методу контактной литографии. Также в главе предлагается дифракционная маска, которая уже на данном этапе позволяет начать исследования фоторезистов на 13,5 нм, с пространственным разрешением на уровне 30 нм. Также рассмотрены основные требования к ЭУФ пучку для проведения этих исследований.

В пятой главе описывается разработанная в рамках диссертационной работы методика диффузного рассеяния. Главным отличием этой методики явилась возможность разделения вкладов перемешивания пленок и шероховатости в общую глубину переходного слоя. В частности, был получен ряд важных результатов, важных как для понимания физики роста МС, так и для совершенствования технологии.

В заключении приводятся основные результаты, полученные в ходе диссертационной работы.

Глава 1. Светосильный рефлектометр и его применения для исследования коэффициентов отражения / пропускания оптики на длине волны 13,5 нм

В настоящее время в качестве источника излучения для технологической установки проекционной ЭУФ литографии на длине волны 13,5 нм в основном используются газоразрядная плазма. Главным преимуществом этого источника перед лазерноплазменными является больший на порядок (до 4% при использовании олова в качестве рабочей среды [5]) коэффициент конверсии подведенной электрической энергии в энергию излучения 13,5 нм.

Основным препятствием, не позволяющим на данный момент достичь проектной мощности источника (примерно в 10 раз [13]), является загрязнение оптики, производимые этими источниками.

Рассматриваются два основных пути загрязнения: прямые загрязнения продуктами эрозии источников излучения и декомпозиция углеводородов на поверхности зеркал, под действием мощных потоков света [14]. Также на коэффициент отражения зеркал значительное влияние может оказать бомбардировка поверхности быстрыми ионами.

В настоящее время рассматриваются несколько путей защиты элементов оптической схемы. Сюда относится оптимизация конструкции и материалов разрядной камеры [13], фольговых и газовых ловушек, заметно, на порядки величин, ослабляющие эрозионные потоки, выходящие из источника излучения. Рассматривается также проблема химической очистки поверхности зеркал, как от рабочего материала источника (Sn), так и продуктов разложения гидрокарбонов (C) [15]. Химическое воздействие на поверхности зеркал, в свою очередь, заставляет изучать это влияние, а также при необходимости, оптимизировать структуру многослойного зеркала.

Для проведения этих работ необходим рефлектометр, который должен оперативно обеспечивать информацией об изменении коэффициентов отражения зеркал при том, или ином изменении экспериментальных условий. Учитывая, что при работе литографической установки борьба ведется за каждую долю процента коэффициентов отражения зеркал оптической схемы, соответственно за время

эксперимента, составляющее часы-дни, изменения весьма слабы, рефлектометр должен обнаруживать изменения на уровне 0,1-1%.

До настоящего времени такие измерения проводились в основном в синхротронных центрах [16]. При очевидных преимуществах синхротронного излучения (высокая интенсивность, стабильность источника, развитая рефлектометрическая инфраструктура), этот путь имеет и ряд существенных недостатков. Во-первых, высокая стоимость таких измерений, т.к. уже на начальном этапе исследований по источникам излучения для ЭУФ литографии объемы образцов исчисляются сотнями; во-вторых, отсутствие оперативности работы. Для решения этой проблемы в Институте физики микроструктур РАН разработан лабораторный рефлектометр, обеспечивающий необходимую точность в определении изменений коэффициента отражения.

На данный момент в эксплуатации находится два экземпляра этого рефлектометра. Один активно эксплуатируется в ИФМ РАН, второй – в компании ASM Lithography, Нидерланды.

В данной главе дается подробное описание прибора, а также физико-технических решений, обеспечивающих его высокие технические характеристики. Демонстрируются возможности этого прибора для прецизионного исследования коэффициентов отражения многослойных рентгеновских зеркал (МРЗ) и пропускания тонкопленочных абсорбционных фильтров (ТАФ).

1.1. Оптическая схема и принцип работы прибора

Оптическая схема прибора и фотография приведены на рис.1.1 и рис.1.2 соответственно. Изображение точечного источника ЭУФ излучения (рентгеновская трубка) сферическим и плоским многослойными зеркалами передается на исследуемый образец. Коэффициент увеличения изображающей схемы равен 2. Далее отраженное излучение регистрируется детектором.

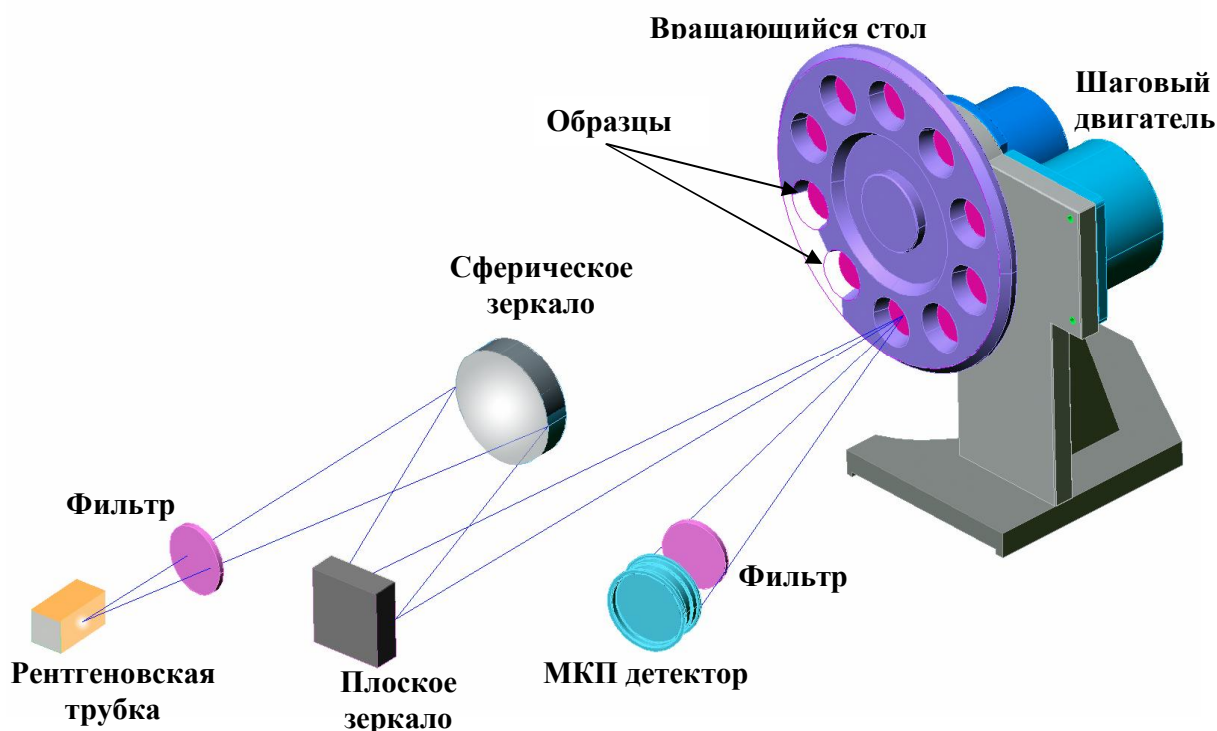


Рис.1.1. Оптическая схема двухзеркального рефлектометра.

Исследуемый образец устанавливается на вращающемся столе, на котором, одновременно, может быть установлено 10 образцов с размерами от 15 до 30 мм или 20 образцов с размерами до 10 мм. Измерение локальных коэффициентов отражения ведется по дуге окружности диаметром 110 мм. Механическая система обеспечивает минимальный шаг сканирования 0,345 мм. Измерение абсолютных значений коэффициентов отражения многослойных зеркал R_m проводится с применением предварительно аттестованного эталонного образца, установленного в одной из позиций стола, и пользуясь соотношением

$$R_m = \frac{R_r * I_m}{I_r}, \quad (1.1)$$

где R_r - коэффициент отражения эталонного зеркала, I_m и I_r - интенсивности излучений, соответственно отраженных от исследуемого и эталонного зеркал.

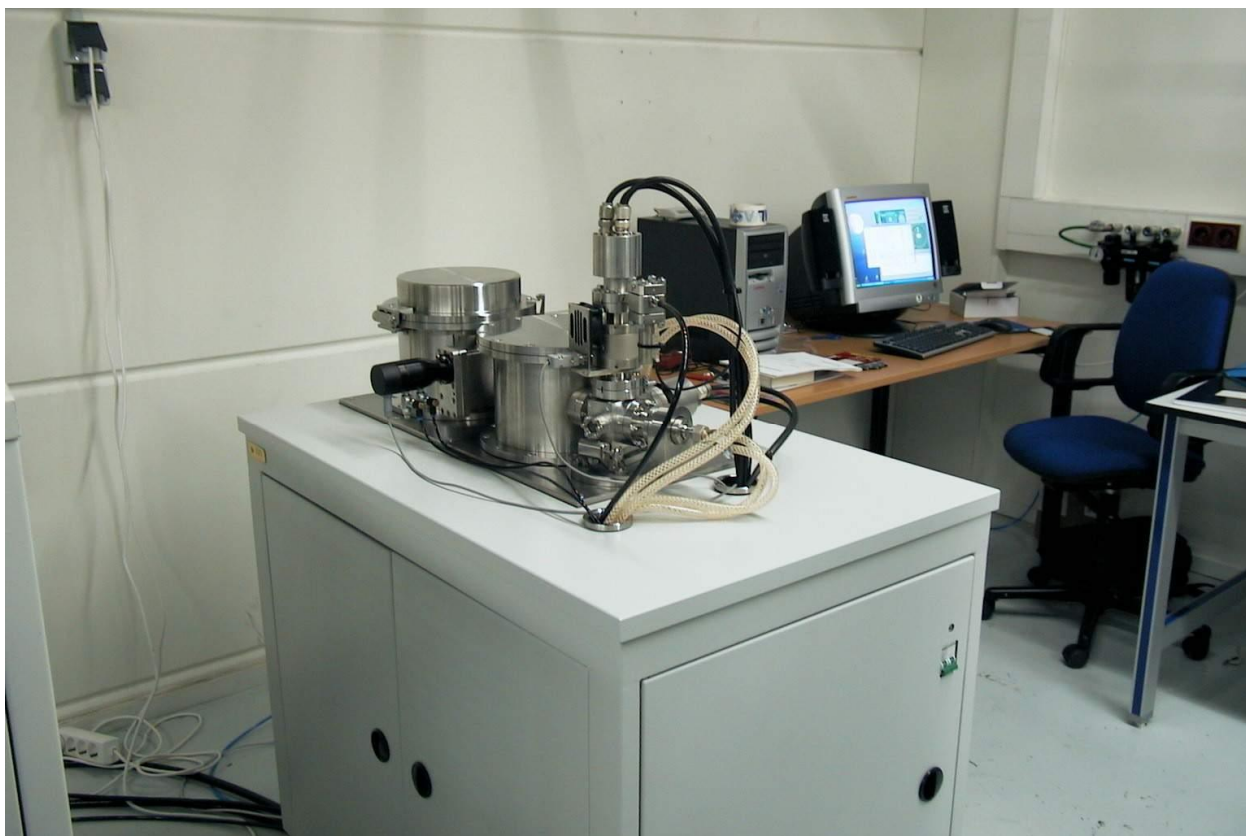


Рис.1.2. Внешний вид рефлектометра

Управление прибором, включая вакуумную откачку и напуск воздуха в камеры, включение/выключение, установка и поддержание рабочих параметров детектора и рентгеновской трубки, проведение измерений коэффициентов отражения, полностью автоматизировано на базе PC совместимого (процессор AM186ES) контроллера I-8431 фирмы ICP DAS (Тайвань). Связь контроллера с объектом осуществляется посредством периферийных модулей 8000 серии, вставляемых в слоты корзины расширения, и модулей 7000 серии, расположенных в силовых блоках, связанных с контроллером по RS-485 интерфейсу.

Программное обеспечение контроллера написано на языке C (Borland C++ 3.1).

HMI (человеко-машинный интерфейс) построен в среде LabView 6.02 (National Instruments), что позволяет использовать на верхнем уровне любой компьютер (PC, Macintosh, Sun) с любой операционной системой (Win9x, WinNt,2000,XP, MacOS, Unix), удовлетворяющей требованиям LabView.

Связь контроллера с HMI компьютером осуществляется по каналу Ethernet со скоростью 10Mbit/s, по протоколу UDP (User Datagram Protocol подуровень

TCP/IP), что не требует дополнительного оборудования компьютера, кроме стандартного LAN адаптера.

На рис.1.3 приведен рисунок представляющий главное окно программы содержащее:

- ✓ мнемосхему установки, цветом отображающую состояние устройств;
- ✓ тумблеры включения-выключения устройств
- ✓ кнопки вызова служебных окон
- ✓ вакуумметры камер с временной диаграммой

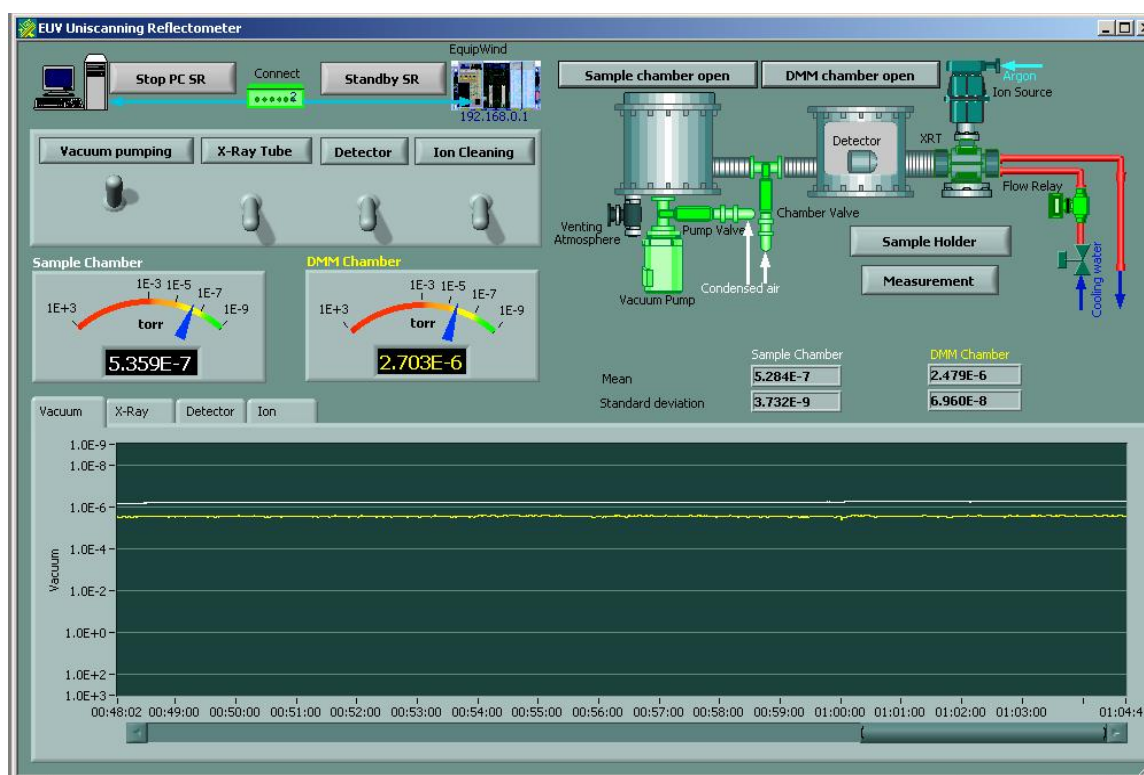


Рис.1.3. Главное окно интерфейса управления прибором.

1.2. Разборная рентгеновская трубка

В качестве источника излучения для рефлектометра была выбрана разработанная в ИФМ РАН разборная рентгеновская трубка [17], схема которой представлена на рис.1.4. Выбор этого источника излучения с длиной волны 13,5 нм был сделан по следующим причинам. Во-первых, малые стоимость и габаритные размеры, простота эксплуатации. Во-вторых, надежность и срок службы этого источника существенно превосходят аналогичные характеристики лазерно-плазменных и газоразрядных источников излучения. В-третьих, отпадает необходимость в дорогостоящих, габаритных системах защиты оптических

элементов прибора от загрязнений, вызванных эрозионными потоками из источника [13,15].

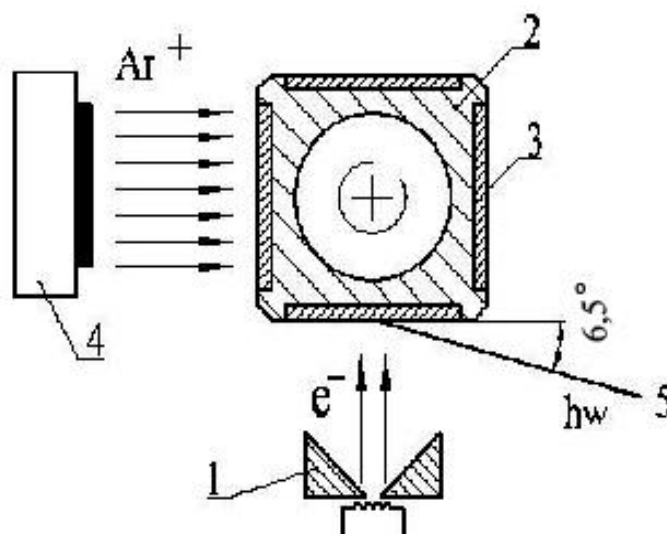


Рис.1.4. Схема рентгеновской трубки. 1-электронная пушка; 2-водоохлаждаемый держатель; 3-припаянная мишень; 4-ионный источник; 5-рентгеновский пучок.

Среди существующих на рынке рентгеновских трубок [18,19], эта трубка также имеет одно важное преимущество – наличие ионного источника для очистки мишени (антикатода) от загрязнений, продуктами испарения материала термокатода и декомпозиции углеводородов. Эффект ионной чистки проявляется не только в увеличении производительности установки (отпадает необходимость во вскрытиях камеры трубки на атмосферу и механической чистки или замены мишени), но и, что наиболее важно для прецизионных измерений, в стабильности эмиссионных характеристик мишеней.

В данной рентгеновской трубке применяются 4 припаянные к водоохлаждаемому медному держателю мишени: 2 – кремниевые (Si) и 2 – вольфрамовые (W).

При работе с кремниевой мишенью используется эмиссионная L – линия кремния ($Si\ L\alpha$) с максимумом эмиссии на длине волны 13,5 нм. Работа с W мишенью производится на тормозном спектре. Как было показано [20] и подтверждено в [A3], интенсивность излучения вольфрамовой мишени примерно в 45 раз слабее эмиссии кремниевой мишени. Тем не менее, эксперименты с вольфрамовой мишенью показали, что рабочая длина волны у рефлектометра может быть практически любой, даже той, где отсутствует подходящая характеристическая линия.

Временная зависимость интенсивности излучения W мишени проиллюстрирована на рис.1.5. Режим работы рентгеновской трубки при этом был следующим: ускоряющее напряжение составляло 6,5 кВ, ток эмиссии 5,0 мА. В течении примерно двух часов работы интенсивность монотонно росла. Однако изменение сигнала за все время измерений составило менее 2%

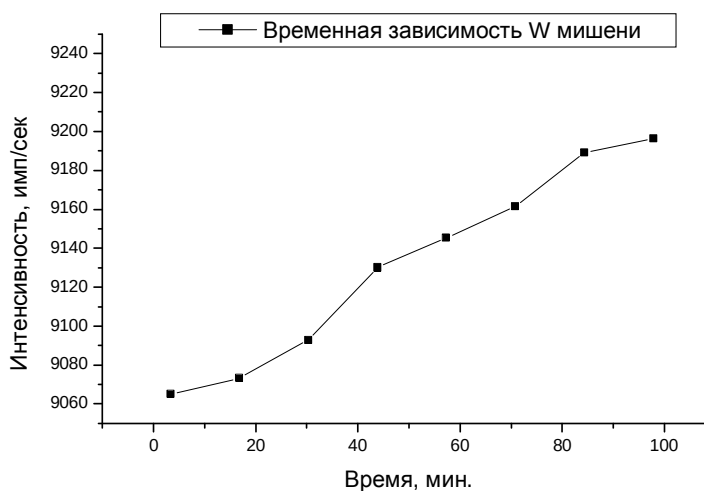


Рис.1.5. Зависимость интенсивности излучения W мишени от времени.

На рис.1.6 представлена временная зависимость интенсивности кремниевой линии.

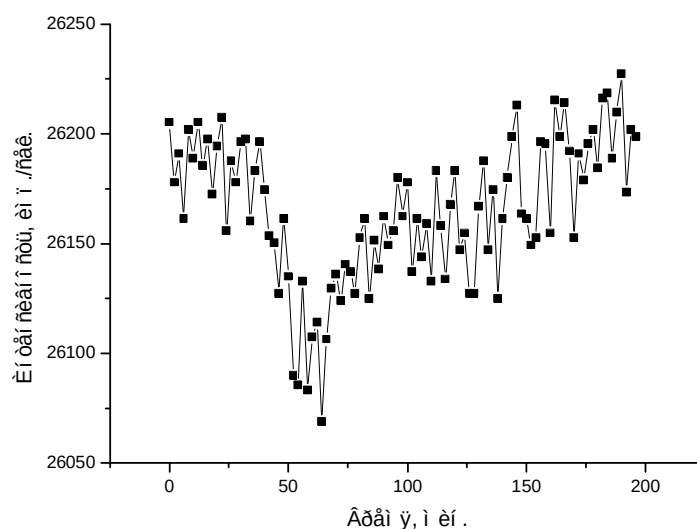


Рис.1.6. Временная стабильность флуоресценции кремниевой мишени.

Как видно из графика за время работы, составившее 3 часа, изменение интенсивности по абсолютной величине составило менее 1% (0,6%). Режим рентгеновской трубки, при этом был следующим: ускоряющее напряжение составляло 5,0 кВ, ток эмиссии 0,25 мА.

1.3. Двухзеркальный монохроматор на основе Nb/Si МРЗ

1.3.1. Монохроматоры и зеркала для МР и ЭУФ диапазонов

Специфика взаимодействия рентгеновского, МР и ЭУФ излучения с веществом определяется тем, что оптическая плотность всех веществ в этом диапазоне оказывается меньше единицы и отличается от нее незначительно. Поэтому выражение для диэлектрической проницаемости удобно записать в следующем виде:

$$\varepsilon = 1 - \delta + i\gamma, \quad (1.2)$$

где δ и γ – вещественные константы, характеризующие поляризуемость и поглощение. В приближении $\varepsilon \approx 1$ в формуле Френеля [21], нетрудно показать, что заметное отражение наблюдается лишь в узком интервале углов скольжения $\theta < \theta_c$, где θ_c – критический угол полного внешнего отражения (ПВО)), определяемый из формулы: $\cos \theta_c = n$. С учётом выражения (1.2), легко показать, что $\theta_c = \sqrt{\delta}$. Если пренебречь поглощением при $\theta < \theta_c$, коэффициент отражения равен единице. В связи с этим, до недавнего времени в рентгеновском диапазоне для построения изображений использовалась в основном френелевская оптика и оптика скользющего падения.

В случае, когда пренебречь поглощением нельзя, что соответствует МР и ЭУФ диапазону, нельзя говорить в строгом смысле о критическом угле ПВО. В этом случае имеет смысл говорить об области углов падения, при которых еще происходит отражение. Кривая отражения от угла падения уже не будет иметь резкого спада (излома) при угле $\theta = \sqrt{\delta}$, а будет плавно спадать с ростом θ , тем не менее, и в этом случае заметное отражение наблюдается только при малых скользящих углах. Это особенность взаимодействия мягкого рентгеновского излучения с веществом и предопределила основные недостатки дифракционных решеток по сравнению с длинноволновым диапазоном. Малые углы приводят к двум важным последствиям. Во-первых, невысокая светосила $\sim l\varphi$, где l – длина решетки, φ – угол скольжения, и, во-вторых, значительный астигматизм сферических дифракционных решеток, который практически исключает фокусировку по второй координате. Все это в совокупности приводит к низкой светосиле приборов. Не спасали ситуацию и немногочисленные органические

кристаллы с $2d \geq 10$ нм, и Ленгмюр - Блоджетовские пленки [22], которые хоть и имеют большие рабочие углы, однако, из-за сильного поглощения излучения в этом диапазоне длин волн, также имеют низкие коэффициенты отражения. Важно также отметить быструю деградацию отражательных характеристик Ленгмюр - Блоджетовских пленок и плохую радиационную стойкость кристаллов.

Положение изменилось в конце 1970-х – начале 1980-х годов, когда были проведены первые успешные эксперименты, а затем освоена технология изготовления многослойных рентгеновских зеркал [23,24,25]. По принципу действия эти зеркала аналогичны многослойным тонкопленочным покрытиям в оптике видимого диапазона и основаны на интерференции волн, отраженных от различных границ раздела структуры. В то же время многослойные рентгеновские покрытия имеют ряд принципиальных особенностей.

Прежде всего, для того чтобы отраженные от границ раздела волны складывались в фазе, должны выполняться условия Брэгга:

$$2d \sin \theta \cong n\lambda ; n = 1,2,3... \quad (1.3)$$

где d – период МС, θ – угол скольжения.

Выражение (1.3) показывает, что в случае нормального падения ($\theta = \frac{\pi}{2}$) при $n=1$ рентгеновское многослойное зеркало должно состоять из пленок вещества в единицы или даже десятые доли нанометров, что сравнимо с толщиной атомного монослоя. В этом смысле МРЗ занимают промежуточное положение между интерференционными покрытиями видимого диапазона и кристаллами для жесткого рентгеновского излучения.

Вторая особенность состоит в том, что в МР-диапазоне у всех веществ имеется поглощение, поэтому даже при правильном выборе периода структуры с помощью условия (1.3) не очевидно, что коэффициент отражения от нее будет велик. Поэтому Е. Шпиллер предложил применять в МРЗ материалы с сильно отличающимися коэффициентами поглощения [23], в частности, чередовать легкие элементы, обладающие, как правило, меньшими коэффициентами поглощения, и тяжелые, сильно поглощающие. В этом случае скачок диэлектрической проницаемости большой и, соответственно, имеется относительно большой

коэффициент отражения от одной границы. Чтобы увеличить число отражающих границ, Шпиллер предложил структуру МРЗ аналогичную природному кристаллу, то есть толщины слоев поглощающего материала в каждом периоде делать меньше, чем толщины слабопоглощающих слоев. Тогда при выполнении условия Брэгга в структуре образуется стоячая волна, в пучностях которой располагаются слои материалов с малым поглощением, в узлах слои с большим поглощением (с этим связан известный в рентгенооптике эффект Бормана [26]). В результате рентгеновское излучение проникает на большую глубину многослойной структуры, большее число периодов участвует в отражении, и увеличиваются коэффициент отражения, а также и спектральное разрешение зеркала.

В теоретических исследованиях, проведенных в работах Виноградова и Зельдовича [24], было показано, что для многослойной периодической структуры, состоящей из двух чередующихся материалов с резкой границей между ними (электронная плотность остается постоянной в пределах одного материала и скачком изменяется при переходе к другому материалу), существуют оптимальные соотношения толщин слоев, при котором наблюдается максимальный коэффициент отражения. В отличие от подхода Шпиллера, для многих длин волн, МС с более легкими атомами (например *Nb* вместо *W*) имеют более высокие коэффициенты отражения. Проведенные ими численные расчеты показали, что в МР диапазоне можно получить коэффициенты отражения до 80% при нормальных углах падения.

Как отражатели МР излучения МС в практическом смысле оказались значительно более “гибкими”, чем обычные кристаллы. Их параметры легко можно изменять, придавая им нужные свойства. Например, подбирая период структуры в соответствии с условием (1.3), можно “настраивать” пик отражения на данную длину волны, или на данный угол падения, или на то и на другое одновременно. Ширину пика можно варьировать в значительных пределах, подбирая пары веществ – компонентов покрытия, толщины слоев и их число. Наконец, можно так подобрать вещества и толщины слоев, чтобы пиковый коэффициент отражения был максимален. Отметим, что аналогичный резонансный характер с максимумом, положение которого определяется условием (1.3), носит и зависимость коэффициента отражения от длины волны. В связи с этим, МРЗ является ещё и дисперсионным элементом.

Спектральная селективность многослойных зеркал позволяет использовать их в рентгеновских спектроскопических исследованиях и для монохроматизации МР и ЭУФ излучения.

Спектральная селективность многослойных структур (S) определяется числом периодов, участвующих в интерференции.

$$S = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \approx N \quad (1.4)$$

где $\Delta\lambda$ – спектральная полуширина отражённого пучка, N – число периодов, участвующих в отражении. В заключении стоит еще раз отметить, что многослойная оптика, в отличие от оптики скользящего падения, позволяет увеличить углы скольжения лучей относительно отражающих поверхностей либо перейти к нормальному падению. Это означает уменьшение аберрации и увеличение светосилы оптических элементов. В этом заключается основное достоинство многослойной оптики.

1.3.2. Светосильный монохроматор для рефлектометра

В окрестности 13,5 нм наивысшие коэффициенты отражения, до 70%, были получены на паре материалов *Mo/Si* [20,27,28]. При этом спектральное разрешение этих зеркал не превышает:

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = 25 \div 30. \quad (1.5)$$

Для большинства рефлектометрических приложений такого разрешения явно недостаточно. Например, для рассматриваемой задачи влияния загрязнений на коэффициенты отражения зеркал, аппаратная функция прибора $\Delta\lambda$ должна быть как минимум в 3 – 4 раза уже спектральной ширины исследуемого зеркала. В этом случае автоматически, без процедур деконволюции, точность определения абсолютных значений коэффициентов отражения составляет 3 – 5%. Кроме того, при такой ширине аппаратной функции можно пренебречь дисперсией оптических констант материалов. Для применяемых в ЭУФ литографии *Mo/Si* зеркал, оптимизированных на максимальный коэффициент отражения на длине волны $\lambda =$

13,5 нм, полуширина кривой отражения составляет 0,58 нм или $\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = 23,3$.

Соответственно аппаратная функция монохроматора рефлектометра должна составлять $\Delta\lambda_{\text{ап}} \approx 0,17$ нм или $\frac{\lambda}{\Delta\lambda} \approx 80$.

Увеличить разрешение можно двумя путями

1. Уменьшить долю сильнопоглощающего материала в периоде МРЗ. В этом случае уменьшится поглощение в периоде и соответственно, увеличится число слоёв участвующих в отражении, что автоматически повысит разрешающую способность МС.
2. В качестве сильнопоглощающей прослойки выбрать материал с меньшим поглощением.

Эффект уменьшения толщины молибдена в периоде *Mo/Si* многослойной структуры на полуширину кривой отражения и максимум коэффициента отражения иллюстрирует рис.1.7. Как видно из рисунка требуемому значению $\Delta\lambda$ соответствует доля *Mo* в периоде $\beta=0,07$. При этом коэффициент отражения уменьшается почти в два раза, по сравнению с оптимальной МС.

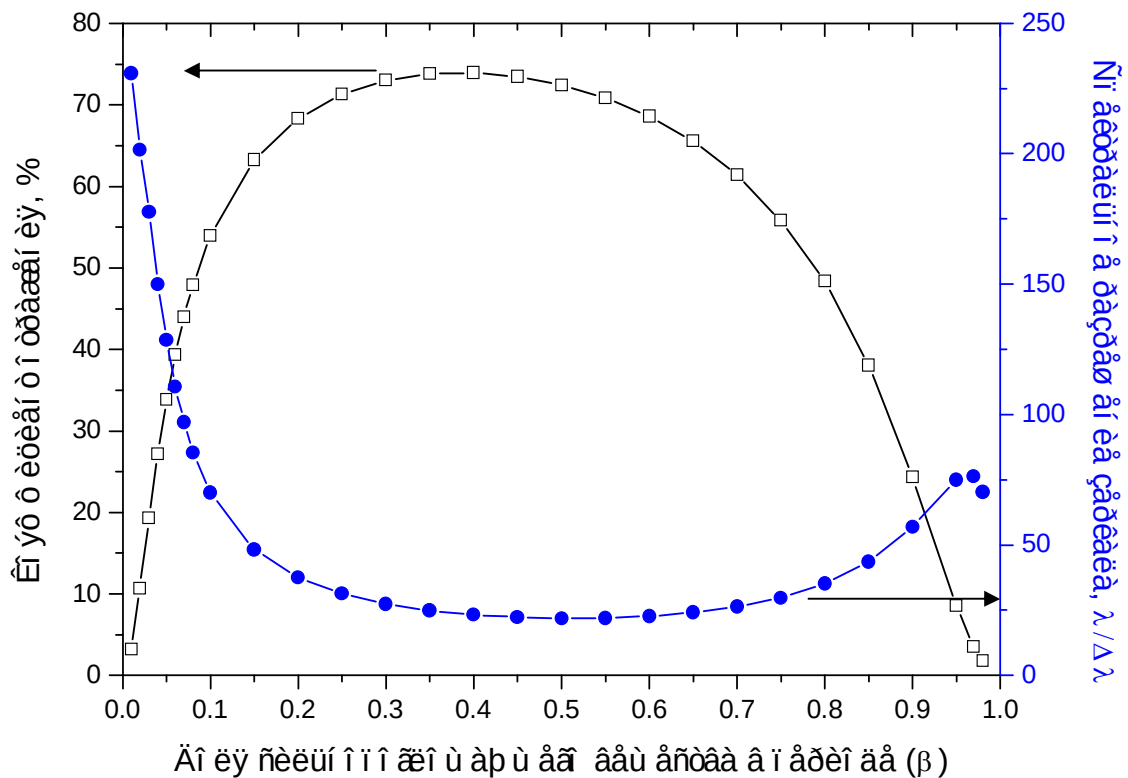


Рис.1.7. Зависимость коэффициента отражения МС (квадратики) и ее спектральной селективности (кружки) в зависимости от доли сильнопоглощающего вещества в периоде для пары *Mo/Si* (в случае нулевой шероховатости).

На практике, коэффициент отражения окажется еще меньше. Как было показано в [29,30], это связано с тем, что плотность *Mo* существенно зависит от толщины и приближается к плотности массивного материала только при $h_{Mo} \approx 2,7$ нм. Соответственно при меньших толщинах скачок показателей преломления на границе *Mo* и *Si* падает, и соответственно падает коэффициент отражения. В [31] была предпринята попытка для достижения требуемого спектрального разрешения работать в высших порядках Брэгговского отражения, однако, и в этом случае эффективность отражения не превышала 20%.

Более перспективным направлением является поиск материала с меньшим поглощением. Одной из перспективных замен молибдену является иттрий. Как показывают расчеты, при одном и том же коэффициенте отражения, порядка 70%, спектральная ширина *Y/Si* зеркал оказывается более чем в два раза уже. Близким по значению коэффициентом отражения, см. рис.1.8, но лучшим спектральным разрешением обладают *Zr/Si*, *Nb/Si* МРЗ. Сравнение коэффициентов отражения этих зеркал при малых значениях параметра β показали, что наибольшим отражением обладает пара *Nb/Si*. Поэтому, монохроматор был изготовлен на основе этой пары материалов.

Первичное зеркало представляет собой сферу с радиусом кривизны $R_{cur}=320$ мм и диаметром 50 мм. Второе зеркало – плоское. На поверхности подложек были нанесены методом магнетронного распыления оптимизированные на максимальное спектральное разрешение *Nb/Si* многослойные структуры. Число пар слоев составляло 100. Соответствующие спектральные зависимости коэффициентов отражения зеркал приведены на рис.1.9.

Как видно из рисунка 1.9, каждое зеркало имеет полосу пропускания, соответствующую спектральному разрешению $\lambda/\Delta\lambda \approx 66$. Полная спектральная ширина пучка после двухзеркального монохроматора представляет собой произведение двух этих зависимостей и составляет величину около $\lambda/\Delta\lambda \approx 93$. Следует отметить, что локальные углы падения излучения на зеркала зависят от координаты и точки падения, поэтому на каждую поверхность были нанесены многослойные структуры с переменным по поверхности периодом (graded structures). При этом отклонение периода по поверхности зеркала от расчетного значения не превышало 0,4%.

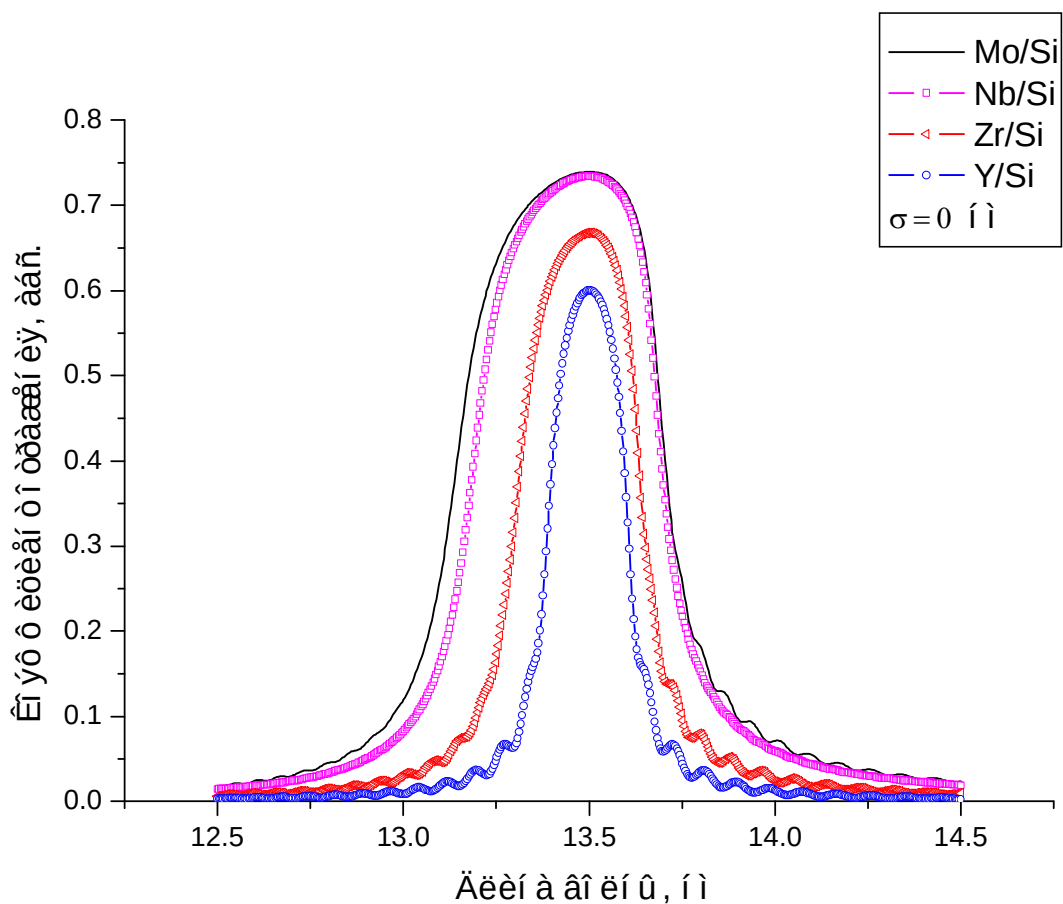


Рис.1.8. Расчетные спектральные зависимости коэффициентов отражения ЭУФ излучения от МС на основе пар: *Mo/Si*, *Nb/Si*, *Zr/Si*, *Y/Si* оптимизированных на максимальный коэффициент отражения.

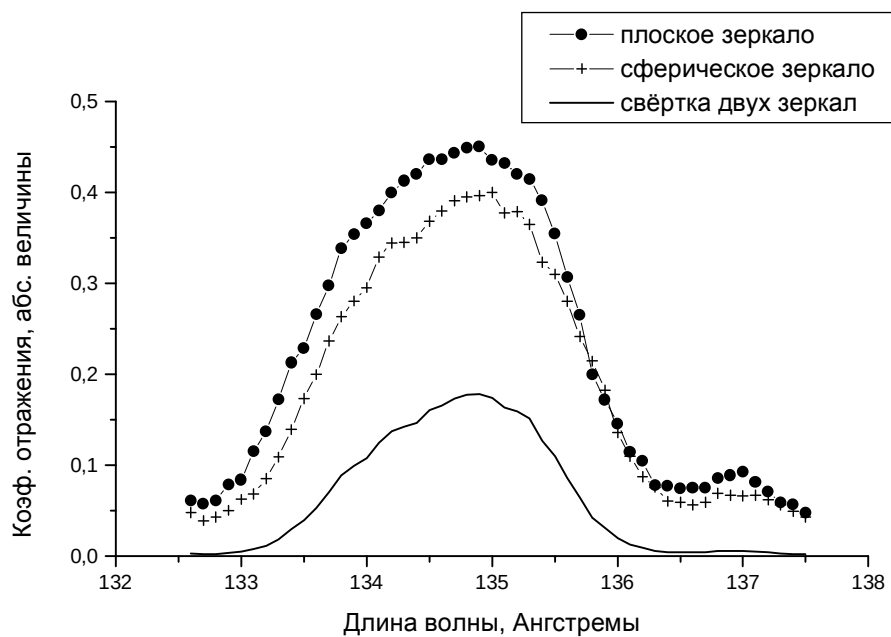


Рис.1.9. Спектральные зависимости коэффициентов отражения Nb/Si многослойных структур, снятые при угле падения излучения 6° для сферического зеркала и 7° - плоского.

Следует также отметить, что эффективность двухзеркальной схемы при спектральном разрешении $\frac{\lambda}{\Delta\lambda} \approx 100$ оказалась выше, чем у одиночного зеркала с той же полосой пропускания. Впоследствии этот результат был применен при разработке измерителя мощности (см. Главу 2), а также группой немецких исследователей [32] для подстройки полосы пропускания измерителя мощности к полосе пропускания многозеркальной оптической схемы литографической установки.

1.4. Детектор рентгеновского излучения

Наряду с источником излучения и монохроматором, детектор излучения занимает значительное место в описываемом приборе. Помимо стандартного требования к детектору – высокой квантовой эффективности в интересующем спектральном диапазоне, специфика работы прецизионного рефлектометра накладывает и ряд других условий. Во-первых, из-за значительного разброса параметров исследуемых образцов, величина сигнала может изменяться в пределах пяти шести порядков. Соответственно динамический диапазон детектора должен быть не менее этой величины, поток фотонов, особенно при работе с тормозным спектром W анода может составлять всего $10^3 - 10^4$ фотонов/сек, т.е. детектор должен работать в режиме счета отдельных фотонов и быть малошумящим. Учитывая, что требуемые точности измерения абсолютных значений коэффициентов отражения и пропускания составляют менее 1%, соответственно, линейность отклика детектора должна быть не хуже 1% во всем динамическом диапазоне детектора.

Также на точность измерений значительное влияние оказывает дрейф характеристик во времени, вызванный либо температурными, либо внутренними процессами в детекторе, (например, накопление заряда, термоэмиссия и др.). Особенно опасно, если эти изменения происходят в процессе измерений. Еще одним важным ограничением при выборе детектора для регистрации мягкого рентгеновского и экстремального ультрафиолетового излучения является сильное поглощение этого излучения в веществе. В зависимости от длины волны и материала детектора, длина поглощения может составлять несколько нанометров.

Соответственно “мертвые” слои (окна) детектора не должны превышать этой длины.

Была проведена большая работа (см. главу 2) по поиску оптимального типа детектора, отвечающего всем поставленным требованиям, по результатам которой выбор был остановлен на детекторах на основе микроканальных пластин. Этот тип вторичных электронных умножителей обеспечивает линейную регистрацию сигнала на уровне лучше 1% вплоть до загрузок $5,5 \cdot 10^5$ фотонов в секунду, обладает низкими шумами - менее 1 импульса в секунду и имеет малые габаритные размеры, прост и удобен в эксплуатации.

1.5. Тестирование прибора

1.5.1. Размеры ЭУФ пучка

Важной характеристикой пучка, позволяющей измерять распределение коэффициентов отражения по поверхности образцов, является размер рентгеновского пучка. Оптическая схема двухзеркального рефлектометра предполагает фокусировку рентгеновского пучка на образце. Фокусировка излучения осуществляется за счёт сферического зеркала монохроматора, которое таким образом играет роль не только диспергирующего элемента, но и формирователя рентгеновского пучка.

Измерение размера пучка производилось по следующей методике. Один край тестового образца шлифовался с тем, чтобы граница была резкая и без сколов. Далее образец устанавливался на столе таким образом, чтобы край располагался посередине отверстия. Этим добивались параллельности падающего пучка и границы. Далее прописывались зависимости интенсивности отражения от положения стола. Пример такой зависимости приведен на рис.1.10. Слева на рисунке отраженная интенсивность отсутствует, это означает, что образец не введен в пучок. По мере ввода образца в пучок появляется отраженный сигнал. Таким образом, прописывается интегральная характеристика пучка. Дифференцирование этой кривой рис. 1.11. дает распределение интенсивности пучка в пространстве. Размер пучка на полуширине составил 0,65 мм.

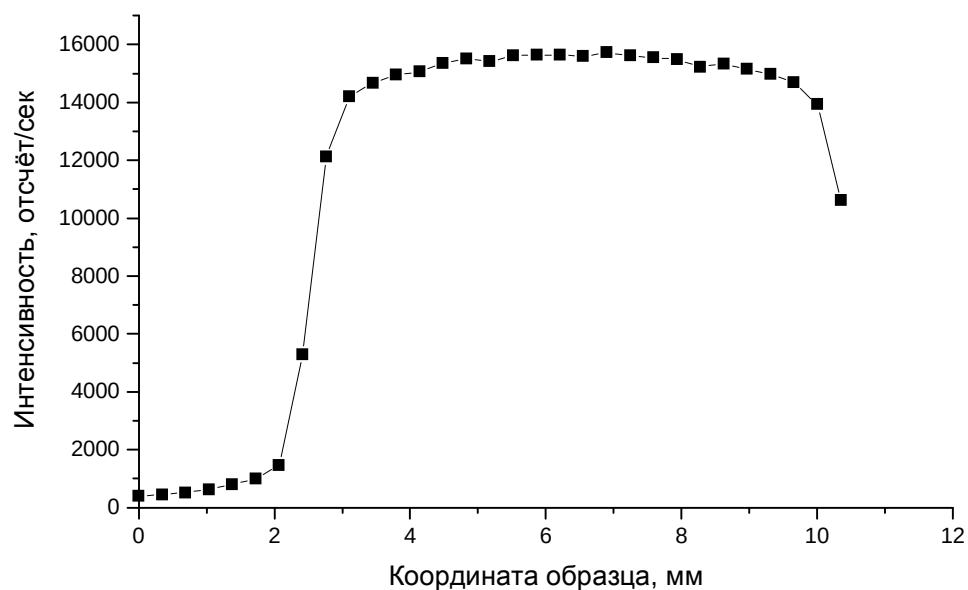


Рис.1.10. Профиль интенсивности отраженного пучка в зависимости от координаты образца. Ток эмиссии 1 мА, напряжение на рентгеновской трубке 5 кВ.

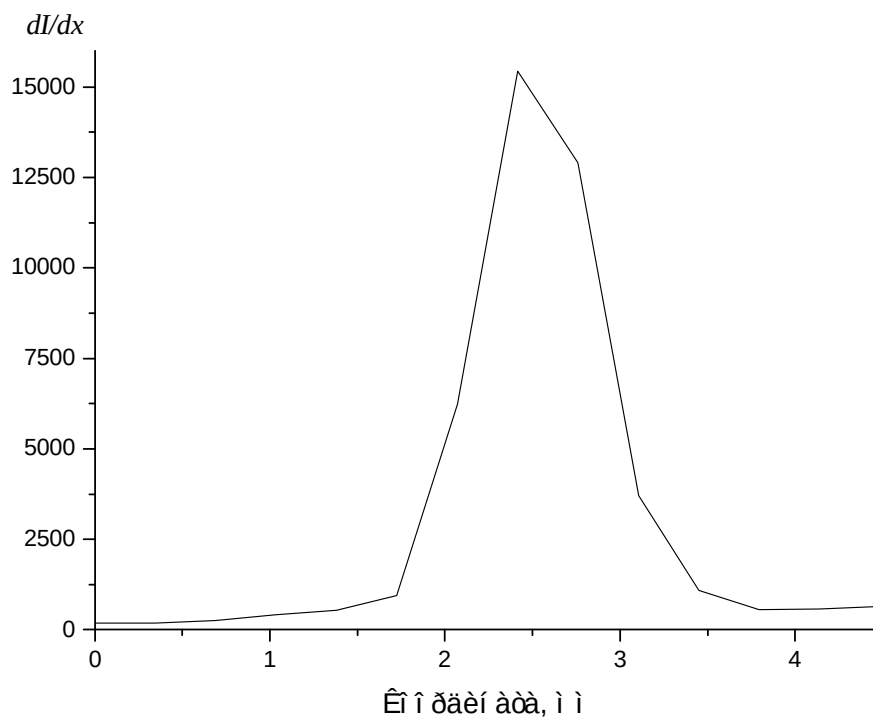


Рис.1.11. Дифференцирование графика рис. 1.10.

Данный результат хорошо согласуется с теоретической оценкой, учитывающей геометрический размер электронного пучка и aberrацию сферического зеркала. Обращает на себя внимание наличие “хвоста” с низкими интенсивностями (менее 10 %). Этот “хвост”, по-видимому, связан с отраженными

от массивной мишени электронами. В зависимости от энергии и направления импульса отраженных электронов, они возвращаются на мишень в различных точках, что приводит к появлению “хвостов” в пространственном распределении интенсивности излучения. Доля этих электронов (порядка 10 %) также хорошо согласуется с теоретическими оценками взаимодействия электронов с массивными материалами [33].

Наличие “хвостов” приводит к размытию границ (рис.1.10.) при измерении коэффициентов отражения, что снижает пространственное разрешение прибора. Для их устранения в непосредственной близости с тестируемым образцом в пучок вводилась диафрагма, и экспериментальным путём оптимизировались её размеры. Зависимости отраженной интенсивности от координаты для различных диафрагм представлены на рис. 1.12. Кривая с максимальной интенсивностью и с явно выраженными “хвостами” в распределении соответствует случаю без диафрагмы. Остальные две кривые - с введённой в пучок диафрагмой.

Как видно из рисунка 1.12, при размере щели в 0,5 мм наблюдается резкая граница между областями наличия и отсутствия сигнала (резкий фронт, а не плавное нарастание), однако, при этом происходит существенное снижение полезного сигнала, а именно более чем в три раза. При увеличении размера щели до 1,2 мм также наблюдается резкая граница раздела областей наличия и отсутствия сигнала, и при этом сокращение регистрируемой интенсивности не превышает 25 %. Из этих кривых (Рис. 1.13.) видно, что введение диафрагмы существенно не влияет на размер пучка (полуширина кривой), однако, позволяет решить проблему “хвостов”, тем самым, повысив локальность и точность измерений.

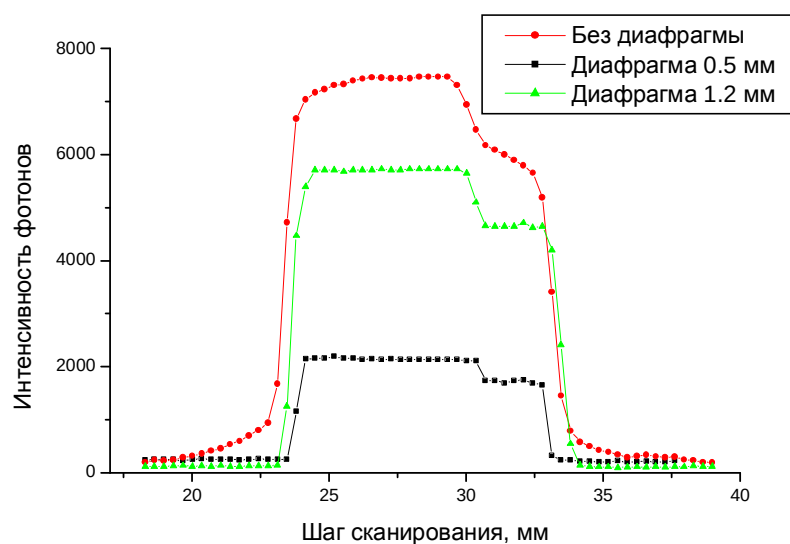


Рис.1.12. Влияние введения диафрагмы на пространственное разрешение.

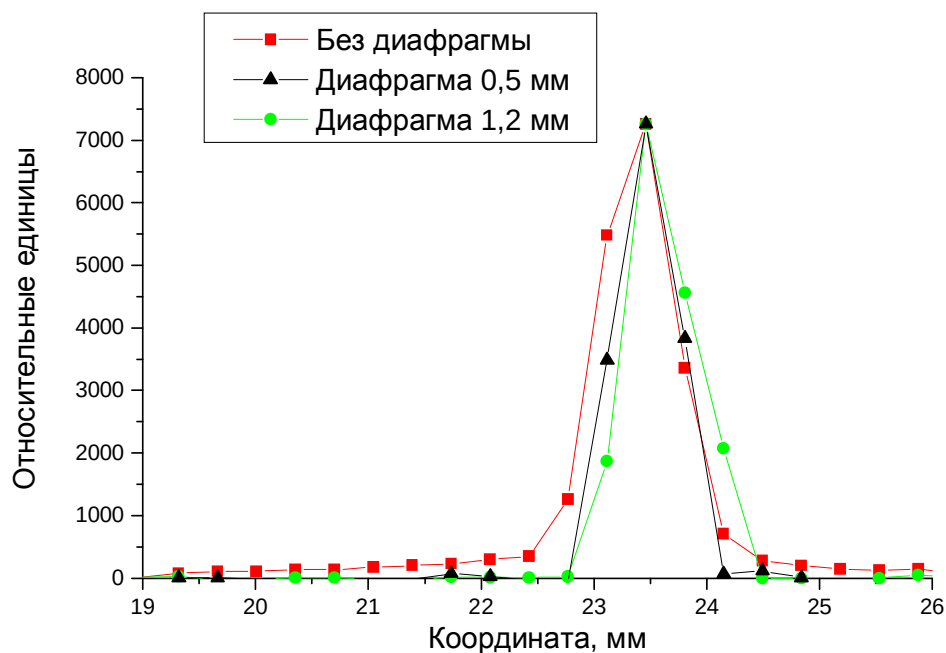


Рис.1.13. Дифференцирование графика (Рис.1.12.), (кривые приведены к одному масштабу).

Ещё одним препятствием на пути повышения точности измерений является наличие фонового сигнала на детекторе. Этот фон влияет на соотношение сигнал/шум, что приводит к повышению флуктуаций полезного сигнала, а соответственно ведёт к снижению точности измерения коэффициентов отражения. По своей природе, он представляет собой рассеянное излучение и заряженные частицы (прежде всего электроны), выходящие из рентгеновской трубки. Для поглощения этих видов излучения и частиц на входе монохроматора и детектора устанавливался полосовой фильтр. Фильтр представляет собой висящую на

никелевой сетке Zr/Si пленку. Пропускание фильтра на длине волны 13,5 нм составляет 46%.

1.5.2. Оценка чувствительности прибора

Для демонстрации возможностей данного прибора по обнаружению малых изменений коэффициентов отражения, были изготовлены тестовые образцы Mo/Si многослойных структур, посередине которых были нанесены полоски Cr шириной около 8 мм и толщиной 1 нм. На рис.1.14. приведен соответствующий профиль коэффициента отражения. Видно, что эта полоска, уменьшающая коэффициент отражения на 10 %, хорошо разрешается. Из анализа этого рисунка видно, что данный прибор позволяет разрешить изменения в коэффициенте отражения менее одного процента.

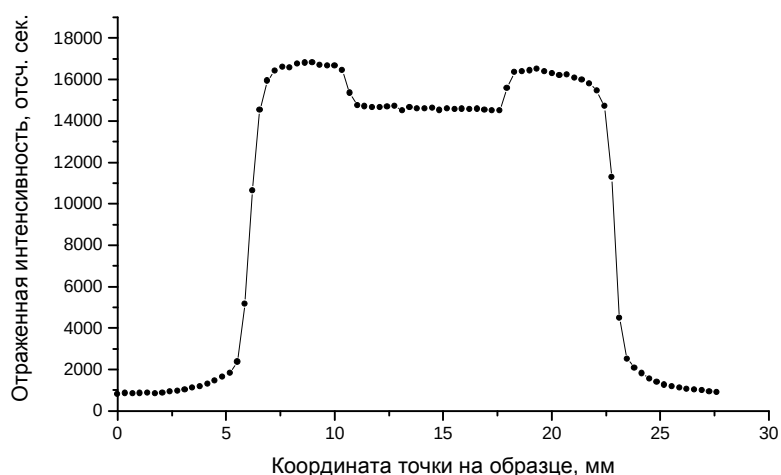


Рис.1.14. Профиль интенсивности излучения, отраженного от Mo/Si-многослойной структуры, посередине которой была нанесена полоска Cr толщиной 1 нм и шириной 8 мм.

Более детальное изучение возможностей данного прибора проводилось при исследовании изменения коэффициентов отражения от реального образца, подвергнувшегося загрязнению продуктами эрозии газоразрядного ЭУФ источника. Предельные возможности прибора по способности обнаружения малых изменений коэффициентов отражения иллюстрируются на Рисунках 1.15 а), б), в) и г). На Рисунке 1.15 а) приведены 10 зависимостей интенсивности отраженного излучения от точки падения излучения на образец. Суммарное время измерений составило 1 час 10 минут. Усредненная по этим десяти измерениям зависимость приведена на Рис.1.15 в). Рисунки 1.15 б) и г) показывают более детально эти зависимости на

вершинах кривых. Из этих рисунков видно, что, несмотря на значительные статистические флуктуации отдельных измерений, достигающие 0,3% и систематический уход порядка 1% за время измерения всей серии, усреднение по 10 измерениям позволяет надежно разрешать особенности в кривых отражения на уровне менее 0,1%.

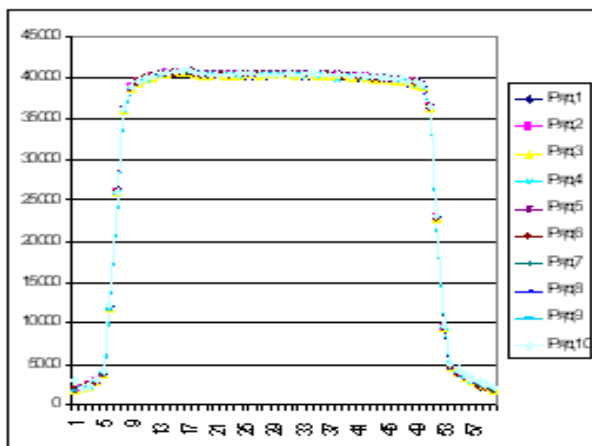


Рис.1.15 а). Зависимости интенсивности отраженного излучения от координаты точки падения излучения на образец, 10 измерений.

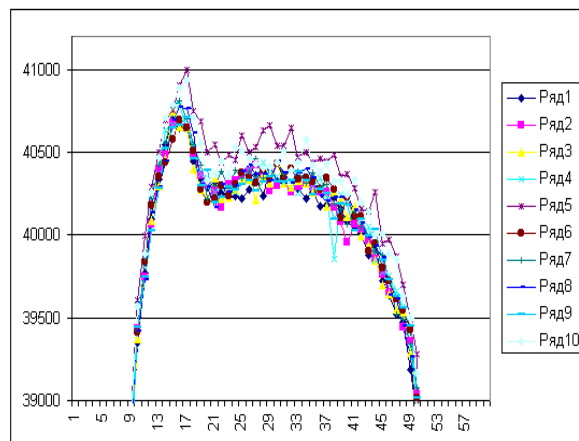


Рис.1.15 б). Те же зависимости (Рис. 1.15 а), приведенные в другом масштабе.

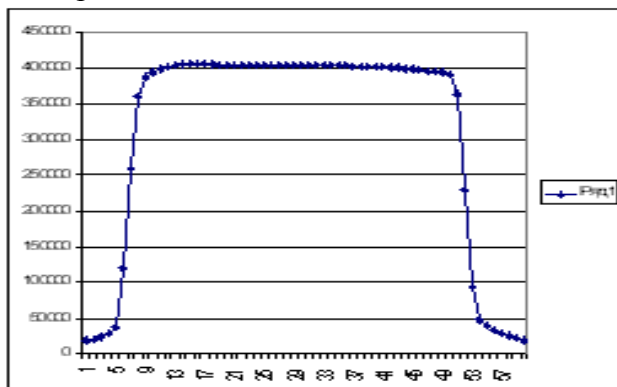


Рис.1.15 в). Усредненная по десяти измерениям (Рис. 1.15 а) зависимость интенсивности отраженного излучения.

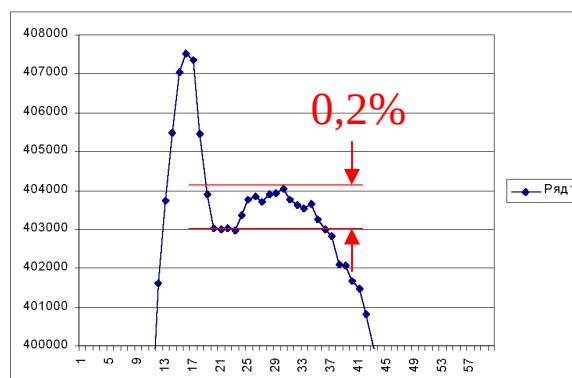


Рис.1.15 г). Зависимость Рис. 1.15 в) приведенная в другом масштабе

Сравнение прибора со стандартным рефлектометром на базе спектрометра скользящего падения с дифракционной решеткой в качестве диспергирующего элемента РСМ-500 показало, что интенсивность зондирующего пучка в данном приборе более чем на три порядка выше. Это связано с тем, что прибор имеет большую светосилу из-за большой рабочей апертуры зеркал и большую эффективность – коэффициенты отражения от зеркал больше чем эффективность решетки. Параметры сравнения приведены в таблице 1.1.

Таблица 1.1. Сравнение двухзеркального рефлектометра (DMR) и PCM-500

	PCM-500 [A1]	DMR [A3]	Выигрыш
λ , нм	13,5	13,5	-
$\Delta\lambda$, нм	0,15	0,15	-
диаметр зондирующего пучка на образце, мм	1	1	-
размер источника, мм ²	0,1*0,5	0,5*0,5	5
Ω (сферическое зеркало PCM), стеррад	$9,0 \cdot 10^{-6}$	$3,5 \cdot 10^{-2}$	$3,8 \cdot 10^3$
Ω (торроидальное зеркало PCM), стеррад	$2,5 \cdot 10^{-4}$	$3,5 \cdot 10^{-2}$	$1,4 \cdot 10^2$
Эффективность отражения	$1 \cdot 10^{-1}$	$3,9 \cdot 10^{-1}$	3,9
Суммарный выигрыш (сферическое зеркало PCM)			$7,4 \cdot 10^4$
Суммарный выигрыш (торроидальное зеркало PCM)			$2,7 \cdot 10^3$

Как видно, прибор отвечает поставленным требованиям по определению малых изменений коэффициентов отражения. Подобный прибор поставлен в Голландию в компанию ASML, где активно и успешно работает для аттестации образцов, подвергшихся воздействию эрозионных потоков из источника ЭУФ излучения.

1.6. Изучение коэффициентов пропускания абсорбционных фильтров

Тонкопленочные абсорбционные фильтры широко используют в спектральных приборах и схемах изображающей оптики ЭУФ диапазона, в состав которых входят многослойные зеркала. Они блокируют фоновое излучение видимого и ультрафиолетового диапазонов, где велико нерезонансное отражение многослойных структур. Основные области применения тонкопленочных фильтров – рентгеновская диагностика лабораторной плазмы, спектральная регистрация изображений источников в рентгеновской астрономии, проекционная ЭУФ литография и метрология источников излучения литографических установок.

Высокий коэффициент пропускания на рабочей длине волны и эффективное ослабление длинноволнового фона достигаются выбором материала и оптимальной толщины пленки. Наиболее перспективными материалами для ЭУФ диапазона является цирконий и кремний [34,35]. Пленки должны обладать достаточной механической прочностью, чтобы выдерживать перепады давления и вибрацию. При применении фильтров в системах проекционной ЭУФ литографии на первый план выдвигается требование к лучевой стойкости фильтров, способности

выдерживать тепловые нагрузки, возникающие при воздействии излучения большой средней мощности. В настоящее время развиты две методики изготовления многослойных абсорбционных фильтров повышенной прочности, стойких к механическим и тепловым нагрузкам: с поддерживающей сеткой и без [Т15]. Основным достоинством фильтров без опорной сетки является то, что их можно располагать в любом месте схемы, не опасаясь искажений изображения. Апертуры фильтров могут достигать (160 × 40 мм).

Учитывая актуальность этого направления для проекционной литографии 13,5 нм, возникла задача оперативной паспортизации коэффициентов пропускания фильтров на рабочей длине волны. Помимо точности определения коэффициента пропускания, которая должна быть не хуже 1%, необходимо знать распределение коэффициента пропускания по поверхности фильтра.

1.6.1. Установка для паспортизации ТАФ

Для паспортизации тонкопленочных фильтров на рабочей длине волны 13,5 нм, схема описанного ранее рефлектометра была видоизменена, см рис.1.16.

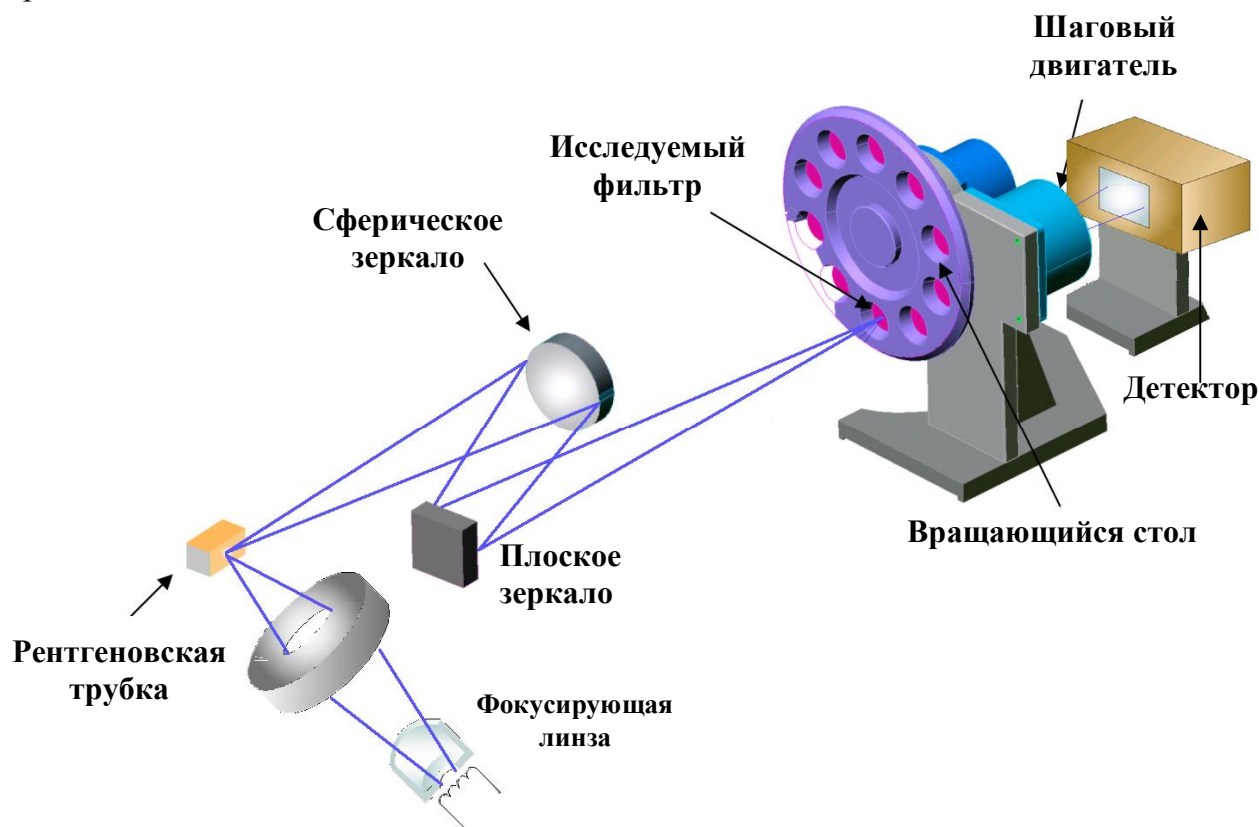


Рис.1.16. Видоизмененная схема рефлектометра для измерения коэффициентов пропускания фильтров.

Во-первых, была существенно модернизирована рентгеновская трубка. В частности, была оптимизирована геометрия вытягивающего электрода, что позволило при тех же напряжениях увеличить ток электронов в 3 раза, тем самым, увеличив мощность рентгеновской трубки. Для уменьшения загрязнения мишени материалом термокатода, электронная пушка отведена от мишени примерно на 190 мм, а между ними была установлена магнитная линза, фокусирующая пучок на мишени.

Перенос электронной пушки позволил также увеличить угол отбора излучения из мишени. Если ранее он составлял $6,5^\circ$, то в этом варианте - 45° . В совокупности все это позволило увеличить мощность ЭУФ пучка более чем на порядок. Увеличение мощности пучка позволило применить в качестве детектора излучения полупроводниковый диод AXUV-100, фирмы IRD (США). Поскольку этот детектор работает по принципу “внутреннего” фотоэффекта, в отличие от вторичных электронных умножителей, его характеристики оказались более стабильными. Кроме того, он менее чувствителен к фонам, вызванным, прежде всего рассеянными электронами. Детектор устанавливался за столом с исследуемыми образцами, см. рис.1.16. Для поглощения паразитного ультрафиолетового излучения, а также видимого света апертура детектора закрывалась фильтром на основе Zr/Si многослойной структуры, на поддерживающей сетке.

Стандартный стол образцов позволяет устанавливать образцы с размерами до 21 мм и измерять локальные коэффициенты пропускания вдоль дуги окружности диаметром 110 мм и минимальным шагом сканирования 0,345 мм. Однако на практике фильтры имеют различные размеры и форму. В частности, уже упоминался фильтр с максимальными, на данном этапе исследования размерами 160×40 мм². Для решения этой проблемы были изготовлены ряд столов, рассчитанных на широкий набор фильтров, которые легко устанавливаются в камеру для образцов. Поскольку стол устанавливается на штифтовой посадке, соответственно, каких-либо юстировочных процедур не требуется.

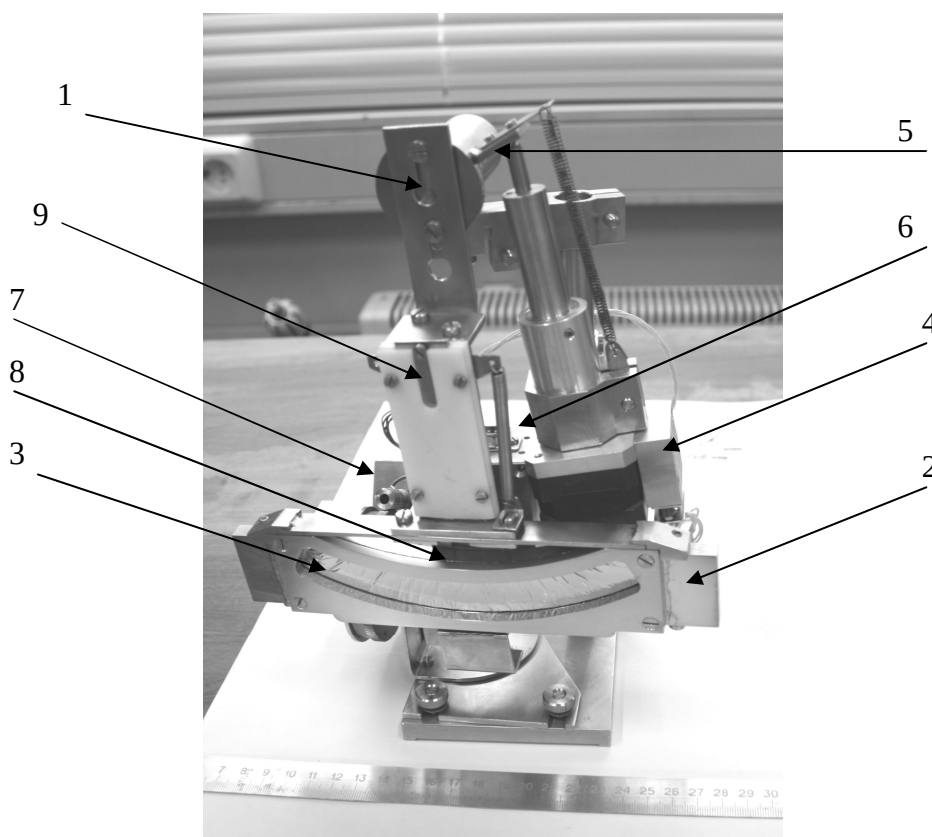


Рис.1.17. Внешний вид столика для изучения коэффициента пропускания фильтра с размерами 160*40 мм².

На рис.1.17., приведена фотография стола для исследования упомянутого выше фильтра. Изучение коэффициента пропускания фильтра на просвет ведется путем сканирования вдоль дуги окружности диаметром 140 мм вокруг оси вращения 1. Держатель фильтра 2 с закрепленным на его рамку фильтром 3 приводится в движение при помощи шагового двигателя 4, который толкает крыло 5 и тем самым обеспечивается качание держателя фильтров. Детектор 6 установлен за держателем образца. Определение абсолютного значения коэффициента пропускания фильтра возможно благодаря шаговому двигателю 7, который обеспечивает регистрацию “нулевой” интенсивности зондирующего пучка через отверстие в держателе образца 8 путем опускания держателя фильтра в пазу 9.

1.6.2. Экспериментальные результаты

Возможности прибора по определению абсолютного коэффициента пропускания фильтров на длине волны 13,5 нм иллюстрируются на рис.1.18 и 1.19. На рис.1.18 приведены зависимости коэффициентов пропускания от координаты точки падения зондирующего пучка на исследуемый образец. Квадратики

соответствуют Zr/Si с параметрами: число периодов $N = 23$, толщина Zr в периоде $h_{Zr} = 1,6$ нм, толщина Si - $h_{Si} = 0,6$ нм, диаметр фильтра $D = 10$ мм. Соответственно толщина фильтра составила $H=50,6$ нм. Параметры второго Zr/Si фильтра, помеченного кружками, следующие: $N = 37$, $h_{Zr} = 1,0$ нм, $h_{Si} = 0,6$ нм, $D = 14$ мм.

На рис.1.19 приведены те же зависимости, но в другом масштабе. Как видно из рисунка, фильтры имеют высокое, на уровне 77-78%, пропускание на длине волны 13,5 нм. Неоднородность коэффициента пропускания не превышает 1%, что является приемлемым для большинства ЭУФЛ приложений.

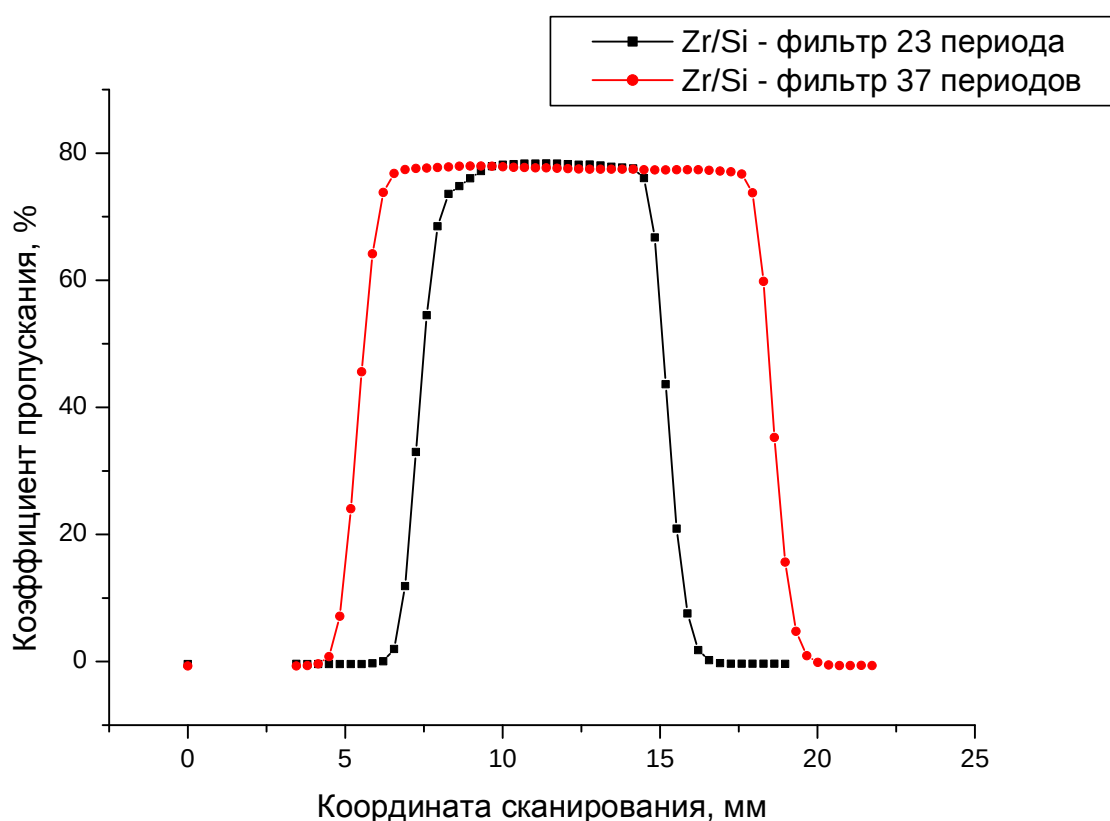


Рис.1.18. Кривые зависимости коэффициента пропускания фильтра при сканировании вдоль образца по дуге диаметром 110 мм.

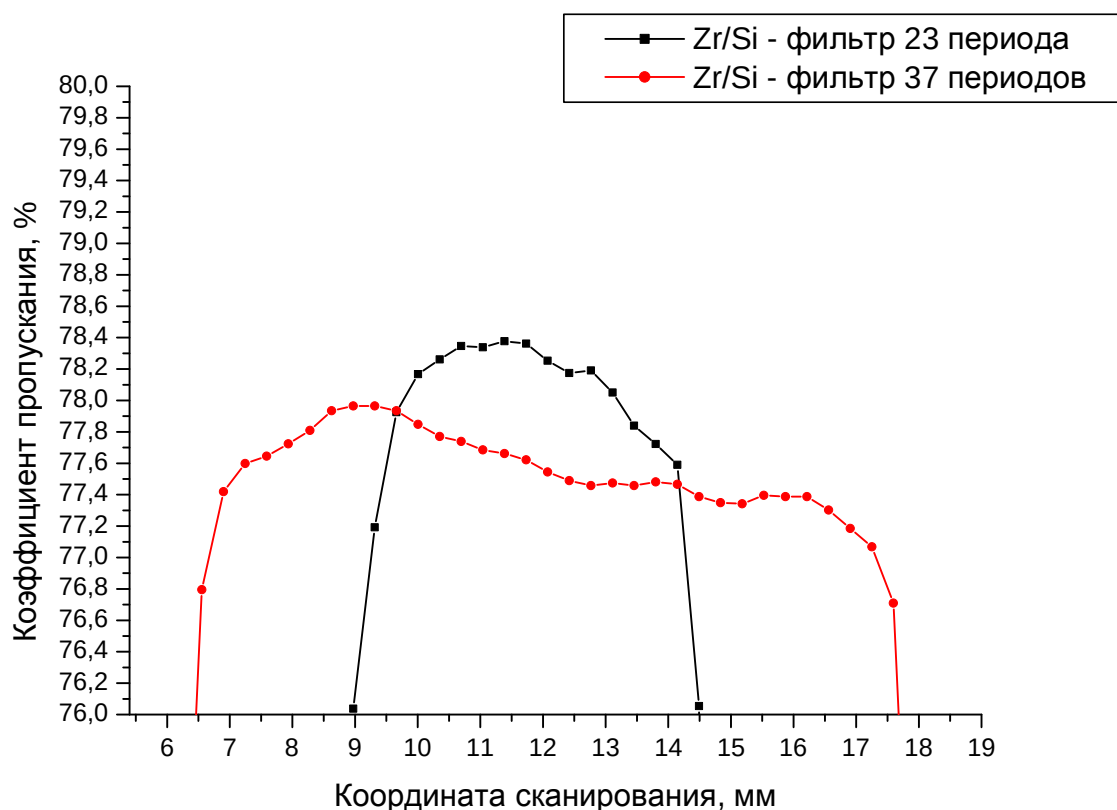


Рис.1.19. Те же зависимости в другом масштабе (верхняя часть графиков).

Для определения абсолютного коэффициента пропускания фильтра с требуемой точностью, выбиралась одна точка в центре фильтра и проводилась серия измерений, систематику которой можно описать следующим образом: измерялась интенсивность, регистрируемая детектором при введенном фильтре в пучок, затем такое же измерение проводилось при выведенном из пучка фильтре. Это достигалось посредством вращения турели, сначала в пучок вводилась ячейка с установленным фильтром, затем пустая ячейка (без фильтра). Далее проводилось определение коэффициента пропускания фильтра по формуле:

$$T = \frac{I_{\delta}}{I_0}, \text{ где}$$

I_{ϕ} – интенсивность, зарегистрированная детектором при введенном в пучок фильтре; I_0 – интенсивность, зарегистрированная детектором при выведенном из пучка фильтре. Такие манипуляции проводились до тех пор, пока не была набрана статистика, необходимая для того, чтобы утверждать, что коэффициент пропускания фильтра определен с точностью до $\pm 0,05$ %. Это демонстрируют кривые зависимости коэффициента пропускания фильтра от количества

проведенных измерений (см. рис.1.20 и рис.1.21). С увеличением числа измерений статистическое распределение коэффициента пропускания фильтра выходит на полку (на стационарный уровень), что позволило нам считать это значение достоверным значением коэффициента пропускания фильтра с ошибкой (среднеквадратичным отклонением) не хуже $\pm 0,05\%$.

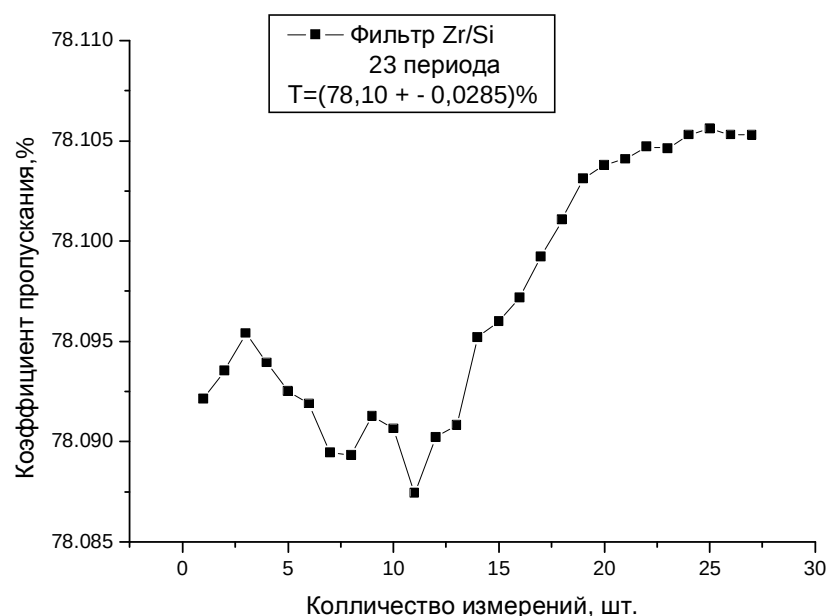


Рис.1.20. Зависимость значения коэффициента пропускания фильтра от количества проведенных измерений.

Для другого фильтра, результат аналогичной процедуры приведен на рис.1.21.

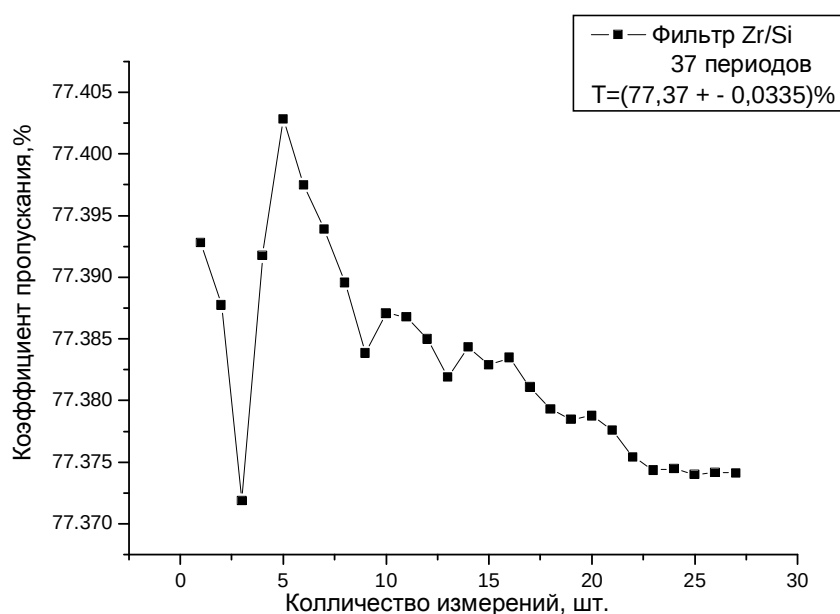


Рис.1.21. Зависимость значения коэффициента пропускания фильтра от количества проведенных измерений.

В данный момент эта методика отработана и является штатной диагностикой фильтров на 13,5 нм. Важно также отметить, что спектральный диапазон прибора может быть расширен как в область длинных, так и коротких длин волн. Для этого необходимо сменить пару многослойных зеркал и фильтры на входе монохроматора и на детекторе. Ограничением со стороны коротких длин волн является $\lambda \approx 3,1$ нм, для которой на современном этапе технологий роста еще можно сделать эффективно отражающие зеркала нормального падения.

Глава 2. Детектор ЭУФ излучения и абсолютно калиброванный измеритель ЭУФ мощности для аттестации источников излучения на 13,5 нм

2.1. Детектор ЭУФ излучения для работы в режиме счета фотонов

2.1.1. Теоретическая часть

Принцип работы детекторов, предназначенных для регистрации одиночных частиц (фотонов, электронов, ионов, протонов и т.д.), основан на явлении внешней или внутренней эмиссии электронов в твёрдом теле, возникающей в процессе передачи энергии падающей частицы твёрдому телу и последующего умножения частиц эмитированных электронов с целью доведения уровня сигнала до значений, превышающих шумы электронных схем регистрации.

При регистрации фотонов с энергией менее 10 кэВ, основным физическим процессом взаимодействия с твёрдым телом является фотоэффект, то есть передача всей энергии фотона одному электрону $E_s = E_\gamma - E_i$, где E_i – энергия ионизации атома.

Основным механизмом взаимодействия электрона с энергией E_s с веществом является упругое соударение с атомными ядрами и неупругое – с электронами атомов. Последнее взаимодействие может приводить к возбуждению и ионизации атомов и появлению новых электронов, которые, в зависимости от энергии, также могут ионизовать другие атомы. Этот процесс размножения электронов прекращается после того, как энергия электронов станет меньше энергии ионизации или энергии перевода электрона из валентной зоны в зону проводимости полупроводниковых материалов.

Этот механизм используется при регистрации квантов полупроводниковыми диодами. Как показывают теоретические расчёты и экспериментальные данные, с учётом всех каналов перераспределения энергии вторичных электронов, в кремниевых диодах в среднем тратится 3,6 эВ энергии на образование одной пары электрон – дырка [36]. Таким образом, один фотон с энергией 100 эВ приведёт, в среднем, к рождению 28 пар электрон – дырка.

Помимо низкого внутреннего усиления в МР и ЭУФ диапазонах, этот тип детекторов обладает высокими шумами, вызванными тепловой генерацией

неосновных носителей в зоне $p - n$ перехода. Поэтому он может применяться в качестве однофотонного детектора только при охлаждении до азотных температур. Для задач рефлектометрии такой режим работы не используется. Однако при потоках фотонов на уровне $10^8 - 10^9$ фотонов/сек, уже при комнатной температуре, отклик детектора начинает превышать шумы, и полупроводниковые диоды могут применяться для аналоговой регистрации сигнала.

Большее распространение получили другие приборы с “внутренним” фотоэффектом - газовые пропорциональные счётчики [37], принцип работы которых основан на поглощении фотонов в газе с последующим газовым усилением вторичных электронов в сильном электрическом поле.

Данный тип детекторов обладает низкими шумами (менее одного импульса в секунду) и высокой линейностью (пропорциональностью числа регистрируемых импульсов к числу падающих фотонов), вплоть до 500000 – 1000000 импульсов в секунду и широко используется для регистрации жёсткого ($E_{\text{ф}} > 6$ кэВ) рентгеновского излучения. Однако в области МР и ЭУФ излучения этот тип детекторов в настоящее время практически не используется из-за сильного поглощения в окне детектора, отделяющего газовую среду детектора от вакуумной установки. Для газового счётчика необходимо использовать вакуумноплотное окно, отделяющее объём спектрометра от газовой камеры детектора. Во-первых, это окно существенно (на порядки) снижает эффективность регистрации из-за поглощения излучения в нём, и, во-вторых, из-за газовых течей характеристики детектора становятся нестабильными. Также этот детектор ухудшает вакуум в приборе, что отрицательно сказывается на источнике излучения.

Практическое распространение для регистрации МР и ЭУФ излучения получили только вторичные электронные умножители ВЭУ [38].

Фотон падает на первый динод ускоряющей системы. В материале динода возникает фотоэлектрон, энергия которого, по механизму, описанному выше, преобразуется в каскад электронов. При этом существует вероятность, что хотя бы один электрон покинет материал и выйдет в вакуум (явление внешнего фотоэффекта). Минимальная энергия фотона, при которой возможно это явление $E_{\text{ф}} = A$, где A – работа выхода электрона из твёрдого тела. Очевидно, что квантовая эффективность, определяемая как

$q = (\text{число фотоэлектронов})/\text{квант},$

зависит от состояния поверхности (наличие энергетических ловушек на поверхности) и работы выхода электронов. Поэтому очень часто материал первого динода отличается от других динодов (оптимизирован на максимальную квантовую эффективность), либо перед первым динодом устанавливается фотокатод.

Электрон, рождённый первым динодом, попадает в сильное электрическое поле второго динода, ускоряется и достигает его. При облучении его поверхности этими электронами, второй динод эмитирует электроны. Вторичная эмиссия динода ν обусловлена упругим отражением первичных электронов γ , рассеянием первичных электронов (неупругое отражение) η и истинно вторичной эмиссией δ [39,40].

Коэффициенты γ , η , δ и их сумма ν определяются как отношение числа электронов, испущенных эмиттером за время t , к числу первичных электронов, упавших на эмиттер за это время, или как отношение токов вторичных и первичных электронов:

$$\nu = \gamma + \eta + \delta = \frac{k'_{\text{э.у.}} + k'_{\text{э.н.}} + k'_{\text{э.в.}}}{k_{\text{э}}} = \frac{k'_{\text{э}}}{k_{\text{э}}} = \frac{I'_{\text{э}}}{I_{\text{э}}} \quad (2.1)$$

где $k_{\text{э}}$, $I_{\text{э}}$ - число и ток первичных электронов; $k'_{\text{э.у.}}$ - число упруго отраженных электронов; $k'_{\text{э.н.}}$ - число неупругоотраженных электронов; $k'_{\text{э.в.}}$ - число истинно-вторичных электронов; $k'_{\text{э}}$, $I'_{\text{э}}$ - полные число и ток вторичных электронов.

Коэффициент вторичной электронной эмиссии (ВЭЭ) зависит от типа материала, его толщины, состояния поверхности, а также от энергии, плотности тока, угла падения электронов и длительности облучения. Очевидно, что для обеспечения умножения электронов $\nu > 1$.

Помимо максимального коэффициента ВЭЭ, при выборе материала динодов учитывается ряд других факторов: малые темновые токи (вызванные термо- и автоэлектронной эмиссией), стабильные вторично - эмиссионные характеристики в период работы после длительного хранения на воздухе или в откачиваемом объёме и при воздействии больших потоков частиц. Последнее особенно относится к выходным каскадам умножителей, которые во время работы находятся под воздействием больших плотностей электронных потоков. Так как при этом

выходные диоды могут нагреваться, вторично – эмиссионные характеристики эмиттеров должны мало зависеть от температуры, а сами эмиттеры одновременно обладать небольшим поверхностным или объёмным сопротивлением с малым температурным коэффициентом. Для повышения устойчивости к воздействию воздуха необходимо, чтобы поверхность эмиттеров также обладала защитными свойствами к окислению и была мало гигроскопичной.

В наибольшей степени этим требованиям удовлетворяет сплав CuBe, покрытый защитной плёнкой окиси BeO толщиной 2,5 – 5 нм. У таких эмиттеров $v_{\max}$ примерно равно 3, таким образом, для достижения коэффициента умножения 10^6 , число диодов составляет 12 – 13.

На основе этого сплава отечественной промышленностью выпускаются ВЭУ – 1 и ВЭУ – 2.

Главным недостатком этого детектора являются: большие габариты (более 100мм) и наличие делителя напряжения (до 12 – 15 резисторов).

Альтернативой ВЭУ диодного типа являются ВЭУ с непрерывной диодной системой (канальные электронные умножители – КЭУ и микроканальные умножители (микроканальные пластины) – МКП). В этих умножителях в качестве эмиттера используются полупроводящие свинцовые стёкла, с активированной в водороде поверхностью. Благодаря большому удельному сопротивлению удаётся создать значительное продольное электрическое поле в канале порядка 10 кВ/см и соответственно достичь коэффициента усиления до 10^7 на двух пластинах, толщиной 0,5 – 1 мм каждая.

Главным достоинством данного типа детектора являются низкие шумы и малые габариты.

2.1.2. Экспериментальное исследование характеристик КЭУ и МКП

Долгое время в ИФМ РАН в качестве детекторов МР и ЭУФ излучения использовались отечественные канальные электронные умножители ВЭУ-6, которые наряду с низкими шумами, менее 1 импульса /сек позволяют работать в низком, порядка 10^{-5} мм.рт.ст., вакууме, характерном для рефлектометров [41]. Следует отметить, что для этого рефлектометра, а также для [А1], характерные потоки излучения составляют менее 10^4 фотонов /сек. Поскольку в описываемом

рефлектометре ожидаемые потоки на порядки выше, возможность их использования оказалась под вопросом. В частности, важными являются вопросы наличия плато на счетной характеристике (СХ) и линейность регистрации. Кроме того, диаметр отражённого пучка в двухзеркальном рефлектометре составляет 18 мм, что существенно больше, чем апертура ВЭУ-6, которая равняется 10 мм. В этой связи пришлось искать альтернативный детектор. Для выбора оптимального для решения поставленной задачи детектора были изучены и проведено сравнение характеристик ряда детекторов: каналовые электронные умножители (КЭУ) отечественный ВЭУ-6 и KBL 1010 (Германия), а также детекторы на основе шевронной сборки двух микроканальных пластин и Z – сборки трёх МКП разработанные совместно с НИИЭПР (г. Москва).

Схемы этих детекторов, поясняющие их особенности и схемы включения приведены на рис.2.1 и 2.2.

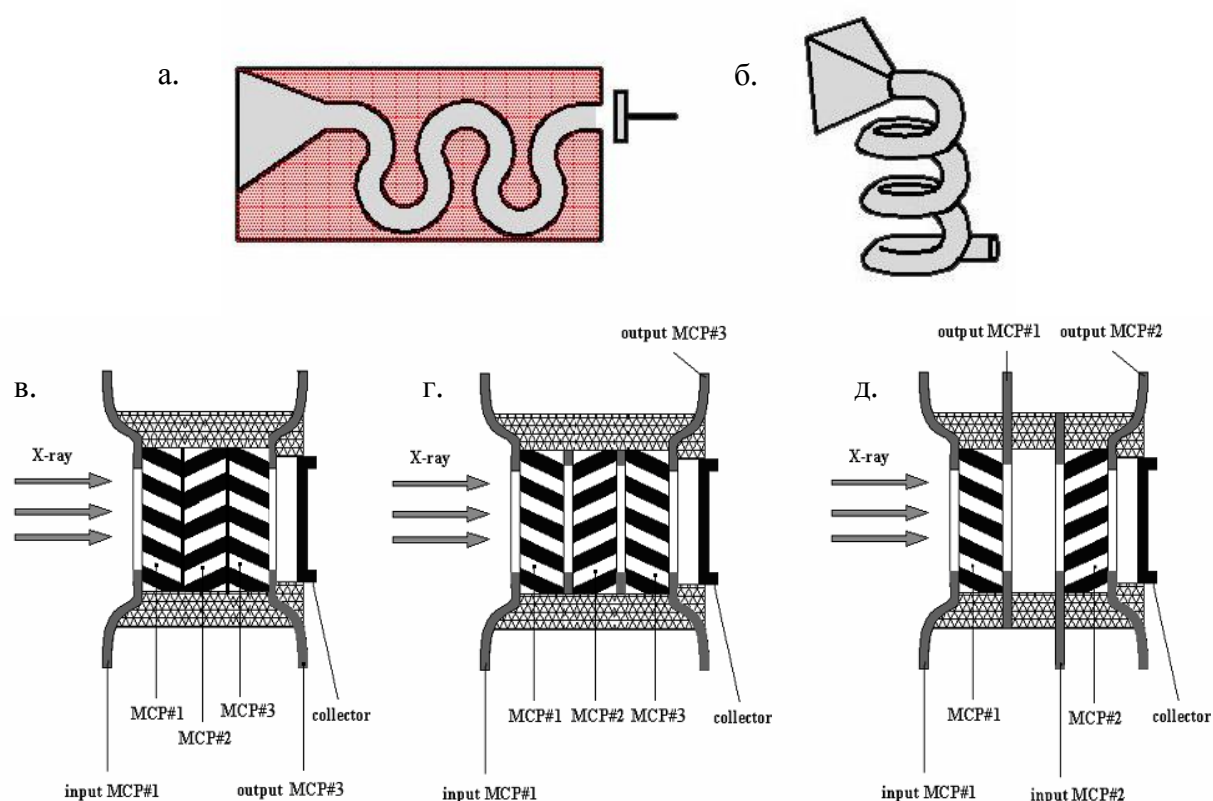


Рис.2.1. Схемы детекторов: а. КЭУ – KBL 1010 (Германия); б. КЭУ – ВЭУ-6 (Россия); в. Z-сборка трех МКП без зазора между пластинами (НИИЭПР, Россия); г. Z-сборка трех МКП с зазором между пластинами (НИИЭПР, Россия); д. шевронная сборка двух МКП (НИИЭПР, Россия).

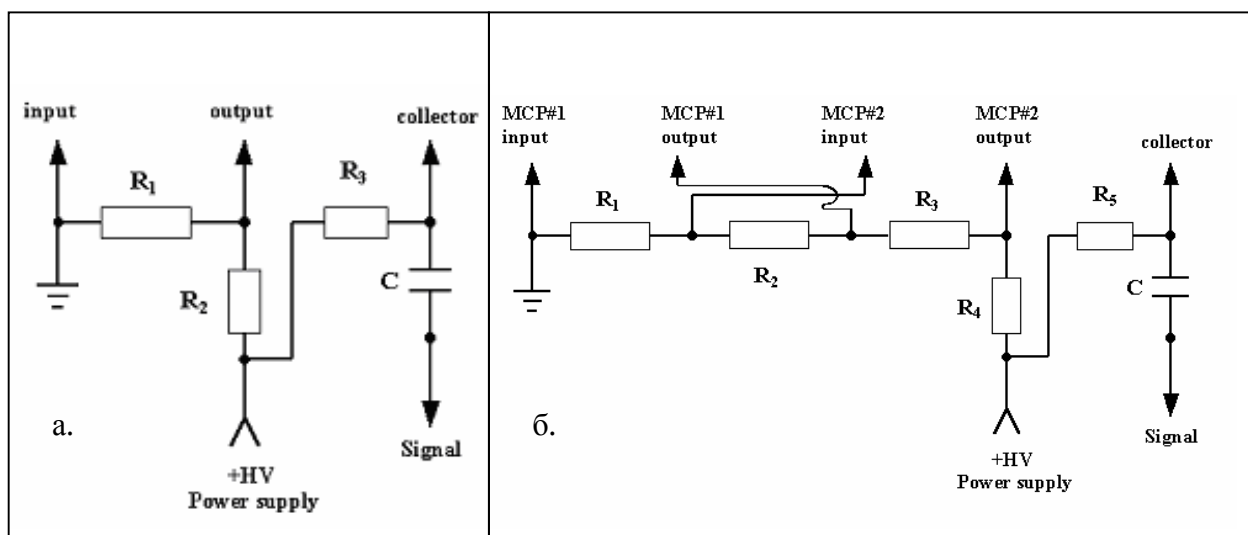


Рис.2.2. Схема делителя напряжения и его подключения к детектору и внешним электронным блокам: а. для детекторов KBL 1010; ВЭУ-6; Z-сборка 3-х МКП с зазором между пластинами; Z-сборка 3-х МКП без зазора между пластинами; б. для детекторов на основе шевронной сборки 2-х МКП.

Изучение детектора проводилось по следующему алгоритму:

А) Снималась СХ детектора, представляющая собой зависимость скорости счета (число регистрируемых импульсов в секунду) от напряжения на детекторе.

Методика снятия счётной характеристики состояла в следующем: устанавливался ток эмиссии рентгеновской трубки на уровне 3 мА (что соответствовало стабильному интенсивному сигналу на входе детектора), работа проводилась при использовании тормозного излучения W мишени, и снималась зависимость скорости счёта детектора от поданного на него напряжения. Измерения проводились с шагом 100В, далее убиралось ускоряющее напряжение с рентгеновской трубки, соответственно убирался ток эмиссии и сигнал со входа детектора, и снималась зависимость шума детектора от поданного напряжения в тех же пределах. В результате получалась кривая (кривая истинного сигнала), представляющая собой разность двух кривых, первая – сигнал + шум и вторая – шум. На рис.2.3 а). и 2.3 б), приведены СХ для двух различных значений нижнего порога регистрации для детектора Z – сборки с зазором между пластинами. Эти зависимости имеют плато, т.е. область, где счёт детектора практически не зависит от напряжения. Точку на плато и выбирают в качестве рабочей точки. Значение нижнего порога регистрации, при этом, выбиралось таким образом, чтобы в рабочей точке значение шума детектора составляло порядка 1 импульса в секунду (с помощью нижнего порога отсекались шумы электроники и шумы детектора, обладающие низкой амплитудой).

Кривые, соответствующие отношению сигнал/шум для тех же значений нижнего порога (0,3 и 0,35 В) приведены на рис. 2.4 а) и 2.4 б).

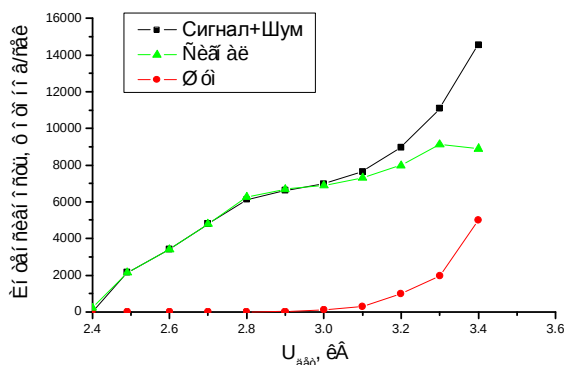


Рис.2.3 а). Счётная характеристика детектора Z – сборки МКП с зазором между пластинами $U_{\text{пор}}=0,3$ В

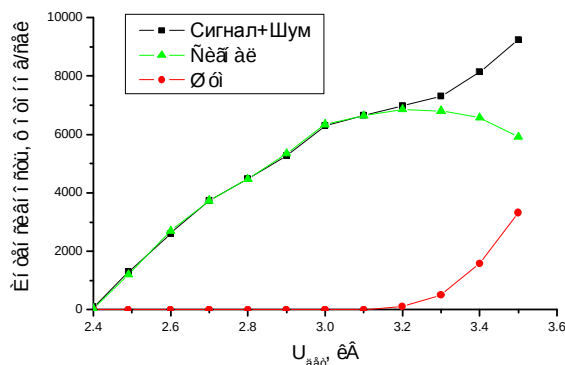


Рис.2.3 б). Счётная характеристика Z – сборки МКП с зазором между пластинами $U_{\text{пор}}=0,35$ В

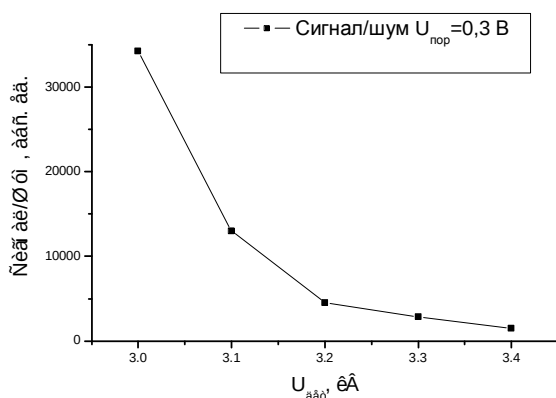


Рис.2.4 а). Отношение Сигнал/шум $U_{\text{пор}}=0,3$ В

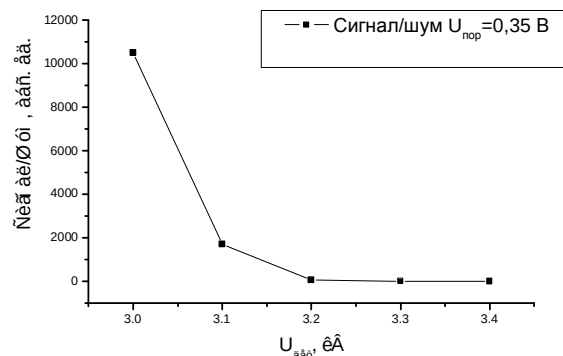


Рис.2.4 б). Отношение Сигнал/шум $U_{\text{пор}}=0,35$ В

Сравнение основных параметров детектора в рабочей точке, полученных при различных значениях нижнего порога регистрации, приведено в таблице 2.1.

Таблица 2.1. Сравнение рабочих параметров детектора при двух различных значениях нижнего порога регистрации

$U_{\text{пор}}=0,3$ В	$U_{\text{пор}}=0,35$ В
$U_{\text{раб}}=3,1$ кВ	$U_{\text{раб}}=3,2$ кВ
Шум=1,6 кв/с	Шум=0,4 кв/с
Сигнал/шум = $4,9 \cdot 10^3$	Сигнал/шум = $1,8 \cdot 10^4$
$I_0=7800$	$I_0=7200$

Как видно из таблицы, регистрируемая интенсивность при нижнем пороге регистрации 0,35 В ниже чем при пороге регистрации 0,3 В на 7,5 %, однако, отношение сигнал шум лучше в 3,7 раза. Поэтому хотя и с некоторой потерей интенсивности в качестве нижнего порога регистрации был выбран 0,35 В.

Верхний порог регистрации составлял 10 В, что соответствует интегральному режиму работы.

Далее снималась зависимость линейности СХ от потока фотонов, падающих на детектор.

Б) Линейность СХ определялась на стенде [А7] по методике основанной на исследовании зависимости коэффициента поглощения рентгеновского фильтра (0,1 мкм нитроцеллюлозы + 0,1 мкм Al) А от интенсивности падающего пучка I_0 (фильтр выведен из пучка) по формуле

$$A = \frac{I_f}{I_0}, \quad (2.2)$$

где I_f - измеренная интенсивность с введенным фильтром. Коэффициент поглощения фильтра составлял 6,8. Соответственно ожидалось, что при развитии нелинейности с ростом интенсивности падающего излучения, измеренное значение нулевой интенсивности будет ошибочно и, соответственно, поглощение фильтра будет меняться. Так как в эксперименте планировалось обнаружение нелинейности на уровне 1%, то были предприняты меры для уменьшения как статистических, так и систематических ошибок. Для измерений было выбрано излучение С мишени, стабильность интенсивности которой за время измерения была лучше 0,3%. Изменение загрузки детектора осуществлялось изменением тока эмиссии рентгеновской трубки. Размер рентгеновского пучка на входе детектора составлял $1,5 \cdot 10 \text{ мм}^2$.

В) После этого детально изучалось поведение кривых амплитудного распределения импульсов (АРИ) в зависимости от напряжения на детекторе и загрузки с целью объяснить поведение линейности СХ, и, по возможности, оптимизировать величину верхнего порога и напряжение питания детектора, чтобы повысить линейность СХ.

2.1.2.1. Детекторы на основе Z-сборки МКП

На рис.2.5а) приведена зависимость поглощения фильтра от интенсивности падающего излучения снятая в интегральном режиме (верхний порог 10 В) для Z – сборки МКП #5 с зазорами между пластинами. Измерения начинались с интенсивности 500 импульсов в секунду и заканчивались 32000 импульсов в сек.

Квадратиками отмечены измеренные значения, сплошной линией – обработка экспериментальных данных полиномом четвертой степени. Поскольку статистическая погрешность при малых нагрузках существенно превышает 1%, измерения в этой части проводились через интервал 500 импульсов в сек. В целом экспериментальный график содержит 76 точек. Область линейности на уровне 1% для данного режима регистрации составила 12500 импульсов в сек.

Влияние загрузки на кривые АРИ для этого детектора иллюстрируются на рис.2.6 а) и 2.6 б). Как видно из рисунков, кривые АРИ Z-сборки МКП с зазором имеют сложную форму и широкое распределение как в сторону малых, так и больших амплитуд. С увеличением загрузки пик амплитудного распределения, и все распределение в целом, смещаются в сторону малых амплитуд. При этом часть импульсов выходит за нижний порог. Убыль этих импульсов можно компенсировать установкой верхнего порога ниже максимальных амплитуд кривой АРИ. Такая возможность иллюстрируется на рис.2.5 б), в) и г). Как видно из рис.2.5 в), при верхнем пороге 5,3 В область линейности расширилась до 26500 импульсов в сек. Дальнейшее понижение порога, рис.2.5 г), приводит наоборот к завышенному значению поглощения фильтра.

Кривые АРИ для Z-сборки МКП #3 без зазоров между пластинами имеют более сложную форму, чем аналогичные кривые для детекторов с зазорами, однако в целом, оптимизация верхнего порога приводит к тем же результатам по линейности СХ. При этом рабочее напряжение составило 3,2 кВ.

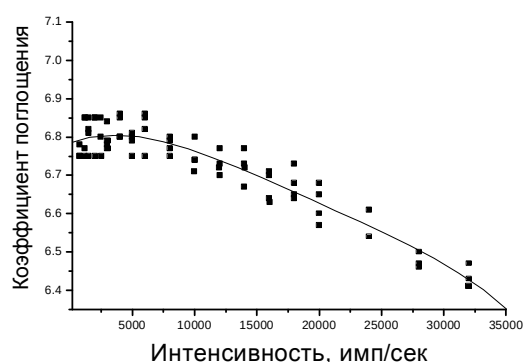


Рис.2.5 а). $U_d=2,9$ кВ; нижний порог =0,35 В; верхний порог 10 В;

■ экспериментальные данные;
— обработка полиномом 4й степени

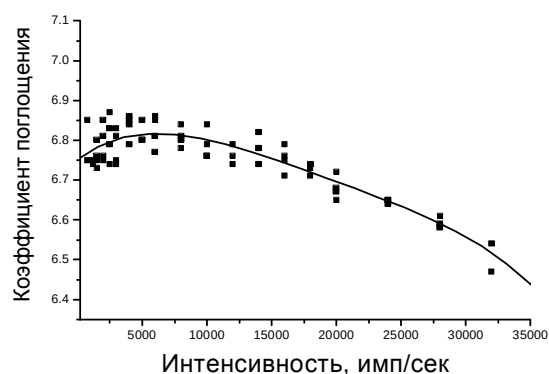


Рис.2.5 б). $U_d=2,9$ кВ нижний порог =0,35 В; верхний порог =6,3 В

■ экспериментальные данные
— обработка полиномом 4й степени.

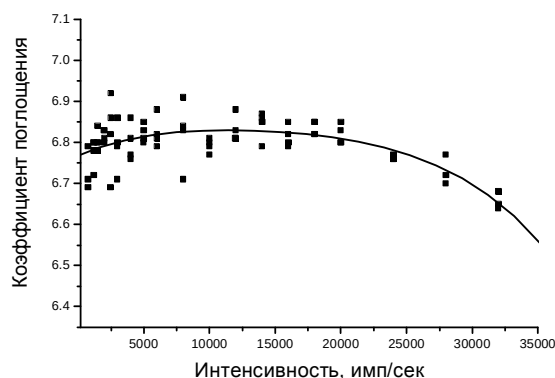


Рис.2.5 в). $U_d=2,9$ kV нижний порог =0,35 В; верхний порог =5,3 В

■ экспериментальные данные
— обработка полиномом 4й степени

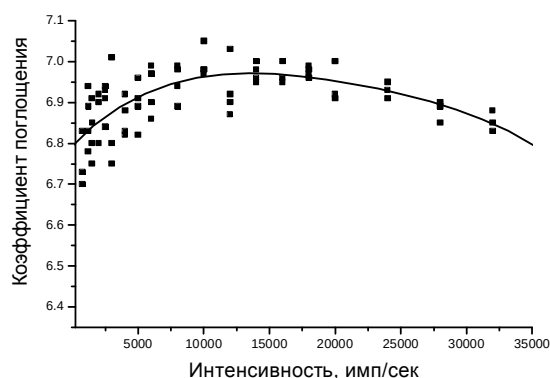


Рис.2.5 г). $U_d=2,9$ kV нижний порог =0,35 В; верхний порог =4,3 В

■ экспериментальные данные
— обработка полиномом 4й степени

Таким образом, приведенная на всю площадь апертуры детектора загрузка, при которой нелинейность регистрируемого сигнала не превышает 1% при оптимизированных верхнем и нижнем порогах регистрации, составила $5,5 \cdot 10^5$ импульсов / с.

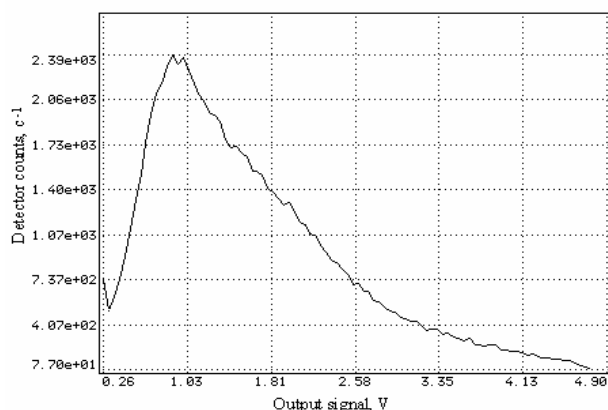


Рис.2.6 а). Кривая АРИ при загрузке 25000 импульсов в сек. МКП#5, $U_d=2,9$ kV.

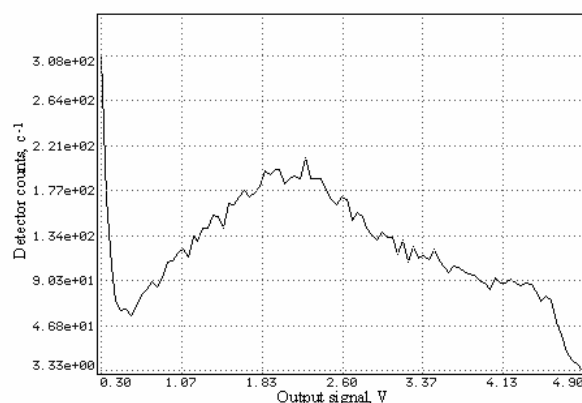


Рис.2.6 б). Кривая АРИ при загрузке 10000 импульсов в сек. МКП#5, $U_d=2,9$ kV

2.1.2.2. Каналовые электронные умножители

Результаты измерений коэффициента поглощения фильтра в зависимости от интенсивности падающего пучка, полученные с помощью ВЭУ-6 и KBL 1010 (Геттинген, Германия) приведены на рис.2.7 а) и рис.2.7 б), соответственно. Как видно из рисунков, область линейности ВЭУ-6 на уровне 1% составила 9500 импульсов в сек., KBL – 7500 импульсов в сек.

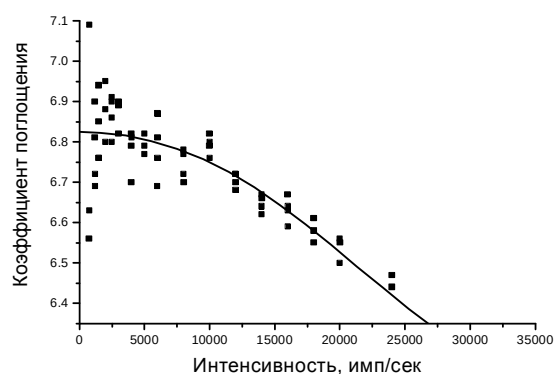


Рис.2.7 а). ВЭУ-6. $U_d=2,5$ кВ

■ экспериментальные данные

— обработка полиномом 4й степени

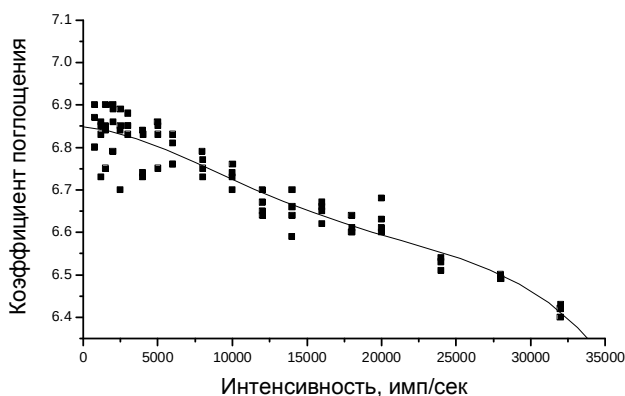


Рис.2.7 б). KBL 1010. $U_d=2,2$ кВ

■ экспериментальные данные

— обработка полиномом 4й степени

Семейство кривых АРИ при различных нагрузках детектора для ВЭУ-6 приведено на рис.2.8. Самая низкая кривая соответствует нагрузке 300 импульсов в сек. и далее, по мере увеличения нагрузки (2000; 5000; 10000; 15000; 17000; 22000 импульсов в сек.), максимум кривой увеличивается и смещается влево, в сторону нижнего порога. При нагрузках менее 10000 импульсов в сек., кривая АРИ с хорошей точностью описывается гауссовой кривой. При этом слева от пика (в долине) и справа от него (импульсы с амплитудами более 5 В) события вообще отсутствуют. Начиная примерно с 10000 импульсов в сек., в долине появляются импульсы и часть их выходит за нижний порог 0,3 В, что приводит к появлению нелинейности СХ. Поскольку кривые АРИ довольно узкие и их положение сильно зависит от нагрузки детектора, оптимальным является интегральный режим регистрации.

Кривых АРИ для детектора KBL 1010, полученные при различных нагрузках (300; 2000; 5000; 10000; 15000; 18000; 22000 и 29000 импульсов в сек.), приведены на рис.2.9. Форма этих кривых существенно отличается от приведенных в паспорте гауссовых. Поведение их от нагрузки так же отличается от поведения аналогичных кривых для детектора ВЭУ-6. Во-первых, в долине, импульсы отсутствуют только при нагрузках чуть выше 300 импульсов в сек. При больших нагрузках имеются импульсы, как в долине, так и с высокими амплитудами (до 8 В). Во-вторых, пик амплитудного распределения практически не сдвигается влево, даже при нагрузках до 30000 импульсов в сек. Однако соотношение пик/долина постепенно уменьшается с увеличением нагрузки и возрастает число импульсов в окрестности нижнего порога. Поскольку импульсы в окрестности нижнего порога присутствуют

практически всегда, трудно по кривой АРИ определить момент, когда начинается процесс нелинейности СХ. Как показали эксперименты оптимальным режимом счета, как и в случае ВЭУ-6, является интегральный.

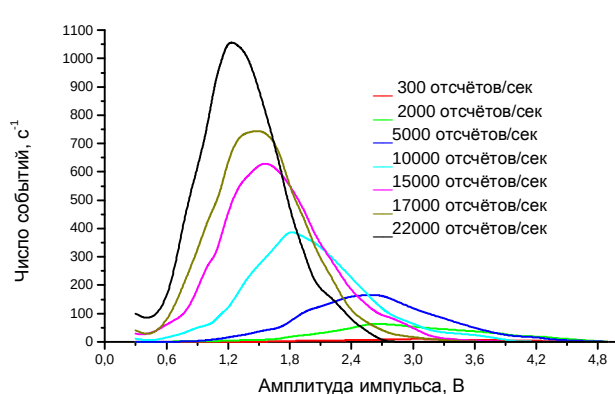


Рис.2.8. Изменение кривой АРИ для ВЭУ-6 в зависимости от загрузки детектора: 300; 2000; 5000; 10000; 15000; 17000; 22000 импульсов в сек. Амплитуды кривых возрастают с ростом загрузки.

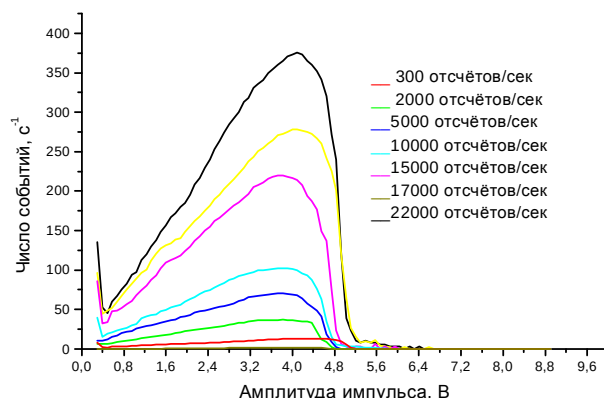


Рис.2.9. Изменение кривой АРИ для КВЛ 1010 в зависимости от загрузки детектора: 300; 2000; 5000; 10000; 15000; 17000; 22000 импульсов в сек. Амплитуды кривых возрастают с ростом загрузки.

2.1.2.3. Детекторы на основе шевронной сборки МКП

Детекторы на основе шевронной сборки двух МКП изучались на стенде [А1]. В отличие от Z-сборки трех МКП, были изготовлены детекторы с электродами не только на вход первой и выход последней МКП, но и на выход первой и вход второй. Эти электроды планировалось использовать с целью создания оптимального для линейной регистрации сигналов распределения полей. Линейность СХ определялась по схожей методике, отличие заключалось в том, что вместо изменения пропускания фильтра изучалось изменение коэффициента отражения зеркал. Для этого на вращающемся столе прибора было установлено два образца (МС на основе пары Mo/Si) со значительно (около 3 раз) различающимися коэффициентами отражения. Изучалось изменение отношения интенсивностей отраженных от этих двух образцов с ростом загрузки детектора.

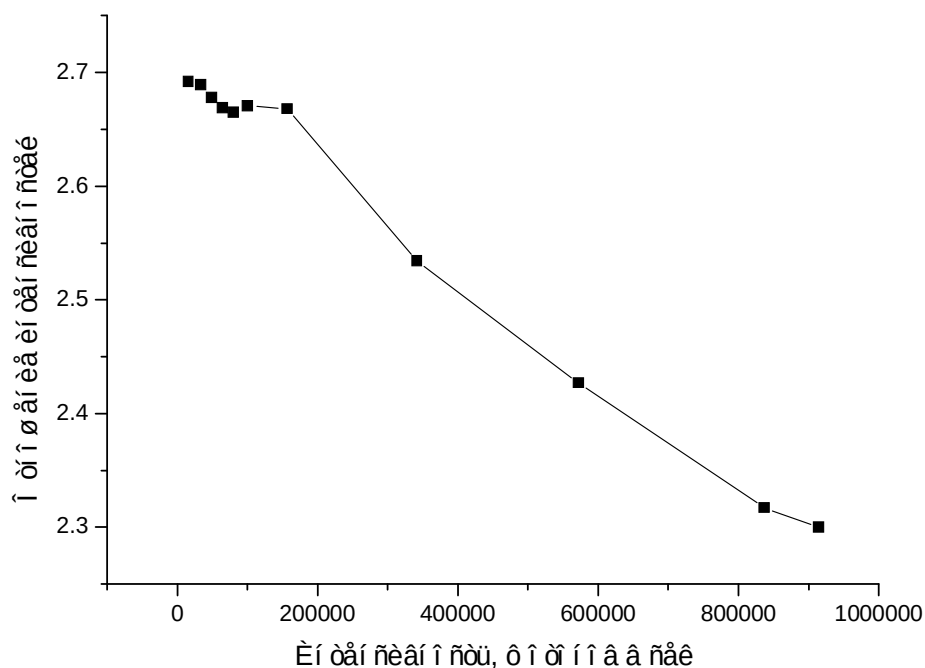


Рис.2.10. Линейность СХ детектора на основе шевронной сборки двух МКП в зависимости от загрузки.

На рис.2.10 представлена зависимость отношения коэффициентов отражения от загрузки детектора. Линейность СХ оптимизировалась при интегральном режиме регистрации (верхний порог равнялся 10 В) путем создания оптимального распределения ускоряющих и запирающих потенциалов в схеме включения детектора (см. рис.2.2). Таким образом, линейность на уровне менее 1% проявлялась при загрузке до $1,5 \cdot 10^5$ фотонов в секунду, а при загрузке 10^6 фотонов в сек. нелинейность регистрации была на уровне 15%. Оптимальные соотношения сопротивлений делителя представлены в таблице 2.2.

Таблица 2.2. Параметры электронных компонентов делителя напряжения.

Компонент	Сопротивление, МΩ	Емкость, пF
R1	3,9	
R2	0,39	
R3	5,1	
R4	0,39	
R5	0,2	
C		1

При таких параметрах электрической схемы включения, СХ детектора имеет плато в широком интервале напряжений (см. рис.2.11). Семейство кривых АРИ для

детектора на основе шевронной сборки в зависимости от напряжения на детекторе представлено на рис.2.12.

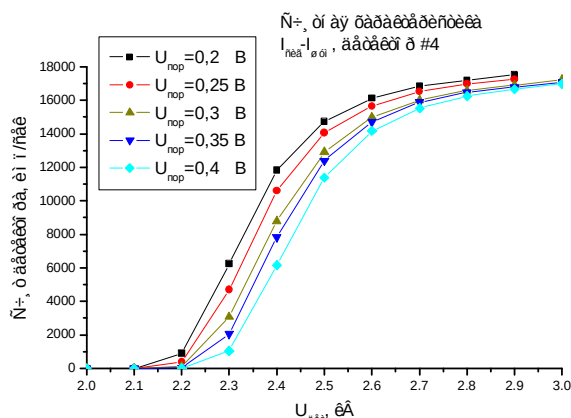


Рис.2.11. Семейство СХ для детектора на основе шевронной сборки двух МКП при различных значениях нижнего порога регистрации

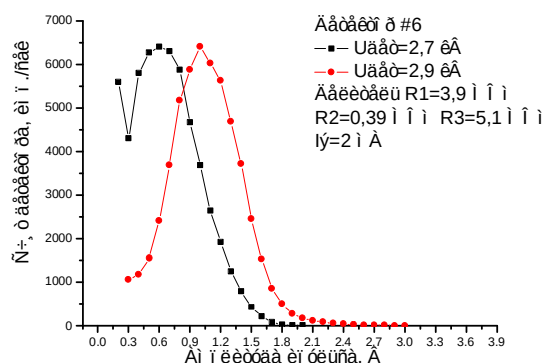


Рис.2.12. Семейство кривых АРИ для детекторов на основе шевронной сборки в зависимости от значения рабочей точки детектора

2.1.2.4. Статистические свойства детекторов

Помимо линейности регистрации детектором падающего потока, на точность измерений влияют статистические погрешности, связанные как с дискретным характером регистрируемых частиц, так и процессами рождения фотоэлектрона и последующего умножения вторичных электронов. Процессы испускания квантов излучения в материале анода рентгеновской трубки можно уверенно считать статистически независимыми событиями, соответственно количество испускаемых фотонов в секунду точно описывается статистикой Пуассона [42].

В общем случае, процессы рождения и размножения электронов во вторичных электронном умножителях, работающих в линейном режиме, хорошо описываются статистикой Пуассона [42]. Однако из-за ограниченной скорости рассасывания заряда в умножительном канале, статистическая независимость процессов регистрации двух соседних событий может нарушаться. Эти эффекты должны быть учтены при оценке точности измерений потоков рентгеновского излучения.

Изучение статистических свойств детекторов происходило по следующей методике:

1. Устанавливается загрузка детектора порядка 30 тыс. импульсов в сек.

2. Изучалось поведение интенсивности регистрируемого сигнала от времени, при временах накопления 1, 3, 10 и 20 секунд.

В таблице 2.3 приведены значения среднеквадратичного отклонения измеряемого сигнала от среднего для различных времён накопления сигнала. Как видно из таблицы, статистические флуктуации сигнала удовлетворительно описываются статистикой Пуассона [42]. Соответственно это позволяет обеспечить практически любую статистическую точность измерений, меняя время накопления. Ограничения по точности измерения интенсивности отражённого излучения появляются из-за систематического дрейфа чувствительности детектора. Эти ограничения обсуждаются ниже.

Таблица 2.3. Значения среднеквадратичного отклонения измеряемого сигнала от среднего для различных времён накопления сигнала

Время накопления сигнала, сек.	1	3	10	20
Число импульсов	33517	98510	326900	652850
Флуктуация, %	0,42	0,29	0,13	0,13
Флуктуации соответствующие статистике Пуассона, %	0,54	0,31	0,17	0,12

Имеющее место некоторое расхождение со статистикой Пуассона, по-видимому связано с тем, что после прохождения электронной лавины по каналу МКП требуется некоторое время (до 0,1 сек.), для растекания заряда со стенок канала, вызванного прошедшей лавиной. Соответственно условия прохождения следующей лавины (регистрация следующего события) зависит от степени релаксации канала, т.е. независимость событий нарушается.

2.1.2.5. Основные выводы

В результате проведенного исследования можно сделать следующие основные выводы.

1. Для всех изученных детекторов, за исключением ВЭУ-6, и, частично, Шевронной сборки МКП кривая амплитудного распределения импульсов заметно отличается от декларируемой производителями гауссовой формы. Только при низких рабочих напряжениях, ниже начала плато счетной характеристики, они имеют квазигауссову форму с малым, менее 2, соотношением пик/долина.

Дальнейшее увеличение напряжения на детекторе приводит к росту этого соотношения, однако, одновременно с этим форма пика существенно меняется.

У детекторов на основе Z-сборки МКП без зазоров на кривой АРИ появляются интенсивный второй (слева, около нижнего порога) и слабый третий (справа от основного) пики. Кривые АРИ Z-сборки на основе МКП с зазорами между пластинами приобретают форму, приближенную к гауссовой с соотношением пик/долина до 6, только при повышенных нагрузках.

Повышение рабочего напряжения на детекторе KBL 1010 сопровождается резким ослаблением основного и появлением мощного второго пика, соответствующего малым амплитудам импульсов, на кривых АРИ. При этом резко возрастает экспоненциальный хвост, уходящий за нижний порог.

2. При размере пучка на детекторе $1,5 \cdot 10 \text{ мм}^2$, область линейности СХ детектора ВЭУ-6 составила 9500 импульсов в сек. Для KBL 1010 она несколько меньше и составила 7500 импульсов в сек.

3. Детекторы на основе Z-сборки микроканальных пластин обеспечивают регистрацию с точностью 1% потоков с интенсивностью до 26500 импульсов в сек. на площади ($1,5 \cdot 10 = 15 \text{ мм}^2$), что соответствует $1,8 \cdot 10^3 \text{ имп./сек.} \cdot \text{мм}^2$.

При рабочей апертуре детектора 20 мм, это соответствует полной загрузке детектора около $5,5 \cdot 10^5$ импульсов в секунду. Такой детектор отвечает поставленным требованиям на линейность и соответствует задаче по апертуре.

4. Для шевронной сборки двух МКП путем оптимизации параметров распределения поля в схеме включения удалось расширить область линейности в интегральном режиме счета фотонов до $1,5 \cdot 10^5$ фотонов в сек.

5. Статистическая погрешность измерений с помощью этих детекторов хорошо описывается статистикой Пуассона, что на практике позволяет обеспечить заданную точность измерений коэффициентов отражения и прохождения.

2.1.2.6. Детекторная система

Результатом исследований свойств различных типов вторичных электронных умножителей, явилась разработка универсальной детекторной системы, фотография которой приведена на рис.2.13.

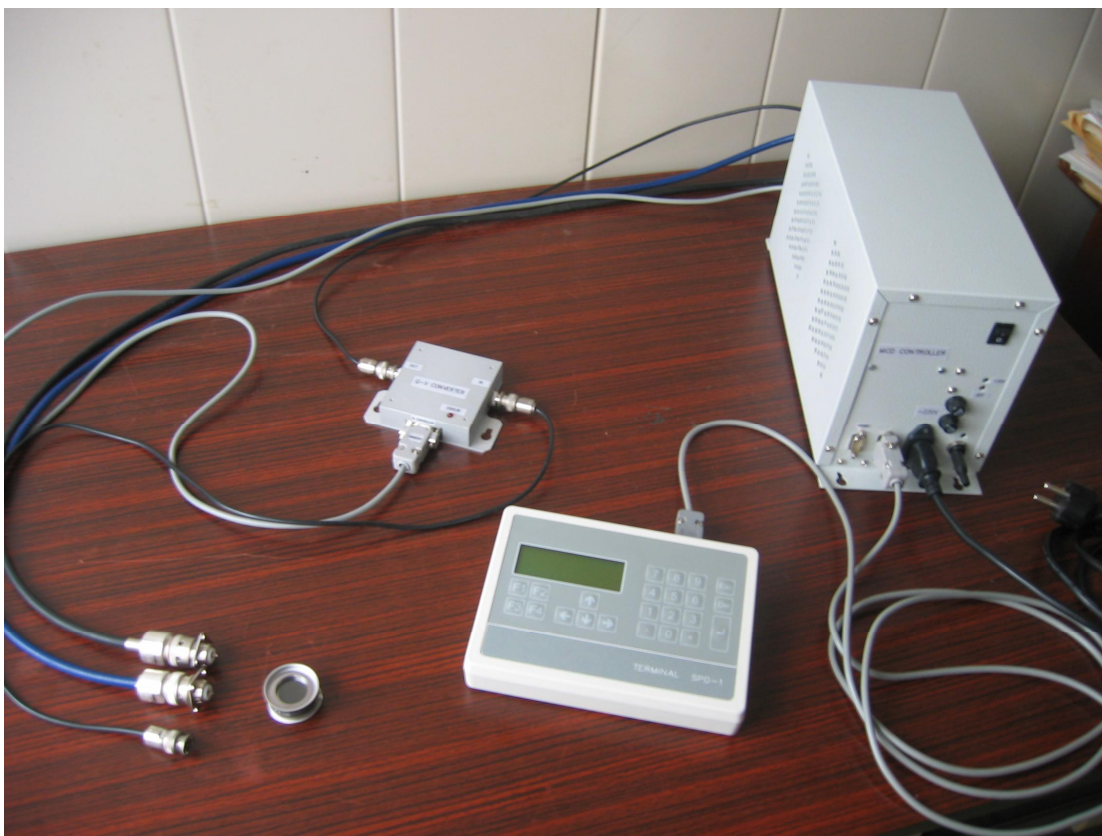


Рис.2.13. Фотография детекторной системы.

Детекторная система состоит из следующих основных элементов: собственно детектора, в данном случае шевронная сборка двух МКП; блока усилителя и формирования выходного сигнала; высоковольтного блока питания и терминала управления детектором. Высоковольтный блок питания имеет два выхода высокого стабилизированного напряжения. Первый выход “-0,4 кВ”, может использоваться для подачи напряжения на фотокатод, либо возвращающую сетку (retorting grid).

В обоих случаях этот потенциал увеличивает эффективность детектора. В случае фотокатода он придает оптимальную энергию фотоэлектронам, соответствующую максимуму вторичной электронной эмиссии для свинцового стекла или *BeO*. При подаче на сетку, установленную перед входом детектора, отрицательного потенциала фотоэлектроны, рожденные не в умножительном канале, а на торце, возвращаются в канал. Кроме того, отрицательный потенциал на входе детектора уменьшает фоновый сигнал, так как защищает детектор от рассеянных электронов, возникающих, например, из рентгеновской трубки.

Работа детекторной системы происходит следующим образом: падающий на детектор фотон вызывает на выходе лавину вторичных электронов, 10^6 - 10^8

электронов/лавину, падающую на коллектор детектора. Сигнал коллектора через кабель, с волновым сопротивлением 50 Ом и длиной $1,2 \pm 0,2$ м, подается на конвертор. Конвертор является устройством, преобразующим импульсы заряда на коллекторе детектора в импульсы напряжения на входе амплитудного дискриминатора. Конвертор, вместе с входным кабелем определенной длины и детектором образуют согласованное *LRS* устройство, которое обеспечивает оптимальные для дискриминатора по форме и длительности импульсы напряжения. Конвертор содержит встроенный компаратор максимальных амплитуд импульсов. Наличие таких импульсов показывает индикатор *ERROR* конвертора, а их количество определяет счетчик контроллера, информация с которого выводится на терминал (см. ниже).

Наличие большого количества импульсов максимальной амплитуды приводит к увеличению “мертвого времени” дискриминатора, что может сказаться на точности измерений частоты импульсов при больших, на уровне сотен тысяч импульсов в секунду, нагрузках детектора. Устранить такие импульсы или существенно уменьшить их частоту можно уменьшением коэффициента передачи конвертора. Коэффициент передачи конвертора может быть изменен в 2 или 4 раза при помощи DIP-4 переключателя, расположенного на плате.

Сигнал с конвертора поступает в контроллер. Контроллер обеспечивает следующие функции:

- высоковольтное питание детектора;
- питание внешнего фотокатода или возвращающей сетки;
- дифференциальную амплитудную дискриминацию импульсов;
- связь с внешним устройством через стандартные порты RS232 и RS485.

Основные технические характеристики контроллера приведены в таблице 2.4.

Таблица 2.4. Основные технические характеристики контроллера.

Напряжение питания	220 VAC
Выходное напряжение питания детектора	+ 0,5 ÷ + 4 кВ
Стабильность напряжения питания детектора при изменении сетевого напряжения на $\pm 20 \%$	0,01 %
Скорость изменения выходного напряжения	не более 300 В/сек
Пульсации напряжения питания детектора	не более 0,01 %
Напряжение питания фотокатода	- 0,35 ÷ 0,4 кВ
Входное сопротивление дискриминатора	50 Ом
Минимальная длительность входных импульсов	20 нс
Минимальная амплитуда входных импульсов	0,6 В

Контроллер может управляться как непосредственно от ЭВМ, так и с помощью выносной панели оператора DK-8070. Операционное меню разделено на пять функциональных экранов, пример одного из которых приведен на рис.2.14. Четыре функциональных экрана вызываются нажатием соответствующей F – функции, пятый значком “*”.



Рис.2.14. Вид экрана F2.

Основные сервисные функции, обеспечиваемые терминалом:

- отображение состояния блокировки работы детектора (например, по вакууму).
- включение/выключение высоковольтного блока питания.
- установка значения высокого напряжения, отображение текущего значения напряжения на детекторе.
- выбор режима работы детектора. Автоматический, когда все установленные ранее параметры автоматически применяются при включении детектора. Ручной режим, когда оператор задает параметры самостоятельно.
- установка начального значения скорости изменения при включении/выключении и рабочего напряжения детектора.
- определение режима регистрации. В режиме “Counting” детектор работает как непрерывный счетчик, обновляя значения после каждого периода экспозиции. В “Single” моде, каждый акт счета возможен только после ручного запуска.
- установка времени интегрирования сигнала, причем счетчик, показывает частоту.
- минимальный и максимальный пороги регистрации импульсов.
- скорость обмена информации и некоторые служебные функции связи.
- отображение по строкам результата счета детектора.

Данная детекторная система может работать с различными типами детекторов (фотонные и вторично-электронные умножители, газовые счетчики) для регистрации фотонов, электронов и др. частиц в режиме счета событий. Она может работать как автономно, так и в составе автоматизированных комплексов.

2.2. Абсолютно калиброванный измеритель ЭУФ мощности для аттестации источников излучения на 13,5 нм

Мощность и пространственное распределение мощности излучения, долговременная стабильность, повторяемость мощности от импульса к импульсу источника ЭУФ излучения, однородность засветки маски и рабочей пластины с фоторезистивным слоем являются одними из важнейших параметров, влияющих на качество больших интегральных схем, производимых с использованием метода

проекционной ЭУФ литографии на длине волны 13,5 нм. Учитывая, что эти характеристики во многом определяются юстировкой зеркал, число которых в схеме может достигать 10-12, назрела необходимость создания малогабаритного измерителя мощности излучения со спектральной полосой пропускания, с большой точностью совпадающей с полосой пропускания системы зеркал, предшествующей месту проведения измерений.

Учитывая широкий спектр исследуемых в настоящее время источников ЭУФ-излучения [5,13,43,44], основными требованиями, предъявляемыми к прибору являются: высокая чувствительность, широкий динамический диапазон регистрируемых интенсивностей, сильное, на уровне $10^{-5} - 10^{-6}$, подавление коротко- и длинно-волнового излучения, лежащего вне полосы пропускания оптической схемы литографической установки.

Для решения этих проблем был разработан прибор, вместивший в себя все основные достижения в области создания многослойных зеркал [20] и отрезающих фильтров [45] в ИФМ РАН, г. Нижний Новгород.

2.2.1. Рентгенооптическая схема и состав измерителя мощности

Рентгенооптическая схема измерительного модуля приведена на рис.2.15. Работа прибора происходит следующим образом. Излучение из источника проходит через входное окно, диаметром 8 мм, переменную диафрагму и падает на первое многослойное зеркало. Отраженное излучение попадает на второе зеркало, проходит через абсорбционные фильтры и регистрируется полупроводниковым фотодиодом. Для защиты от рассеянного излучения и электромагнитных помех, элементы оптической схемы прибора защищены металлическим экраном. Тонкая юстировка оптической оси прибора осуществляется с помощью микровинтов. Пределы точной юстировки составляют $\pm 1,7^\circ$.

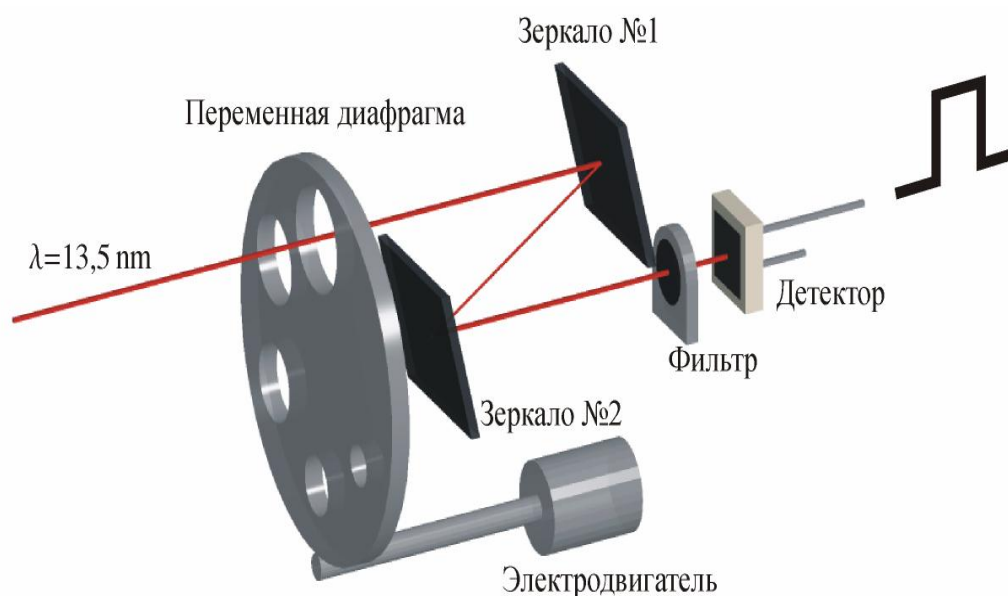


Рис.2.15. Оптическая схема измерителя мощности.

Вращающийся диск с переменными диафрагмами обеспечивает широкий динамический диапазон по мощности регистрируемого излучения. Появление этого диска связано с тем, что различные источники генерируют излучение в широком диапазоне мощностей, кроме того, даже для одного источника мощность излучения может меняться в широких пределах (оптимизация мощности разряда, угловые зависимости, место измерения мощности в оптической системе). Шаговый двигатель (на рис.2.15 «Электродвигатель») обеспечивает смену диафрагм без вскрытия прибора на атмосферу.

Основу прибора составляет монохроматор, образованный двумя параллельно расположенными многослойными зеркалами. Такая схема монохроматора решает две основные проблемы. Во-первых, более чем на два порядка повышает отношение сигнал/фон по сравнению с используемыми в настоящее время однозеркальными схемами. Во-вторых, благодаря перемножению двух аппаратных функций, позволяет в широких пределах изменять спектральную полосу пропускания прибора.

Определенную проблему составлял выбор оптимальной пары материалов для многослойных зеркал. Как уже отмечалось выше, зеркала должны обеспечивать максимальную эффективность отражения при заданной спектральной селективности. Известно, что стандартные *Mo/Si* многослойные зеркала на длине волны 13,5 нм имеют низкую спектральную селективность, которая составляет $\lambda/\delta\lambda$

~ 20 [20], в то время как полоса пропускания на выходе литографической установки составляет $\lambda/\delta\lambda \sim 40 \div 60$, в зависимости от числа зеркал в схеме. Таким образом, для получения узкой полосы пропускания двухзеркальной схемы были предприняты исследования, направленные, как на оптимизацию толщин слоев в стандартной паре *Mo/Si*, так и поиск альтернативных пар материалов. Критерием оптимизации было достижение максимального коэффициента отражения при заданной спектральной селективности зеркала. Как показали исследования, оптимальной оказалась пара материалов *Nb/Si* [A3].

На рис.2.16 приведена спектральная зависимость коэффициента отражения для двухзеркальной системы *Nb/Si*. Коэффициент отражения системы составил 30%, при спектральной селективности $\lambda/\delta\lambda \sim 60$. Измерения проводились на рефлектометре [46].

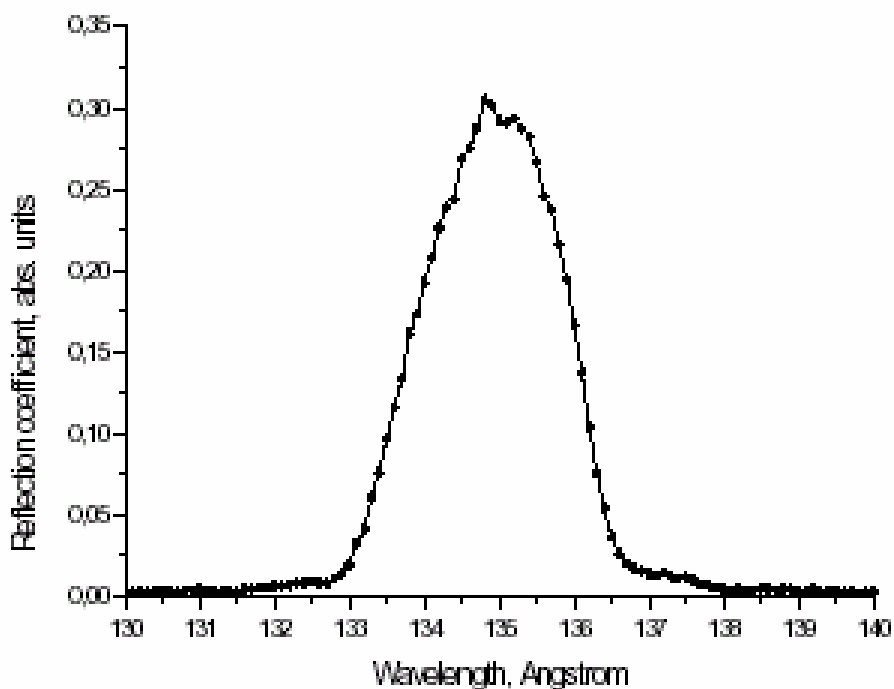


Рис.2.16. Спектральная зависимость коэффициента отражения двухзеркальной *Nb/Si* системы.

На рис.2.17 приведены расчетные спектральные кривые пропускания для литографической системы с числом зеркал 9, 11 и измеренная аналогичная зависимость нашего монохроматора. Как видно из рисунка, двухзеркальный монохроматор имеет полосу пропускания несколько уже, чем у 11-ти зеркальной системы. Таким образом, можно сделать вывод, что подбором зеркал данный прибор позволяет исследовать энергетические характеристики излучения в

спектральной полосе, равной спектральной полосе излучения после $1 \div 11$ отражений при высокой, порядка 30% и выше, эффективности регистрации.

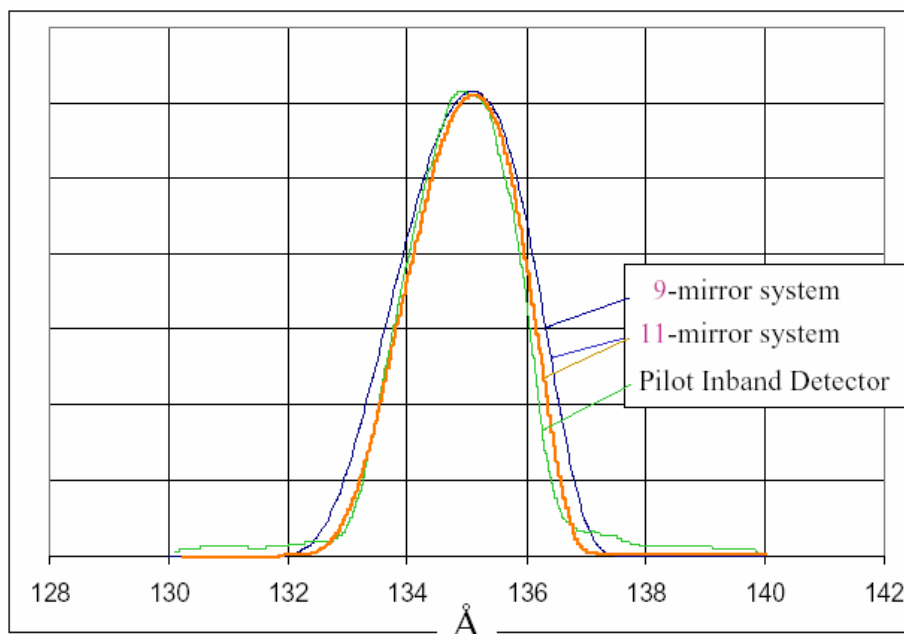


Рис.2.17. Спектральные зависимости коэффициентов отражения (в относительных единицах) 9-ти и 11-ти зеркальных систем литографической установки, и данного измерителя мощности.

В качестве фильтров, обеспечивающих подавление излучения в диапазоне длин волн $\lambda < 12,4$ нм и $\lambda > 30$ нм, использовались осажденные на никелевые сетки многослойные *Zr/Si* пленки суммарной толщиной около 0.2 мкм. Сетки обеспечивали механическую прочность и, соответственно, долговечность фильтров. Пропускание сеток составляло около 80%. Коэффициент пропускания пленок, с учетом прозрачности сетки, составляло 50%. Технология изготовления и характеристики пленок подробно излагаются в [45].

В качестве детектора излучения применяется полупроводниковый кремниевый диод AXUV-100 (фирма IRD, США). Основными достоинствами этого детектора является следующее [47]: высокая рабочая апертура, 100 мм²; малый темновой ток, 10 пА; большой, до 10^7 , диапазон линейной регистрации потока; высокая эффективность регистрации, до 100% для диода без защитного окна; наличие внутреннего усиления, порядка 25 электронов/фотон для излучения $\lambda \sim 13,5$ нм; хорошая временная стабильность эффективности регистрации, что исключает необходимость частых калибровок абсолютной чувствительности детектора; временное разрешение, менее 10 нс, позволяющее измерять типичные импульсы

излучения газоразрядных источников, применяемых для литографии 13,5 нм, длительность которых лежит в диапазоне 100-200 нс.

Внешний вид прибора приведен на рис.2.18. Прибор включает в себя блок питания, контроллер и измерительный модуль. Контроллер (фирма ICP DAS, Тайвань) обеспечивает управление шаговым двигателем. Параметры движения и координата положения шагового двигателя задается либо с помощью выносной панели оператора DK-8070 (фирма ИКОС, Россия), установленной на корпусе контроллера, либо от PC через RS232, RS425 порты. Измерительный модуль стыкуется с исследуемым источником (стендом) с помощью быстроразъемного соединения KF-40.

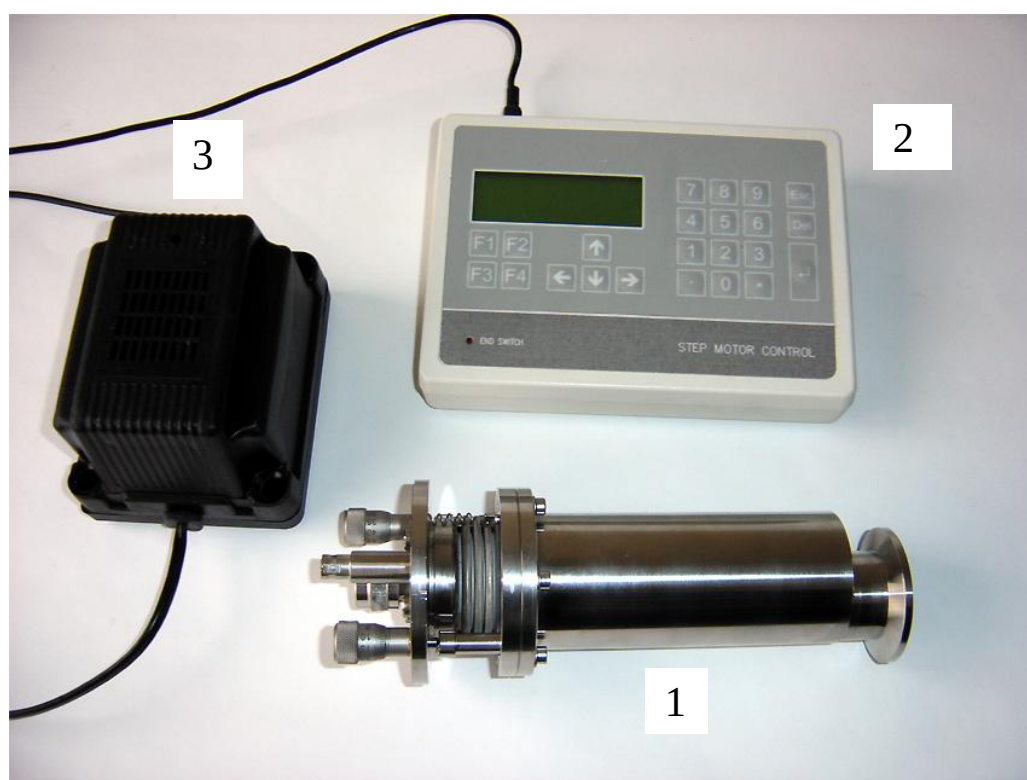


Рис.2.18. Внешний вид измерителя мощности. 1 – измерительный модуль, 2 – контроллер, 3 – блок питания.

2.2.2. Калибровка абсолютной чувствительности и применение прибора

Калибровка абсолютной чувствительности прибора производилась в 2 этапа. На первом этапе оптические характеристики зеркал и фильтров измерялись на лабораторном рефлектometре [46]. Чувствительность детектора бралась из паспорта производителя на данный детектор. На втором этапе данный прибор в

сборе проверялся на синхротроне BESSY-2, Германия. Данные обеих калибровок совпали с точностью 4%.

В дальнейшем данный прибор был установлен на газоразрядный источник излучения, где было проведено сравнение результатов измерений, проведенных ранее с помощью однозеркального измерителя мощности. На Рис.2.19 приведены осциллограммы сигналов. Верхняя осциллограмма соответствует току разряда источника, средняя (ID) – сигналу с описываемого прибора и нижняя (FC) – ранее установленному однозеркальному прибору. Анализ осциллограмм показал, что длительность импульса на полувывоте, измеренная данным прибором, примерно на 9% меньше, чем измеренная с помощью однозеркального прибора. Также примерно на 10% меньше амплитуда сигнала. Объяснением такого расхождения является лучшее подавление фонового излучения в двухзеркальной схеме, по сравнению с однозеркальной. Этот результат позволил скорректировать значение КПД преобразования электрической энергии в энергию излучения на 13,5 нм для данного источника.

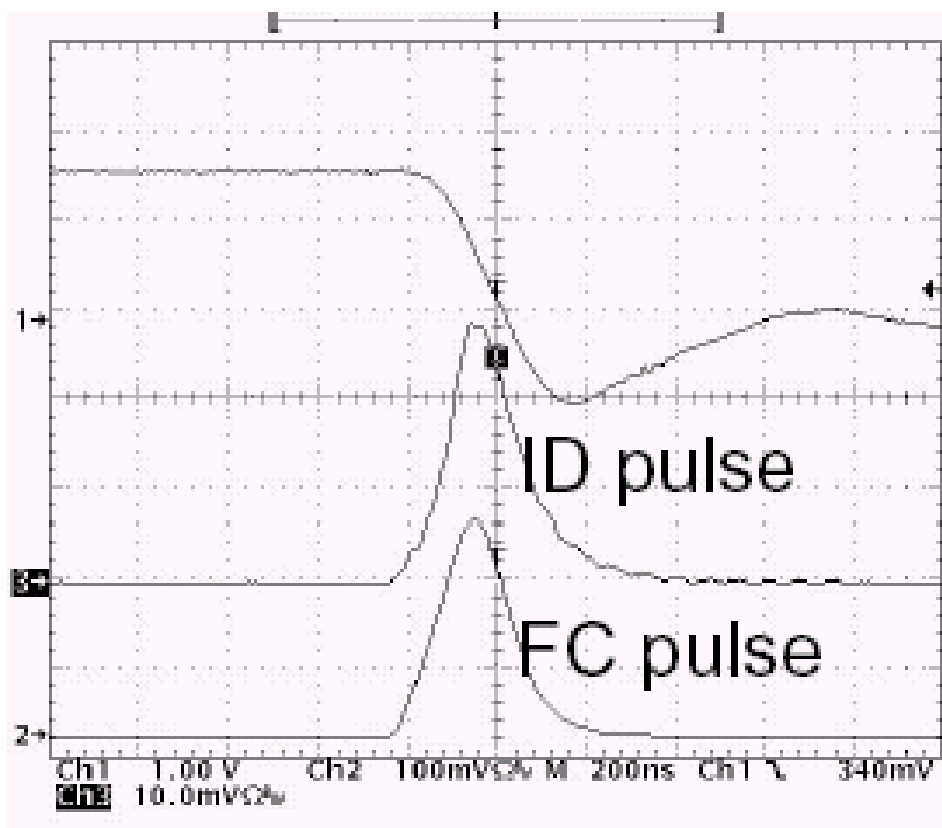


Рис.2.19. Сравнение осциллограмм сигналов полученных с помощью двухзеркального (средняя) и однозеркального (нижняя) измерителей мощности. Верхняя осциллограмма соответствует току разряда.

2.2.3. Заключение

Создан малогабаритный, высокоэффективный, абсолютно калиброванный измеритель мощности излучения с рабочей длиной волны 13,5 нм и спектральной полосой пропускания, соответствующий полосе реальной литографической установки. Помимо определения абсолютной мощности излучения с $\lambda=13,5$ нм, данный прибор может применяться для измерения спектральной мощности излучения источника в широком, вплоть до инфракрасного излучения, спектральном диапазоне. Для этого монохроматор вынимается из прибора, а на вращающийся диск устанавливаются предварительно калиброванные фильтры с известной спектральной полосой пропускания. Вводя их поочередно в пучок с помощью шагового двигателя, можно снять спектральную мощность излучения. Количество измеряемых спектральных точек фактически ограничивается внешними размерами фильтров и размером диска, который составляет примерно 40 мм. Первые эксперименты с 6-ю фильтрами подтвердили возможность использования прибора в таком режиме. Следует также отметить, что прибор может быть либо пристыкован к вакуумной камере через фланец KF-40, либо его измерительная часть может быть снята с фланца и установлена внутри установки.

В настоящее время прибор рассматривается как эталонный инструмент для аттестации различных источников ЭУФ излучения.

Глава 3. Генерация излучения 13,5 нм с помощью рентгеновской трубки

К настоящему времени абсолютные интенсивности отпаянных рентгеновских трубок, генерирующих жесткое рентгеновское излучение хорошо изучены [48], чего нельзя сказать о трубках генерирующих излучение в МР и ЭУФ диапазоне (1-30 нм). Это связано, прежде всего, с недостоверными данными сечений ионизации и возбуждения атомов и ионов вещества низкоэнергетическими электронами. Во многом это объясняется экспериментальными сложностями, связанными с сильным поглощением мягкого рентгеновского излучения и низкоэнергетичных электронов практически всеми материалами.

Для примера приведены некоторые значения глубины проникновения рентгеновского излучения (РИ) (см. Таблицу 3.1), т.е. глубины на которой интенсивность падающего на материал рентгеновского излучения спадает в e раз для трех наиболее часто используемых линий ($\text{CuK}\alpha$ $\lambda = 0,154$ нм, $\text{SK}\alpha$ $\lambda = 4,47$ нм и $\text{Si L}\alpha$ $\lambda = 13,5$ нм), и наиболее часто встречающихся загрязнителей: W, который часто является материалом термокатода, C, который представляет собой продукт разложения углеводородов и Fe, которое является основным материалом вакуумных камер.

Таблица 3.1. Характерные глубины проникновения РИ в вещество.

	$\lambda=0,154$ нм	$\lambda=4,47$ нм	$\lambda=13,5$ нм
W	3,16 мкм	0,028 мкм	0,0326 мкм
Fe	4,23 мкм	0,078 мкм	0,0206 мкм
C	1057,5 мкм	2,33 мкм	0,156 мкм

Таким образом, незначительные, на уровне сотых долей мкм, загрязнение поверхностей мишеней и детекторов в мягком рентгеновском диапазоне приводят к значительным, порядка 300% погрешностям измеряемых интенсивностей.

Все это приводит к тому, что в настоящее время:

- а) разборные рентгеновские трубки для мягкого рентгеновского диапазона до сих пор реально выпускаются только в лабораториях;
- б) существует значительный разброс данных по интенсивности флуоресценции материалов у различных авторов;

в) отсутствует общепризнанная методика, на основе которой можно было бы оптимизировать геометрию и параметры трубки для конкретного приложения.

Учитывая важность линии флуоресценции кремния $Si\ La$ с длиной волны 13,5 нм для задач проекционной ЭУФ литографии, источник излучения для микролитографа, разрабатываемого в ИФМ РАН в рамках российского проекта проекционной ЭУФ литографии [49], рефлектометрия [A7,46,A3] и др., данная глава диссертационной работы посвящена теоретическому и экспериментальному изучению флуоресценции кремния на линии $Si\ La$ при электронном возбуждении, а также здесь приводится подробное описание рентгеновских трубок, разработанных в ИФМ РАН. Важно также отметить, что разработанная в ходе диссертационной работы программа расчета интенсивностей флуоресценции найдет широкое применение для рефлектометрии в МР диапазоне, а также для рентгено-флуоресцентного анализа.

3.1. Общие принципы работы рентгеновской трубки

В конце 1895 г. Вильгельм Конрад Рентген опубликовал открытие им новых лучей, которые он назвал X – лучами или как их сейчас называют – рентгеновское излучение. Лучи эти были обнаружены при пропускании электрического тока через разреженный газ в разрядной трубке. Под влиянием этих лучей в темноте светился флюоресцирующий экран. Лучи действовали на фотографическую пленку и вызывали ионизацию газов. Вновь открытые лучи частично проходили через непрозрачные для видимого света тела.

Рентгеновское излучение широко используется в разных отраслях деятельности человека: в медицине (рентгенография, томография и др.), в науке и технологии (рефлектометрия, спектроскопия и др.), перспективным направлением в настоящее время является проекционная ЭУФ литография на длине волны 13,5 нм. Наиболее универсальным, с точки зрения получения достаточно интенсивных потоков рентгеновского излучения во всем интересующем нас диапазоне длин волн, и недорогим источником излучения является рентгеновская трубка. Рентгеновская трубка представляет собой электровакуумный прибор, схема которого приведена на рис.3.1.

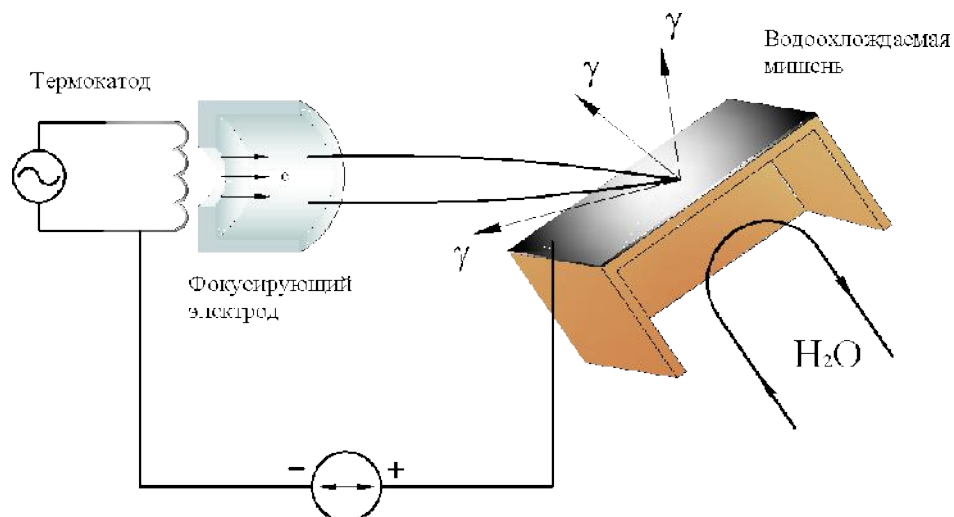


Рис.3.1. Схема рентгеновской трубки.

Рентгеновская трубка включает в себя:

1) термокатод. При нагреве термокатод эмитирует электроны, происходит т.н. термоэлектронная эмиссия. Ток с единицы поверхности нагретого материала, находящейся при однородной абсолютной температуре T , определяется формулой

$$I = AT^2 e^{-W/kT}$$

$$A = \frac{4\pi mk^2 e}{h^3}$$

где A – постоянный множитель, k – постоянная Больцмана, а W – работа выхода, характерная для данного материала, но зависящая от состояния его поверхности; она равна минимальной энергии, необходимой для удаления электрона с поверхности материала (работы выхода и типичные плотности тока для часто применяемых в РТ материалов термокатаода представлены в таблице 3.2)

Таблица 3.2. Характерные работы выхода материалов термокатаодов [50].

Материал	Работа выхода, эВ	Плотность тока, А/см ²
W	4,54	0,1
WThO ₂	3,0 – 3,3	1
LaB ₆	2,41 – 3,20	10

2) фокусирующий электрод, с помощью которого можно формировать требуемый размер пятна на мишени, и соответственно размер источника рентгеновского излучения.

3) мишень – анод, находящийся под положительным потенциалом относительно катода. При взаимодействии ускоренных электронов с материалом мишени происходит генерация рентгеновского излучения.

При разложении рентгеновского излучения в спектр на снимке спектра появляются отдельные узкие линии; длины волн, соответствующие этим линиям, характерны для атомов вещества, испускающего этот спектр. Эти линии образуют так называемый линейчатый или характеристический спектр. Последний появляется на фоне сплошного или непрерывного спектра, вызывающего сплошное потемнение фотографической пленки. На рис. 3.2 приведен пример таких спектров, взятый из [51].

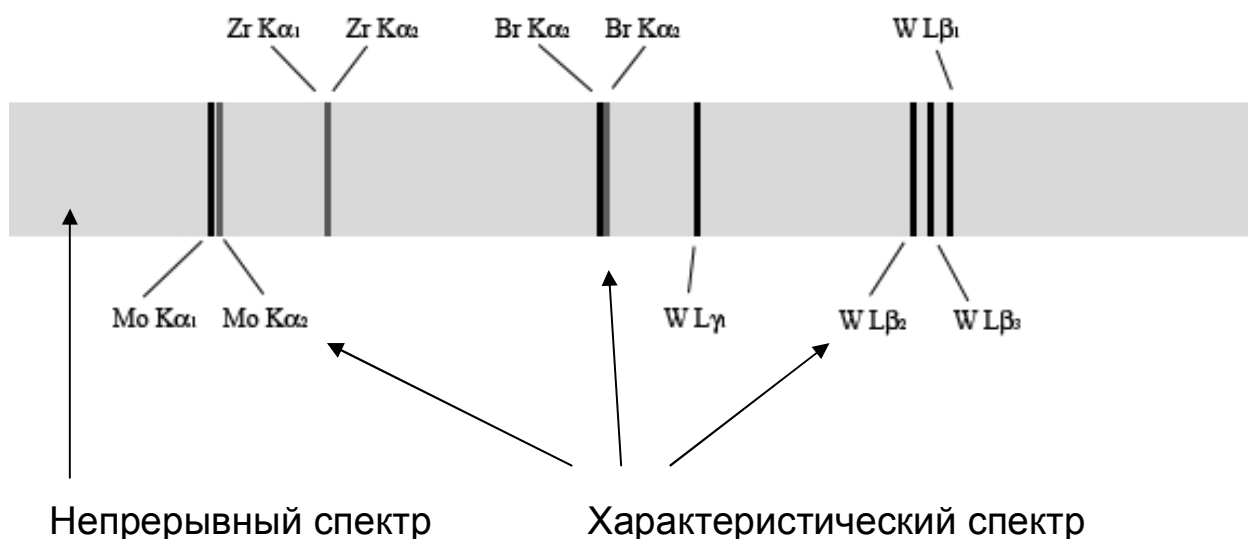


Рис.3.2. Пример рентгеновского спектра.

Непрерывный спектр возникает при торможении быстрых электронов в веществе анода рентгеновской трубки.

Как известно из электродинамики, всякий электрический заряд, движущийся с ускорением, излучает электромагнитную энергию. Так как величина ускорения в аноде зависит от конкретных случайных условий прохождения электрона вблизи атомов анода, то в результате усреднения по отдельным моментам процесса торможения каждого электрона и по всем электронам получится сплошной спектр, распределенный по всем длинам волн. Однако эксперимент показал, что сплошной спектр имеет резкую границу со стороны коротких длин волн. С повышением напряжения на рентгеновской трубке эта граница смещается в сторону более коротких длин волн.

Теория непрерывного спектра разработана Крамерсом (1923 г.) [52] и дополнена Вентцеллем (1924 г.) [53].

Рассмотрим движение электрона катодного пучка вблизи атома анода рентгеновской трубки [54]. На рис.3.3 представлено движение электрона по гиперболе, в фокусе которой находится атом.

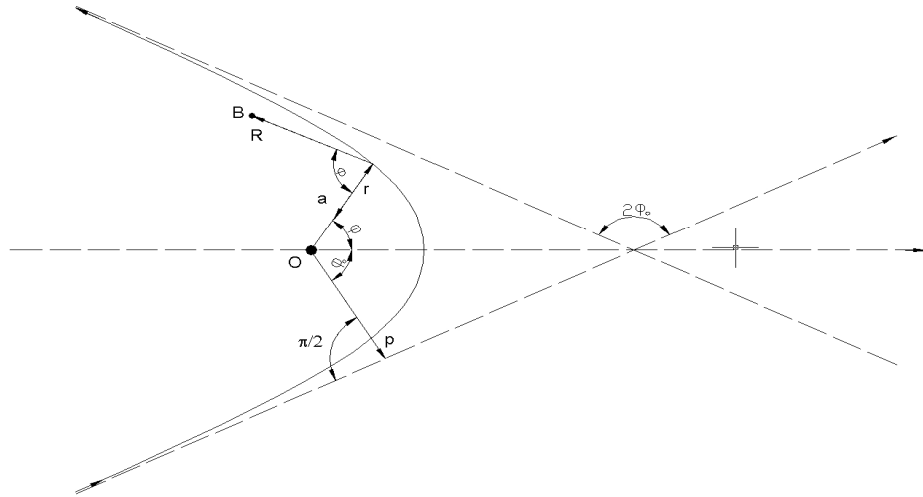


Рис.3.3. Траектория движения электрона при упругом взаимодействии с атомом.

Если первоначальное направление движения электрона проходит вне электронной оболочки атома, т.е. p больше радиуса внешних электронов атома, то угол отклонения $2\Phi_0$ близок к нулю. По мере уменьшения параметра p и проникновения электрона катодного пучка внутрь электронной оболочки атома, угол отклонения $2\Phi_0$ растет. Если p меньше радиуса К-электронов, то электрон катодного пучка претерпевает значительное отклонение и движение его в первом приближении можно описать как движение в поле центральных сил ядра атома с зарядом Ze . В этом случае электрону катодного пучка сообщается ускорение a , равное

$$a = \frac{Ze^2}{mr^2}, \quad (3.1)$$

где e – заряд электрона, m – масса электрона.

Под влиянием полученного ускорения электрон излучает электромагнитную энергию, напряженности электрического и магнитного полей которой в точке B численно равны:

$$H = E = \frac{ea}{c^2 R} \sin \varphi, \quad (3.2)$$

где φ – угол между направлением ускорения $\mathbf{a}$ и радиус-вектором $\mathbf{R}$, проведенным из электрона в точку B .

Интенсивность этого излучения определяется величиной вектора Умова – Пойнтинга $\mathbf{I}$:

$$I = \frac{c}{4\pi} EH = \frac{e^2}{4\pi c^3 R^2} a^2 \sin^2 \varphi \quad (3.3)$$

Полная энергия, излучаемая в единицу времени по всем направлениям, будет равна

$$\frac{dW}{dt} = \int_0^\pi I * 2\pi R \sin \varphi * R d\varphi = \frac{2e^2 a^2}{3c^3} \propto Z^2, \quad (3.4)$$

и пропорциональна Z^2 .

С учетом правил квантовой механики происходит переход с одной гиперболы на другую. Стоит заметить, что энергия перехода с одной гиперболы на другую, причём эти гиперболы не квантованы, не может превосходить кинетической энергии электрона. Таким образом, распределение интенсивности непрерывного спектра по частотам должно иметь резкую границу со стороны больших частот (малых длин волн). Этот результат, хорошо подтверждается экспериментально.

Выражение для спектральной интенсивности имеет вид:

$$I_\lambda = \frac{Cc^2 Z}{\lambda_0 \lambda^3} (\lambda - \lambda_0) \quad (3.5)$$

оно справедливо почти во всей области спектра, кроме участка вблизи коротковолновой границы λ_0 . Воспользовавшись этим выражением, найдем значение $\lambda_{\text{макс}}$, при котором I_λ имеет максимум. Приравняв производную нулю и решив полученное уравнение, найдем:

$$\lambda_{\text{макс}} = \frac{3}{2} \lambda_0 \quad (3.6)$$

При $\lambda = \lambda_0$ и при $\lambda = \infty$ $I_\lambda = 0$.

На рис.3.4 представлены кривые зависимости I_λ от λ для вольфрамового анода при разных напряжениях на рентгеновской трубке. Как видно из этих кривых, распределение интенсивности по непрерывному спектру имеет резкую коротковолновую границу.

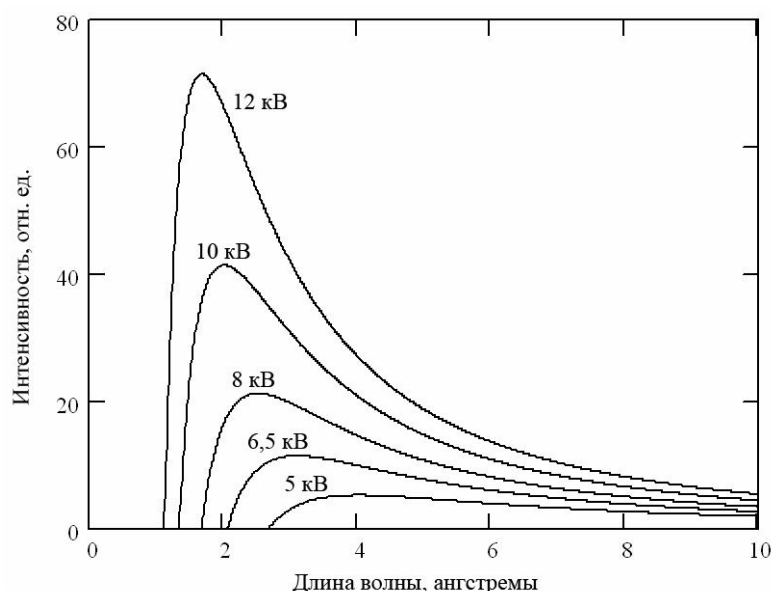


Рис.3.4. Зависимость интенсивности непрерывного спектра для массивного вольфрамового анода от длины волны при разных напряжениях [54].

Для объяснения линейчатого спектра классическая теория наделяет атом набором электронных осцилляторов, каждый из которых соответствует определенной линии спектра. Квантовая теория вводит представление об уровнях энергии атома, определяемых зарядом ядра, числом и распределением электронов по состояниям. Испускание или поглощение фотона рентгеновского излучения происходит в результате перехода электрона из одного состояния в другое. Связанное с таким переходом изменение энергии атома определяет энергию испущенного или поглощенного фотона. Если обозначить энергию начального состояния атома E_i , энергию конечного состояния E_f , энергию фотона ε , то

$$\varepsilon = -\Delta E = -(E_f - E_i), \quad (3.7)$$

где ΔE – изменение энергии атома. Знак минус показывает, что потерянная атомом энергия приобретена фотоном или наоборот.

В сильном магнитном поле состояния электронов характеризуются четырьмя квантовыми числами: n, l, m_l, m_s .

n – главное квантовое число, определяющее основной член энергии; $n = 1, 2, 3, \dots$ – целое число.

l – азимутальное квантовое число, определяющее орбитальный механический момент электрона. $l = 0, 1, 2, \dots, (n - 1)$ – целое число или нуль.

m_l – проекция азимутального квантового числа l на направление магнитного поля H . По теории пространственного квантования не все направления l по

отношению к Н возможны, а только такие, при которых m_l - целое число или нуль. Согласно определению m_l может изменяться лишь в пределах $-l < m_l < l$.

m_s – проекция спина на направление магнитного поля Н. По теории пространственного квантования возможны только такие ориентации s по отношению к Н, при которых $m_s = \pm \frac{1}{2}$, т.е. m_s имеет всегда два значения.

Кроме указанных выше четырех квантовых чисел, определяющих состояние электрона атома в магнитном поле, мы будем еще пользоваться внутренним квантовым числом $J = l \pm s = l \pm \frac{1}{2}$, характеризующим полный угловой и магнитный моменты электрона.

Тип состояния определяется значением азимутального квантового числа:

$$l = 0 \quad 1 \quad 2 \quad 3 \quad 4 \quad 5$$

$$\text{тип: } s \quad p \quad d \quad f \quad g \quad h$$

Значение главного квантового числа n определяет ту электронную оболочку, к которой относится электрон:

$$n = 1 \quad 2 \quad 3 \quad 4 \quad 5 \quad 6$$

$$\text{оболочка: } K \quad L \quad M \quad N \quad O \quad P$$

Для данного главного квантового числа n существует несколько различных состояний электронов, каждое из которых соответствует особому значению азимутального квантового числа l . Число состояний для данного n равно:

$$\sum_{l=0}^{n-1} (2l + 1) = n^2 \quad (3.8)$$

Каждому состоянию соответствует два электрона с различной ориентацией спина. Таким образом, общее число N электронов оболочки с главным квантовым числом n равно $N=2n^2$.

Линии спектра рентгеновского излучения возникают при переходах атома из состояния с большей энергией в состояние с меньшей энергией.

Группа наиболее интенсивных линий спектра называются дипольными линиями. Эти линии возникают только при соблюдении определенных соотношений между квантовыми числами уровней. Эти соотношения называются дипольными правилами отбора, которые могут быть сформулированы следующим образом:

$$1) \quad |\Delta l| = 1,$$

- 2) $|\Delta J| = 0, 1,$
- 3) $\Delta n \neq 0.$

На рис.3.5 представлены переходы, разрешенные дипольными правилами отбора между уровнями $L_{II,III}$ и $M_{IV,V}$ (атом переходит из состояния L в состояние M , состоянием M будем называть состояние атома с ионизованным M уровнем). Пунктиром показан запрещенный переход L_{II} на уровень M_V : для такого перехода не выполняется правило второе.

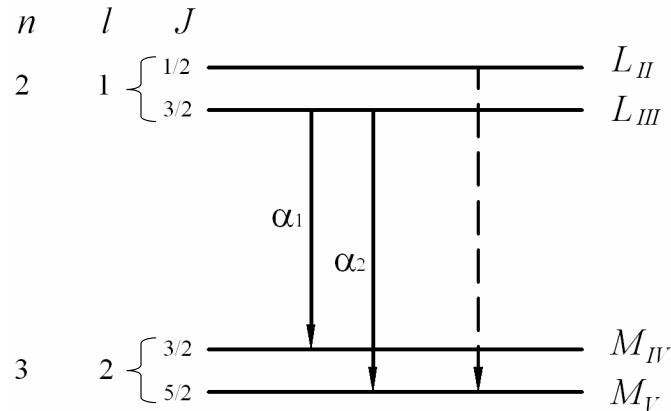


Рис.3.5. Разрешенные дипольные переходы между уровнями $L_{II,III}$ и $M_{IV,V}$.

Кроме дипольных линий в рентгеновском спектре наблюдаются и некоторые обычно очень слабые линии, называемые “квадрупольными”. Эти линии возникают при выполнении следующих “квадрупольных правил отбора”:

- 1) $|\Delta l| = 0, 2.$
- 2) $|\Delta J| = 0, 1, 2$

Вся группа линий, возникающая после возбуждения К – уровней атомов, называется К – серией. Вся группа линий, возникающая после возбуждения L – уровней атомов, называется L – серией и т.д.

В случае тонкого анода интенсивность I линии характеристического спектра определяется вероятностью F_i ионизации внутреннего уровня i атома, статистическим весом g_i этого уровня, вероятностью p_{if} перехода атома из состояния i в состояние f и энергией испущенного в результате перехода $i \rightarrow f$ фотона, т.е. частотой ν_{if} :

$$I_{if} \propto F_i g_i p_i \nu_{if} \quad (3.9)$$

В случае массивного анода интенсивность линии будет еще зависеть от угла ϕ падения электронов на поверхность анода и угла ψ выхода рентгеновского излучения.

Вероятность ионизации F_i определяется материалом мишени, а также энергией электронов.

Произведение $F_i g_i$ определяет вероятность возбуждения всей группы линий, возникающих при ионизации уровня i . В случае K – уровня $F_k g_k$ определяет вероятность возбуждения всей K – серии. В случае L – уровней мы будем иметь три значения произведения $F_i g_i$ для каждого из трех подуровней L_I , L_{II} , и L_{III} . Каждое из этих произведений определяет вероятность возбуждения всей группы линий L – серии, возникающей при переходах электрона с одного соответствующего подуровня на все уровни f атома, на которые правила отбора разрешают такие переходы.

Произведение $p_i v_{if}$ определяет относительную интенсивность отдельных линий, возникающих при возбуждении уровня i в результате всех переходов с уровня f .

Зависимость интенсивности линий рентгеновского спектра от напряжения исследовалась в целом ряде теоретических работ. Одна из первых была выполнена Дэвисом в 1918 г.

Было получено выражение зависимости интенсивности линии от напряжения в виде ряда:

$$I_{if} = const * e^{-\alpha^2 V^2} \left[\frac{V - V_i}{V_i} - \lg \frac{V}{V_i} + \frac{\alpha^2}{6V} (2V^3 - 3V^2 V_i + V_i^3) + \frac{\alpha^4}{40V} (4V^5 - 5V^4 V_i + V_i^5) + \dots \right] \quad (3.10)$$

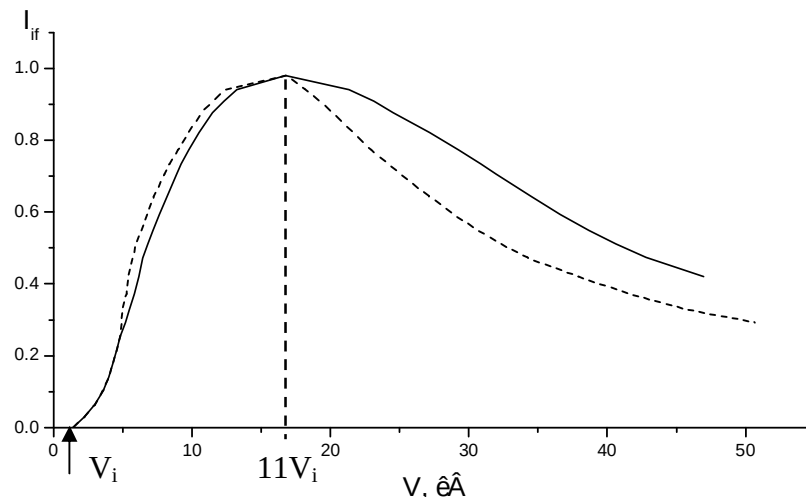


Рис.3.6. Зависимость интенсивности I линии $K\alpha_{1,2}$ алюминия от напряжения V . Сплошная кривая экспериментальная, пунктирная расчетная [54].

Формула дает правильную зависимость I_{if} от $V=V_i$ до $V=10V_i$, как это видно из рис.3.6. Это объясняется тем, что эта теория не учитывает ряда факторов, таких

как, рассеяние электронов в толще анода, благодаря чему часть электронов выходит обратно из анода, не потеряв своей энергии на ионизацию атомов. Также, не учитывается то, что часть энергии расходуется на возбуждение непрерывного спектра. Последний в свою очередь возбуждает вторичные характеристические линии.

Такое поведение зависимости интенсивности излучения от энергии электронов объясняется тем, что при увеличении энергии электронов происходит увеличение глубины проникновения электронов в анод, все большее количество атомов испускают данную линию спектра, и интенсивность ее возрастает. Однако при дальнейшем возрастании энергии электронов роль поглощения рентгеновского излучения при выходе из анода начинает преобладать, и интенсивность линии начинает уменьшаться.

3.2. Программа расчета интенсивности рентгеновского излучения при электронном возбуждении

Для теоретического рассмотрения процессов излучения было принято решение написать программу расчета взаимодействия ускоренных электронов, налетающих на мишень, и атомов мишени. В настоящее время в Интернете доступно большое число программных пакетов [55,56], рассчитывающих интенсивности линий флуоресценции, глубины проникновения электронов, глубины поглощения, однако, все эти расчётные программы не имеют данных по L – линиям легких элементов, в том числе $Si\ La$ линии. Во-вторых, для оптимизации выхода излучения с длиной волны 13,5 нм планируется проводить поиск оптимального состава мишени (многокомпонентные и многослойные мишени), для получения максимальной интенсивности флуоресценции на длине волны 13,5 нм.

За основу была взята методика моделирования взаимодействия электронов с веществом, описанная в книге Афонина В.П. и Лебедея В.И. “Метод Монте-Карло в рентгеноспектральном анализе” [57]. Метод Монте-Карло представляет собой численный метод, используемый для решения ряда физических задач, носящих вероятностный характер. Так как задачи прохождения частиц через вещество как раз и носят вероятностный характер, то к ним метод Монте-Карло применим всегда.

При решении задачи методом Монте-Карло сложный вероятностный процесс взаимодействия частицы с веществом рассматривается как последовательность элементарных актов, причем конкретные значения параметров получают из соответствующих распределений с помощью случайных чисел. Данная процедура получила название *розыгрыша*. Прослеженная с помощью последовательных розыгрышей судьба отдельной частицы называется *историей*. Каждое взаимодействие и каждый элемент траектории частицы характеризуется случайной величиной, распределение которой определяется физическими законами взаимодействия частиц с веществом. С помощью генераторов случайных величин на современных ЭВМ можно получать истории частиц, эквивалентные в статистическом смысле историям реальных частиц при их прохождении через вещество. Необходимые характеристики взаимодействия пучка частиц с веществом при таком моделировании получают путем обработки большой совокупности историй частиц.

Общая схема имитационного моделирования прохождения частиц через вещество методом Монте-Карло включает розыгрыш следующих величин: точки рождения частицы; направления ее движения; ее начальную энергию; длину свободного пробега; тип столкновения; потери энергии; углы рассеяния. Могут разыгрываться и вторичные эффекты, сопровождающие взаимодействие частицы с веществом, в частности, испускание рентгеновских фотонов. Конкретные модели могут игнорировать розыгрыш отдельных этапов взаимодействия, если вероятность процесса заведомо низка и мало влияет на изучаемые характеристики процесса взаимодействия. Например, при неупругом столкновении электрона с атомом можно пренебрегать его рассеянием, при взаимодействии низкоэнергетичных фотонов можно вообще не принимать во внимание рассеяние, так как сечение фотоэлектрического поглощения таких фотонов на несколько порядков превышает сечение рассеяния. Таким образом, модель должна быть ориентирована для решения определенного класса задач.

Наиболее существенное средство повышения эффективности вычислительных алгоритмов – так называемое аналоговое вычисление [57] характеристик процессов взаимодействия частиц с веществом. При аналоговых расчетах моделирование траекторий ведется с использованием случайных чисел, а

характеристики процесса прохождения частиц вычисляются по формулам в соответствии с их физическим смыслом. Непосредственное моделирование случайного процесса заменяется моделированием случайной величины в уравнении, описывающим этот процесс. Такой прием обосновывается тем, что при моделировании траекторий используются объективные физические законы, определяющие вероятностное поведение реальных частиц. Так аналоговыми методами целесообразно вычислять функцию распределения рентгеновского излучения по глубине образца и интенсивность рентгеновских спектров.

Для моделирования траекторий частиц в веществе методом Монте-Карло необходимы случайные числа с распределениями, соответствующими реальным физическим законам. Все многообразие нужных для моделирования случайных чисел можно получить преобразованием случайных чисел γ , равномерно распределенных в интервале (0,1). Такие числа, плотность распределения которых в этом интервале постоянна, носят название стандартных случайных чисел.

Моделирование траектории начинается с определения координат точки рождения частицы $\mathbf{r}_0$, ϕ_0 , θ_0 и энергии E_0 .

В задачах расчета рентгеновских спектров источник электронов обычно представляется точечным, излучающим моноэнергетичные электроны в направлении угла их падения на поверхность образца.

Столкновение частицы с атомом вещества может быть упругим с интегральным сечением σ_y , либо неупругим с сечением σ_n полное сечение $\sigma_n = \sigma_y + \sigma_n$. Вероятности упругого и неупругого столкновения соответственно равны: $P_y = \sigma_y / \sigma_n$; $P_n = \sigma_n / \sigma_n$.

Очевидно, что $P_y = 1 - P_n$.

Для розыгрыша типа взаимодействия стандартное случайное число γ сравнивается с вероятностью процесса взаимодействия. Таким образом, с помощью случайных чисел γ моделируется переход частицы из одной точки пространства в другую. Переход этот осуществляется в соответствии с вероятностями реальных процессов. Моделирование траектории продолжается до тех пор, пока частица не выйдет за пределы исследуемой области пространства или ее энергия не станет ниже заранее установленной величины E_{min} .

При моделировании траекторий частиц предполагается, что вероятность взаимодействия этих частиц между собой пренебрежимо мала и движение отдельных частиц не зависит друг от друга. Вероятность элементарных актов взаимодействия частицы с веществом определяется природой взаимодействующих частиц и не зависит от предыстории рассматриваемых частиц. Предполагается также, что вещество, в которое проникает частица, находится в стационарном состоянии.

Столкновения различаются конечными состояниями атома и налетающего электрона. Выделяют следующие типы электрон – атомных столкновений:

упругое рассеяние. При упругом столкновении атом остается в начальном состоянии, электрон претерпевает торможение с потерей энергии на излучение (непрерывный спектр);

неупругое столкновение с возбуждением атома. После такого столкновения уровень энергии атома дискретно меняется;

неупругое столкновение с ионизацией атома. Изменение энергии в этом случае относится к сплошному спектру;

столкновение с захватом электрона и многоэлектронным возбуждением. В этом случае происходит ионизация атома и испускание Оже-электрона.

Первым алгоритмом, позволяющим применить метод Монте-Карло в рентгеноспектральном микроанализе, был алгоритм М. Грина, опубликованный в 1963 г. [58]. К этому времени был уже накоплен значительный опыт применения метода Монте-Карло в решении задач переноса частиц и излучений.

Различают модели многократного [59] и однократного рассеяния [60]. В моделях, опирающихся на теорию многократного рассеяния, траектория электронов представляется в виде последовательных шагов, которые получаются путем разбиения длины полного пробега электронов, это используются для ускорения счета. Полный пробег, как правило, вычисляется по формуле Бете [61]. Значительную трудность в моделях многократного рассеяния представляет выбор длины шага. Проблема выбора длины шага накладывает ограничения на применение моделей многократного рассеяния. Поэтому большее развитие получили модели однократного рассеяния в силу своей гибкости [62,63,64].

За основу алгоритма, применяющегося для расчета интенсивностей характеристических линий атомов, была взята следующая модель [57]:

Представим траекторию электрона как последовательность упругих столкновений с ядрами атомов и неупругих – с электронами оболочек. При этом допустим, что в каждом столкновении взаимодействие осуществляется только с одним атомом. Расстояние между двумя последовательными взаимодействиями будем характеризовать длиной свободного пробега ζ . Угол между предыдущим и последующим направлениями движения электрона обозначим θ , азимутальный угол – φ и угол между направлением движения и нормалью к поверхности объекта – β . Траектория электрона будет представлять ломаную линию рис.3.7.

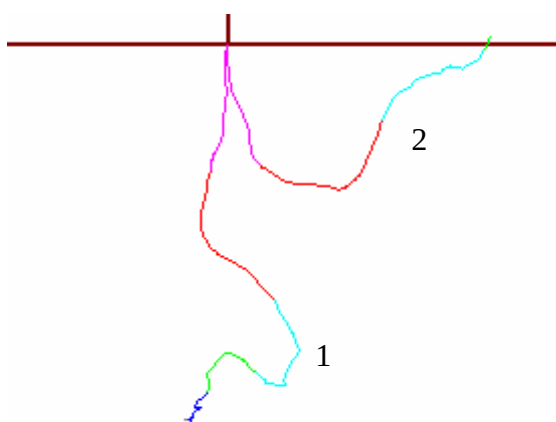


Рис.3.7. Смоделированные траектории электрона: 1 – поглощенный электрон; 2 – претерпевший обратное рассеяние.

Обозначим вероятности перечисленных процессов следующим образом: P_n – вероятность неупругого столкновения; $P(\Delta E)$ – вероятность потери энергии ΔE ; $P(\theta)$ – вероятность рассеяния на угол $\leq \theta$; $P(\varphi)$ – вероятность того, что азимутальный угол примет значение $\leq \varphi$; $P(\zeta)$ – вероятность того, что длина свободного пробега примет значение $\leq \zeta$.

Конкретные значения всех параметров получаются из соответствующих распределений с помощью случайных чисел. Зная вероятности всех перечисленных процессов можно осуществить моделирование индивидуальных траекторий электронов. Общая схема расчета в предлагаемой модели включает в себя следующие шаги:

- розыгрыш типа атома (в случае многокомпонентной мишени);
- розыгрыш типа процесса (упругое или неупругое рассеяние);
- розыгрыш величины потерянной энергии;

розыгрыш угла рассеяния;
 розыгрыш азимутального угла;
 розыгрыш длины свободного пробега.

Такая модель позволяет изучать поведение пучка электронов в мишени, если на каждом шаге фиксировать энергию, направление движения, глубину под поверхностью и другие интересующие исследователя характеристики.

Тип атома определяется с учетом весовых коэффициентов. Тип процесса выясняется из распределения $P_n = \sigma_n / (\sigma_n + \sigma_y)$; $P_y = 1 - P_n$. Здесь σ_n и σ_y – интегральные сечения неупругого и упругого взаимодействий соответственно.

Для вычисления σ_y воспользуемся выражением [65]:

$$d\sigma = \frac{Z^2 e^4 d\Omega}{4E^2 (1 + \hbar^2 / 4\phi^2 Em - \cos(\theta))} \quad (3.11)$$

и проинтегрируем его по углам от 0 до θ . В результате интегрирования и подстановки $\theta=180^\circ$, найдем полное сечение σ_y :

$$\sigma_y(E) = \frac{16m^2 Z^4 e^4 \phi^4 \pi}{\hbar^4 (8mE\phi^2 \hbar^{-2} + 1)}, \quad (3.12)$$

где $\phi = 0.855a_0 Z^{-1/3}$ – радиус экранирования; a_0 – радиус первой боровской орбиты; Z – заряд ядра; m – масса электрона; e – заряд электрона; E – энергия налетающего электрона.

Выражение для полного поперечного сечения неупругого столкновения получим с помощью формулы Бете [61].

$$\sigma_i(E) = \frac{2\pi e^4 Z}{JE} \ln\left(\frac{1.166 E}{J}\right), \quad (3.13)$$

если принять, что средняя энергия, потраченная на возбуждение или ионизацию одного атома – J , где J – средний потенциал возбуждения атома. Из теории Ф. Блоха [66], основанной на статистической модели атома Томаса – Ферми, следует, что $J=kZ$, где $k \approx 13,5$ эВ.

Непрерывный спектр рассчитывался с использованием в качестве функции распределения выражения (3.5).

Таким образом, был составлен алгоритм для имитации траекторий электронов:

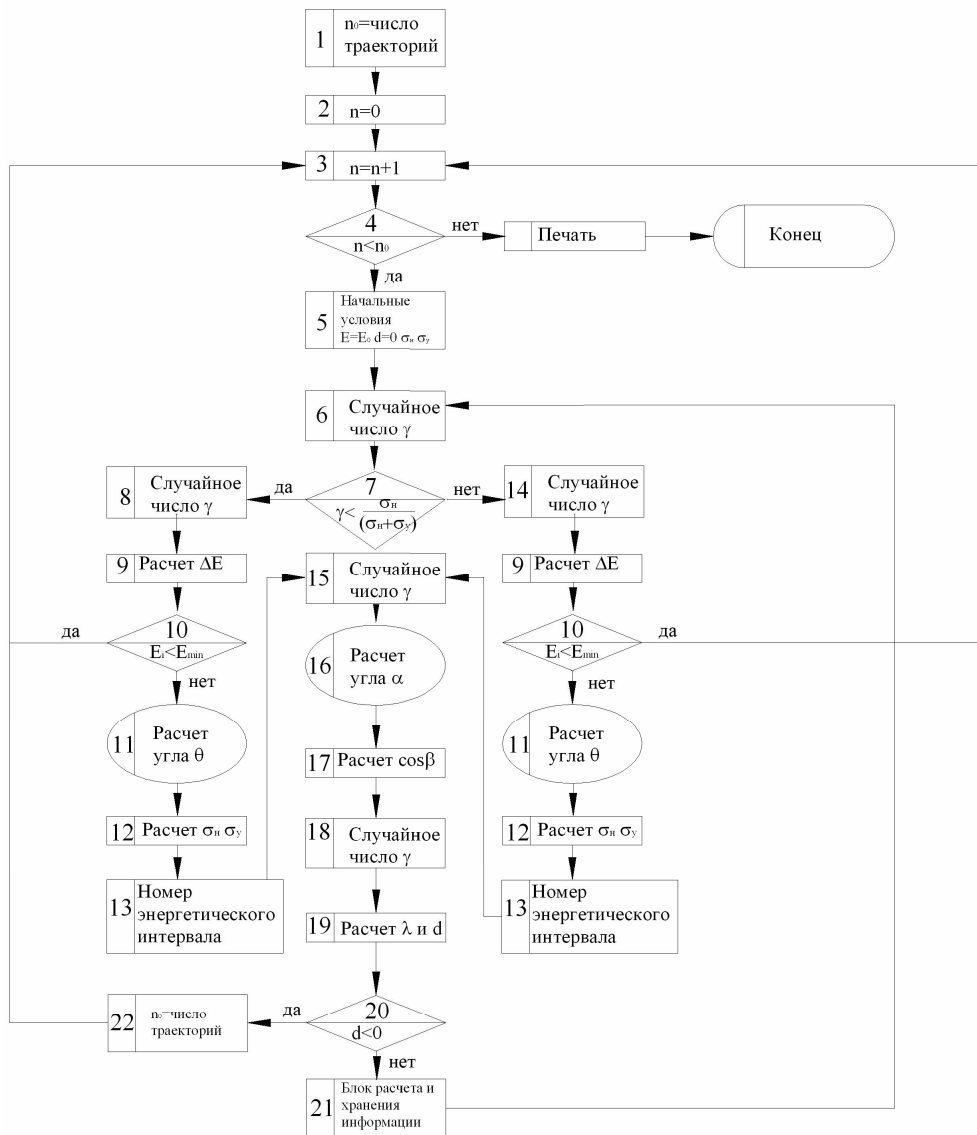


Рис.3.8. Блок-схема программы для имитации электронных траекторий.

Блок 1 и 2 – задаются число моделируемых траекторий и начальные условия.

Блок 4 – осуществляется проверка окончания счета.

Блок 5 – восстановление начальных условий для новой траектории.

Блок 6; 8; 14; 19 – обращение к программе, вырабатывающей случайные числа с равномерным распределением в интервале (0,1).

Блок 7 – разыгрывается тип процесса.

Блок 9 – расчет потерянной энергии.

Блок 10 – проверяется условие окончания прослеживания траектории, т.е. не стала ли энергия электрона меньше некоторой E_{min} , при которой можно считать, что он поглотился в мишени.

Блок 16 – расчет косинуса азимутального угла по формуле: $\cos \varphi = \cos(2\pi\gamma)$ - из предположения, что любой угол φ является равновероятным.

Блок 17 – определение нового значения угла относительно нормали к поверхности после l – го столкновения по формуле:
 $\cos \beta_l = \cos \beta_{l-1} \cos \theta_l + \sin \beta_{l-1} \sin \theta_l \cos \varphi_l$.

Блок 19 – разыгрывается длина свободного пробега λ и вычисляется координата d следующего столкновения. Расчет d осуществляется по формуле:
 $d = d + \lambda_l \cos \beta_l$.

Блок 20 – проверяется условие обратного рассеяния электрона из мишени.

Расчет интенсивности характеристической линии производится следующим образом:

1. Определяются сечения ионизации и возбуждения всех возможных переходов (мы ограничиваемся $n=4$). Сечение ионизации отдельного q -го уровня вычислялось по формуле [67]:

$$\sigma_q = \frac{4\pi a_0^2 N}{(t+u+1) \left(\frac{B_q}{R} \right)} \left[\frac{\ln(t)}{2} \left(1 - \frac{1}{t^2} \right) + 1 - \frac{1}{t^2} - \frac{\ln(t)}{1+t} \right], \quad (3.14)$$

где N – число орбитальных электронов; $t=T/B_q$, $u=U/B_q$, R – постоянная Ридберга; $U = \langle p^2 / 2m \rangle$ – орбитальная кинетическая энергия; T – энергия налетающего электрона; B_q – энергия связи.

Сечение возбуждения определялось методом скейлинга [68] с помощью выражения: $\sigma_{ex} = \sigma_q T / (T + B + C)$, где C – энергия возбуждения.

Для расчёта интенсивностей линий использовались данные по вероятностям, представленные в [69].

2. Разыгрывается освободившийся энергетический уровень, методом аналогичным розыгрышу типа взаимодействия.

3. Используя данные по вероятностям выхода флуоресценции, Оже-процесса [69] и энергии переходов [70] определяется количество фотонов излученных данным атомом в данную линию.

4. С учетом глубины рождения фотона, его энергии и соответствующей этой энергии диэлектрической проницаемости [71] считается количество фотонов,

вышедших из мишени. Для тормозного излучения учитывается направление выхода фотона.

Поскольку разрабатываемая программа может найти широкое применение и для рефлектометрии и рентгено-флуоресцентного анализа легких элементов, для удобства ее использования, создана база данных по основным атомным константам материалов, включающая: атомный вес, заряд, плотность, электронные конфигурации основных состояний, энергии связи электронов, вероятности различных процессов распада возбужденных состояний и др.

На данном этапе был произведен расчет интенсивности излучения кремниевой мишени в зависимости от энергии налетающих электронов. Интересующий нас диапазон энергий составлял от 4 до 15 кэВ.

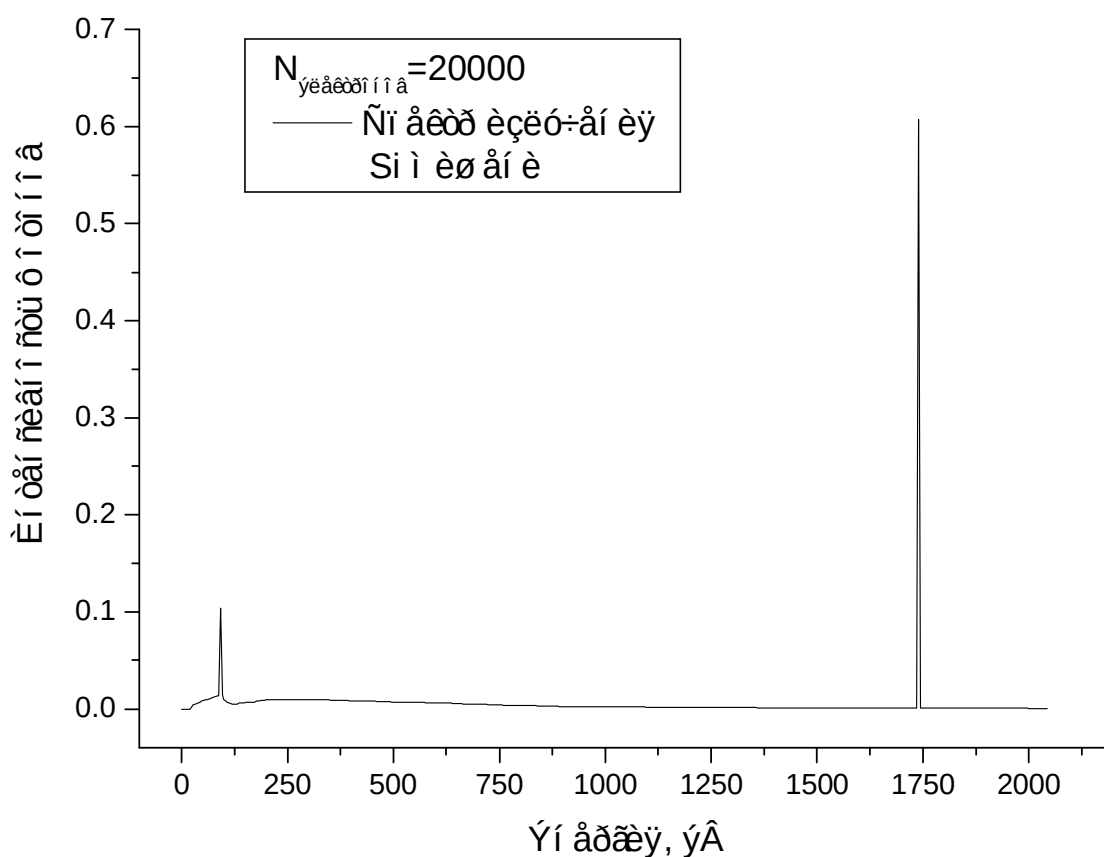


Рис.3.9. Спектр излучения кремниевой мишени при возбуждении электронным пучком, состоящим из 20000 10 кэВ электронов.

На данном рисунке представлен спектр излучения Si мишени в полупространство при возбуждении пучком, состоящим из 20000 ускоренных электронов с энергией 10 кэВ.

Коэффициент конверсии энергии электронного пучка в энергию фотонов характеристической линии *Si La*, излученных в полупространство, рассчитанный в предположении изотропного распределения выходящего из мишени излучения для различных энергий электронов составил:

Таблица 3.3. Коэффициент конверсии энергии электронного пучка в энергию фотонов линии *Si La* в случае изотропного излучения

U _{уск} , кВ	Коэффициент конверсии, абс. ед.
2	$5,57 \cdot 10^{-6}$
4	$5,81 \cdot 10^{-6}$
6	$5,11 \cdot 10^{-6}$
8	$4,74 \cdot 10^{-6}$
10	$4,44 \cdot 10^{-6}$
15	$3,8 \cdot 10^{-6}$

Следующая серия графиков демонстрируют угловые зависимости интенсивности излучения *Si La* линии при различных значениях ускоряющего напряжения, для 4-х значений угла падения пучка электронов на мишень. В данном случае кривая снималась “сканированием” полупространства, вокруг точечного источника излучения “детектором”, представляющим собой телесный угол $7,6 \cdot 10^{-5}$ страд. Квадратики с “усами” обозначают экспериментальные данные, см. параграф 3.4.

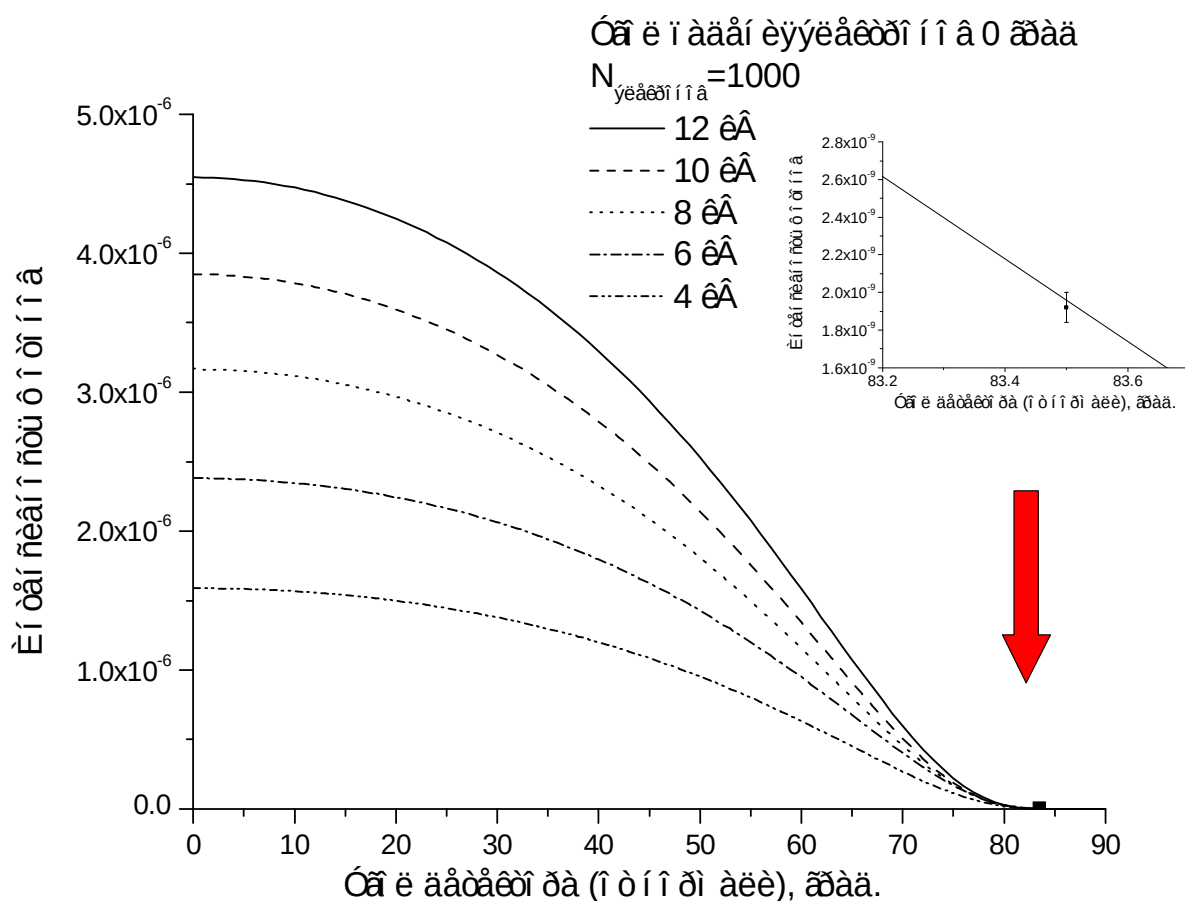


Рис.3.10. Угловые зависимости выхода флуоресценции из кремниевой мишени в случае нормального падения электронов на мишень.

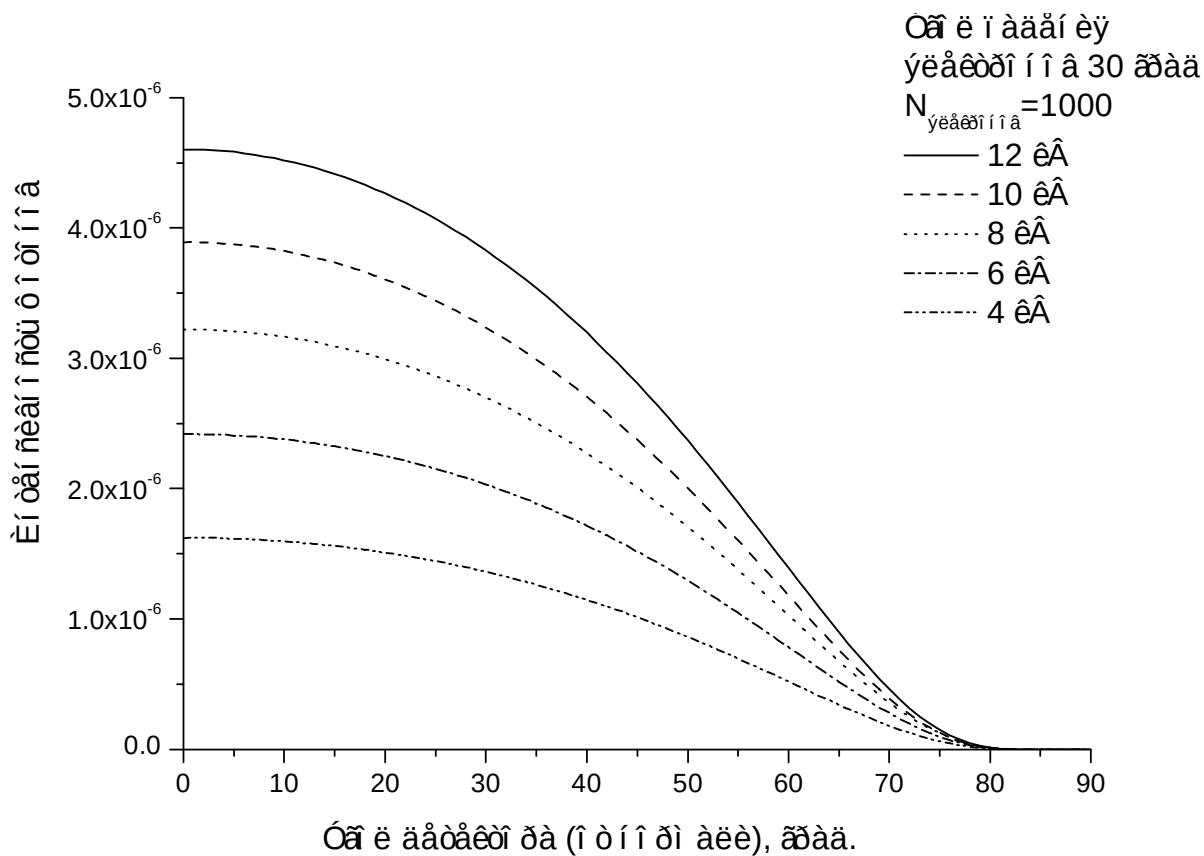


Рис.3.11. Угловые зависимости выхода флуоресценции из кремниевой мишени в случае, когда угол падения электронов на мишень составляет 30 градусов.

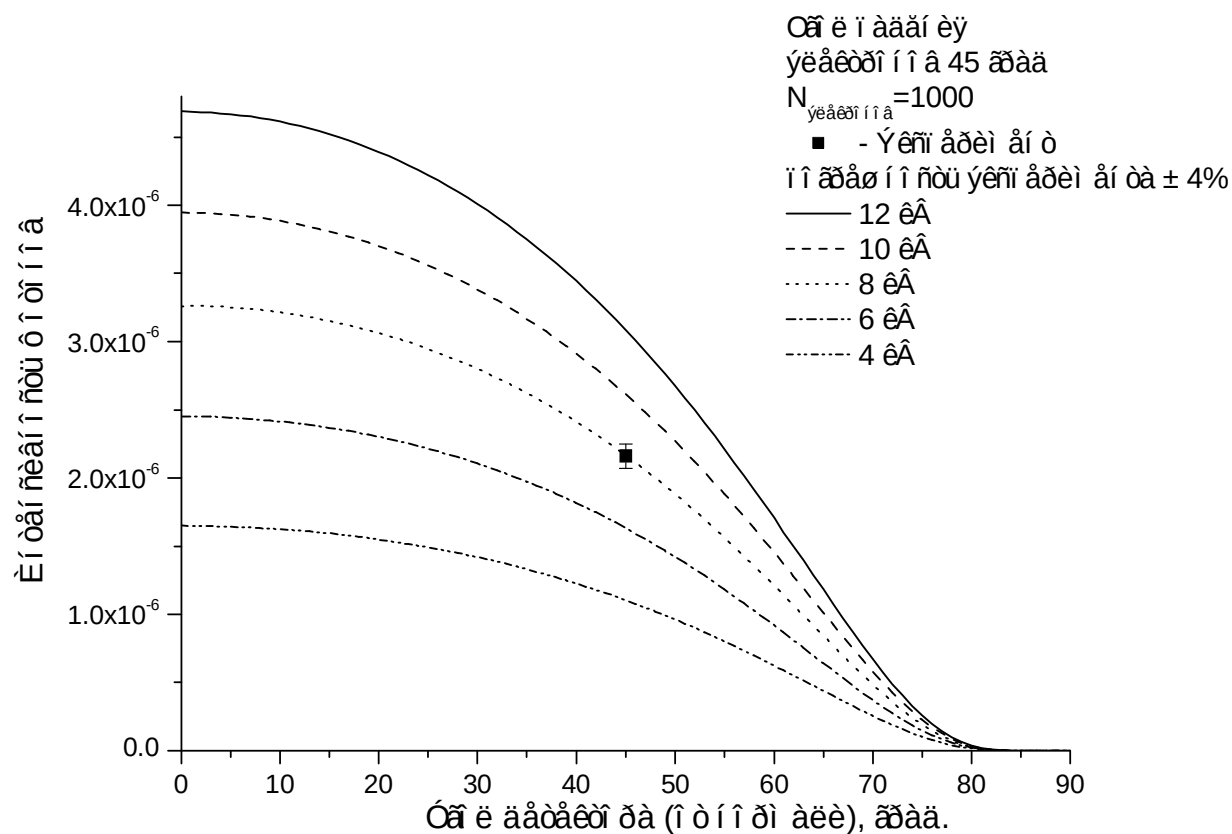


Рис.3.12. Угловые зависимости выхода флуоресценции из кремниевой мишени в случае, когда угол падения электронов на мишень составляет 45 градусов.

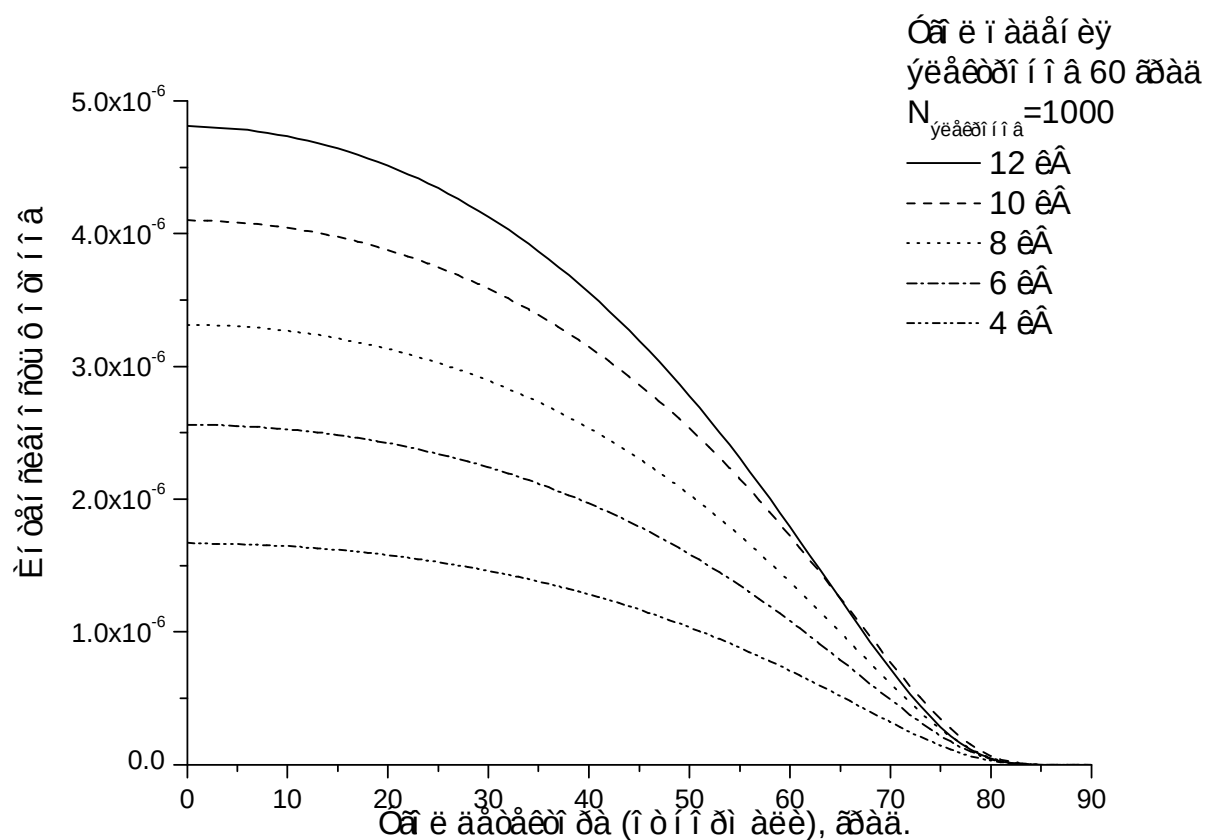


Рис.3.13. Угловые зависимости выхода флуоресценции из кремниевой мишени в случае, когда угол падения электронов на мишень составляет 60 градусов.

На следующем графике приведены сравнительные кривые выхода излучения Si $L\alpha$ линии для фиксированного значения ускоряющего напряжения и различных значениях угла падения электронов на мишень.

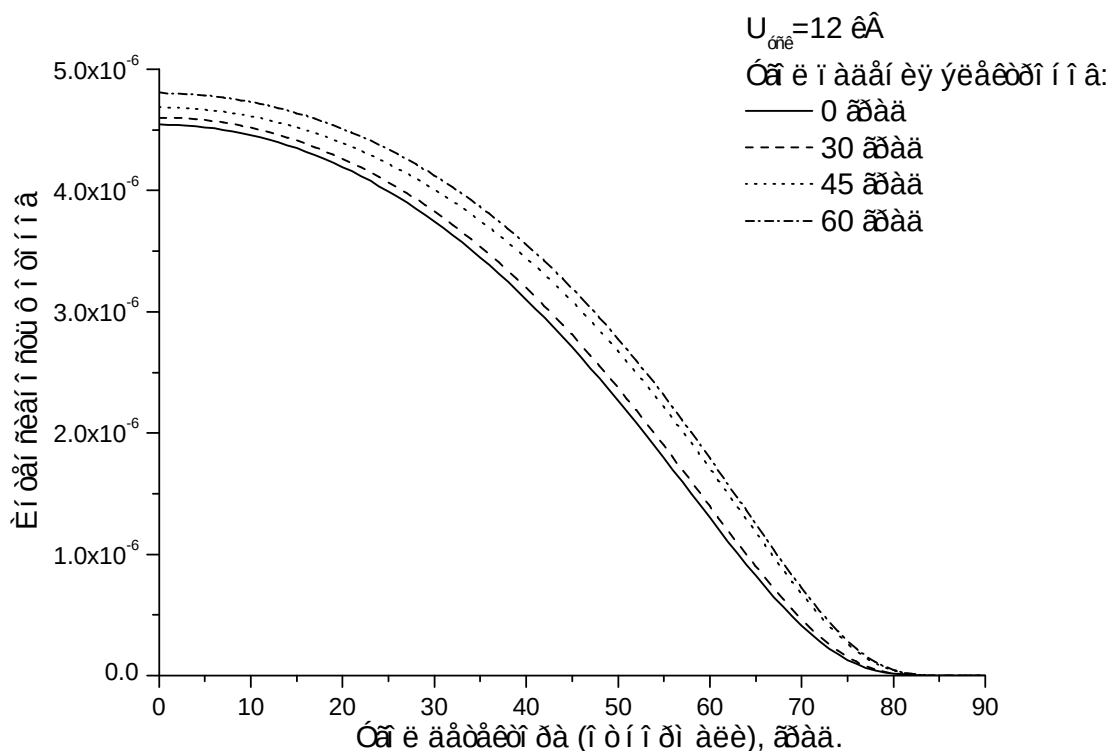


Рис.3.14. Угловые зависимости выхода флуоресценции из кремниевой мишени для пучка электронов с энергией 12 кВ, в случае различных углов падения пучка на мишень.

Коэффициент конверсии с учетом углового распределения выхода излучения с поверхности мишени:

Таблица 3.4. Коэффициент конверсии энергии электронного пучка в энергию фотонов линии Si $L\alpha$ в случае неизотропного излучения

А. - Угол падения электронного пучка 0 градусов (отсчитывается от нормали):

U _{уск} , кВ	Коэффициент конверсии, абс. ед.
4	$1,17 \cdot 10^{-6}$
6	$1,17 \cdot 10^{-6}$
8	$1,15 \cdot 10^{-6}$
10	$1,09 \cdot 10^{-6}$
12	$1,08 \cdot 10^{-6}$

Б. - Угол падения электронного пучка 30 градусов (отсчитывается от нормали):

U _{уск} , кВ	Коэффициент конверсии, абс. ед.
4	$1,27 \cdot 10^{-6}$
6	$1,27 \cdot 10^{-6}$
8	$1,21 \cdot 10^{-6}$
10	$1,15 \cdot 10^{-6}$
12	$1,13 \cdot 10^{-6}$

В. - Угол падения электронного пучка 45 градусов (отсчитывается от нормали):

$U_{\text{уск}}, \text{кВ}$	Коэффициент конверсии, абс. ед.
4	$1,28 \cdot 10^{-6}$
6	$1,26 \cdot 10^{-6}$
8	$1,25 \cdot 10^{-6}$
10	$1,21 \cdot 10^{-6}$
12	$1,19 \cdot 10^{-6}$

Г. - Угол падения электронного пучка 60 градусов (отсчитывается от нормали):

$U_{\text{уск}}, \text{кВ}$	Коэффициент конверсии, абс. ед.
4	$1,41 \cdot 10^{-6}$
6	$1,4 \cdot 10^{-6}$
8	$1,35 \cdot 10^{-6}$
10	$1,34 \cdot 10^{-6}$
12	$1,24 \cdot 10^{-6}$

Расчеты интенсивности флуоресценции *Si La* линии для различных энергий и углов падения на мишень возбуждающих электронов, позволили получить ряд важных результатов.

Первое, коэффициент конверсии энергии электронов в энергию флуоресценции линии *Si La* слабо падает с ростом энергии электронов, около 10%, при изменении энергии в 3 раза.

Второе, зависимость коэффициента конверсии от угла падения электронов на мишень также оказалась слабой, что связано с сильным рассеянием электронов в мишени. Уже после нескольких столкновений электрон “забывает” свое первоначальное направление движения.

Третье, наблюдается сильная анизотропия интенсивности флуоресценции с максимумом по направлению нормали. Эта анизотропия связана с самопоглощением линии в материале анода РТ.

Четвертое, коэффициент конверсии 10 кэВ электронов в энергию излучения в телесный угол 1стерадиан (телесный угол разрабатываемого микролитографа) составляет $7,0 \cdot 10^{-7}$, что при мощности электронного пучка 500 Вт соответствует 0,35 мВт энергии излучения с длиной волны 13,5 нм.

3.3. Разборные трубки для генерации 13,5 нм

В настоящее время в ИФМ РАН для задач рефлектометрии, спектроскопии, литографии и др. активно используется излучение мягкого рентгеновского и экстремального ультрафиолетового диапазона.

Наиболее широко распространенными лабораторными источниками ЭУФ излучения являются лазерная плазма [72] и газовый разряд, в различных его модификациях [73,74]. На наш взгляд эти источники обладают рядом недостатков, существенных для прецизионных рефлектометрических измерений. Во-первых, до сих пор нерешенной проблемой является загрязнение оптики продуктами эрозии мишени в лазерно-плазменном источнике и элементов конструкции в газоразрядных источниках. Во-вторых, сложный спектральный состав излучения. Наличие близко лежащих интенсивных линий приводит к появлению значительных фонов в спектральном приборе, что существенно влияет на точность измерения абсолютных величин коэффициентов отражения. В-третьих, сложность перестройки источника на другой спектральный диапазон. Переход от диапазона 100 эВ к 1000 – 2000 эВ, потребует существенного изменения (более чем на порядок) энергетики источника.

Перечисленных недостатков лишены рентгеновские трубки, хорошо зарекомендовавшие себя в диапазоне жесткого рентгеновского излучения. Трубки МР и ЭУФ диапазона имеют ряд особенностей по сравнению с отпаянными трубками жесткого рентгеновского излучения. Как правило, работа проводится на нескольких спектральных линиях, что требует смены материала анода. Материалы мишеней МР и ЭУФ диапазонов сильно отличаются от материалов, применяемых в отпаянных трубках (легкоплавкие металлы, полупроводниковые и композитные материалы). Стандартные методы припайки и приварки, применяемые в отпаянных трубках часто не применимы. Другой важной особенностью разборных трубок является отсутствие окна, отделяющего рентгеновскую трубку от спектрометра, что приводит к контакту катодного и анодного узлов с атмосферой. При этом из-за особенности конструкции анодного узла, свойств материалов мишеней и способов их крепления к водоохлаждаемому держателю мишеней отсутствует возможность стандартной обработки рентгеновской трубки после контакта с атмосферой

отжигом в вакууме в течении 8 часов при температуре 450-680 °С. Отсутствие отжига приводит к постоянному газовыделению элементов конструкции рентгеновской трубки в процессе работы и, как следствие, к отравлению термокатода и загрязнению анода. Отравление термокатода приводит к увеличению испарения материала термокатода и дальнейшему загрязнению анода. Учитывая вышесказанное, а также сильное поглощение мягкого рентгеновского и экстремального ультрафиолетового излучения в веществе (глубина поглощения составляет доли микрометра), можно объяснить экспериментально наблюдаемое уменьшение интенсивности во времени для традиционных разборных трубок. Для восстановления первоначальной интенсивности приходится вскрывать трубку на атмосферу и механически очищать мишень. Так при времени жизни термокатодов в отпаянных трубках до нескольких тысяч часов, в разборных оно не превышает 100 часов. Кроме того, применяемое механическое крепление толстых мишеней к держателю мишеней существенно снижает предельную мощность трубки из-за плохого теплового контакта. Нагрев мишени может приводить к ее деформации или даже плавлению.

Для устранения или существенного уменьшения перечисленных недостатков в рамках диссертационной работы были разработаны две разборные рентгеновские трубки, особенности, а также основные характеристики, которых приводятся в следующем параграфе.

3.3.1. Конструкция и основные характеристики универсальной РТ

Блок-схема первой рентгеновской трубки приведена на рис.1.4. Трубка состоит из электронной пушки, водоохлаждаемого анодного блока с четырьмя припаянными мишенями и ионного источника для очистки мишеней. В процессе работы смена мишени сводится к повороту держателя мишеней на 90 градусов без вскрытия трубки на атмосферу. При этом разработаны технологии припайки ряда материалов, наиболее широко применяемых для мягкого рентгеновского излучения. Надежная припайка и малая толщина мишеней обеспечивают высокую теплопроводность даже для материалов с низкой теплопроводностью, что существенно повышают предельную мощность трубки.

Термокатод изготовлен в виде спирали из торрированного вольфрама. Применение торрированного вольфрама позволило снизить рабочую температуру катода на 250-300°C по сравнению с вольфрамовым термокатодом, что привело к заметному уменьшению испарения материала термокатода, и соответственно к уменьшению загрязнения поверхности анода продуктами испарения.

Для уменьшения отравления термокатода остаточными газами корпус рентгеновской трубки охлаждается проточной водой, что существенно снижает температуру стенок и соответственно уменьшает газовыделение при работе термокатода.

Для увеличения времени работы рентгеновской трубки без вскрытия на атмосферу (и соответственно уменьшения загрязнения элементов трубки) в конструкции предусмотрен встроенный ионный источник для очистки мишеней методом ионно-пучкового травления. Характерное время ионной очистки мишени составляет 5 – 20 минут, в зависимости от степени загрязнения. В Таблице 3.3 приведены основные характеристики трубки.

К настоящему времени эксплуатируется несколько таких трубок. И наработка каждой уже превысила 3000 часов. При этом не наблюдаются какие-либо изменения в эмиссионных характеристиках термокатодов.

Для генерации излучения 13,5 нм РТ комплектуется специальным держателем мишеней, содержащим 2 мишени вольфрама и 2 – кремния. При работе с вольфрамовой мишенью используется широкополосное тормозное излучение, при работе с кремнием - линия $Si\ La$, имеющая максимум эмиссии на длине волны 13.5 нм.

Фокусирующий электрод был выбран в виде конуса с отверстием 1,2 мм, что обеспечивает размер электронного пятна на мишени около 1 мм².

Таблица 3.5. Основные технические характеристики трубки:

Рабочее напряжение, кВ	до 10
Ток накала, А	до 9
Ток эмиссии, мА	до 5
Количество мишеней, шт.	4
Размер электронного пучка, мм ²	1*1

3.3.2. Мощная рентгеновская трубка для ЭУФ микролитографа

В Институте физики микроструктур РАН в рамках российского проекта по ЭУФ литографии на длине волны 13,5 нм, статус которого изложен в [49], планируется создание тестовой литографической установки на основе объектива Шварцшильда. Главное назначение этого стенда – исследование чувствительности, контраста и пространственного разрешения фоторезистов, применяемых для ЭУФ литографии 13,5 нм и изготовление тестовых микросхем. Кроме того, предполагается отработать основные оптико-механические узлы для крепления зеркал и процедуры юстировки. Этот опыт в дальнейшем предполагается использовать при конструировании полномасштабной литографической установки.

В качестве источника излучения планируется использование новой мощной разборной рентгеновской трубки. В отличие от предыдущей РТ, параметры которой носят скорее универсальный характер, продиктованный широкой областью ее применения, требования на данную трубку диктуются во многом оптической схемой микролитографа (размер источника не более 0,5 мм) и наивысшей производительностью (максимально возможная мощность, ограниченная плавлением мишени). Как показали тепловые расчеты [Т13], максимальная мощность трубки составляет 500 Вт.

Основным отличием данной трубки от большинства используемых, в том числе и в ИФМ РАН [17], является использование трехэлектродной системы, преимуществами которой является: возможность управления размером пучка в широких пределах; отсутствие ионной бомбардировки термокатода, что позволило использовать материал с меньшей работой выхода – LaB_6 . В качестве мишени используется кремниевая пластина толщиной 0,3 мм, припаянная к водоохлаждаемому медному держателю. Угол падения электронного пучка на мишень, отсчитанный от плоскости, составляет 30° , центральный угол отбора излучения - 90° . Электронно-оптическая схема трубки представлена на рис.3.15.

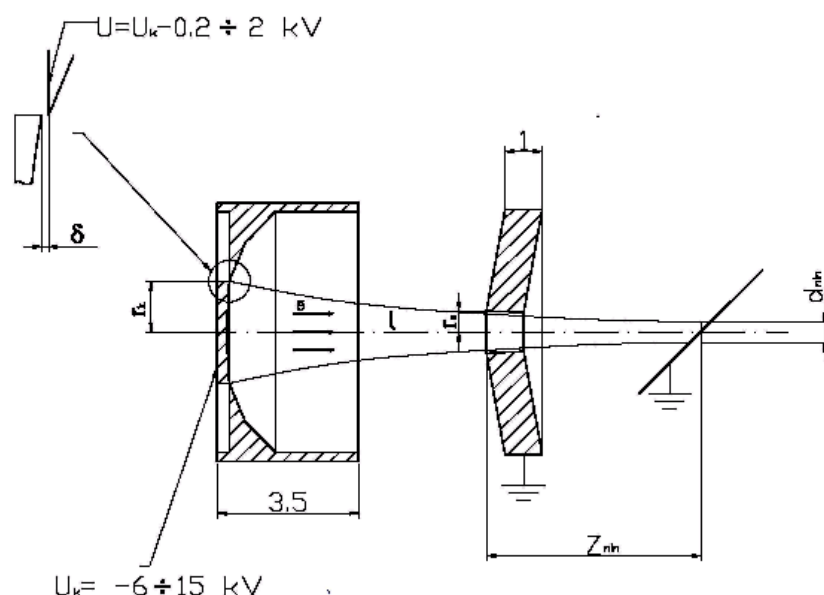


Рис.3.15. Электронно-оптическая схема новой рентгеновской трубки.

В настоящее время изготовлен опытный экземпляр рентгеновской трубки, и проведена процедура паспортизации его энергетических и эксплуатационных характеристик. Внешний вид прибора представлен на рис.3.16.



Рис.3.16. Внешний вид и габариты рентгеновской трубки.

Тестирование основных характеристик трубки (накальная характеристика термокатода, вольт-амперная характеристика, размер электронного пятна на мишени, угловые, энергетические зависимости интенсивности флуоресценции и др.) производились на стенде [А3]. Схема эксперимента по определению размера электронного пятна на мишени представлена на Рис. 3.17. В качестве 2-D детектора для определения размера пятна был использован разработанный нами прибор – “ЭОП” (см. главу 4).

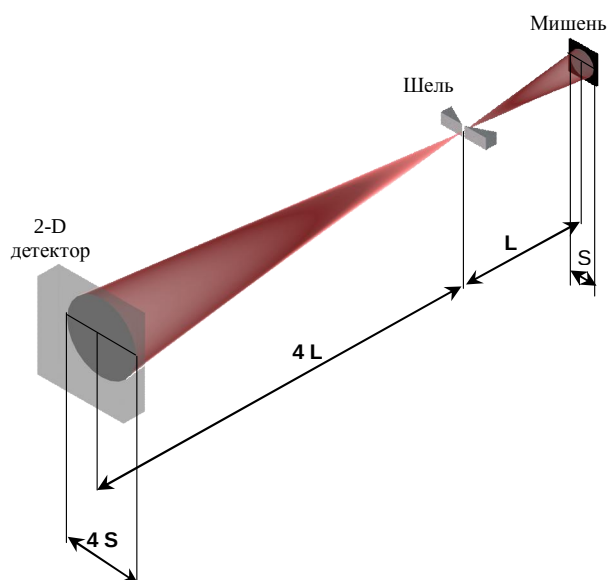


Рис.3.17. Эксперимент по изучения размера электронного пятна на мишени (метод камеры обскуры).

Для определения размера источника использовался метод камеры обскуры: на некотором расстоянии от мишени устанавливался экран со щелью (щель должна быть много меньше размера изображаемого объекта). За экраном на расстоянии, в 4 раза превышающем расстояние от щели до источника, устанавливался 2-D детектор, по изображению с которого определялся размер источника по формуле:

$$S_s = S_{im} K, \quad (3.15)$$

где $K = \frac{L_1}{L_2}$ - коэффициент увеличения, S_s – искомый размер источника, S_{im} – размер изображения, полученный с 2-D детектора, L_1 – расстояние от источника до щели, L_2 – расстояние от щели до детектора. В нашем случае коэффициент увеличения равнялся 4.

На рис.3.18, 3.19 приведены зависимости размера пятна по полуширине распределения интенсивности от параметров электронного пучка (ток и энергия электронов) и напряжения на фокусирующем электроде. Как видно из рисунков, минимальный размер пятна составил 0,7 мм, что несколько больше расчетного значения 0,5 мм. Однако поскольку размер пятна уменьшается с ростом тока пучка, а в данном эксперименте максимальный ток был ограничен вакуумными условиями и составлял 27 мА, то в дальнейшем, можно ожидать уменьшения его размера до расчетного значения. Тем не менее, уже полученные параметры позволяют использовать данную рентгеновскую трубку для микролитографа.

Скорость экспозиции с этим источником составит примерно $0,005 \text{ см}^2/\text{с}$, а при достижении расчетных параметров мощности в 500 Вт – $0,01 \text{ см}^2/\text{с}$. Данной производительности вполне достаточно как для исследований фоторезистов, так и производства тестовых микросхем и нанообъектов.

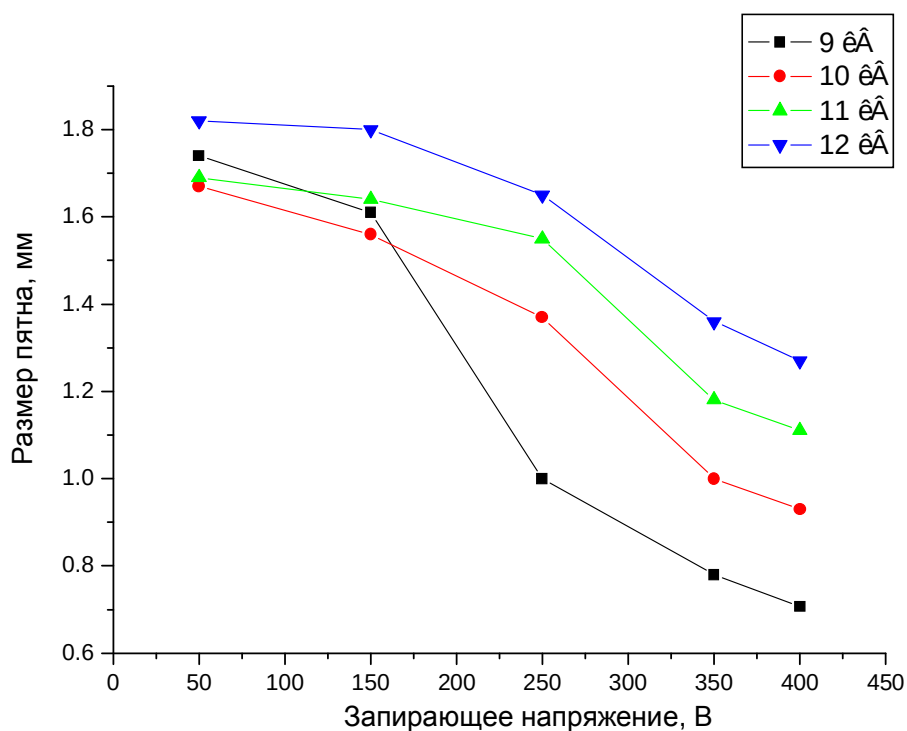


Рис.3.18. Зависимость размера пятна от значения потенциала на запирающем электроде.

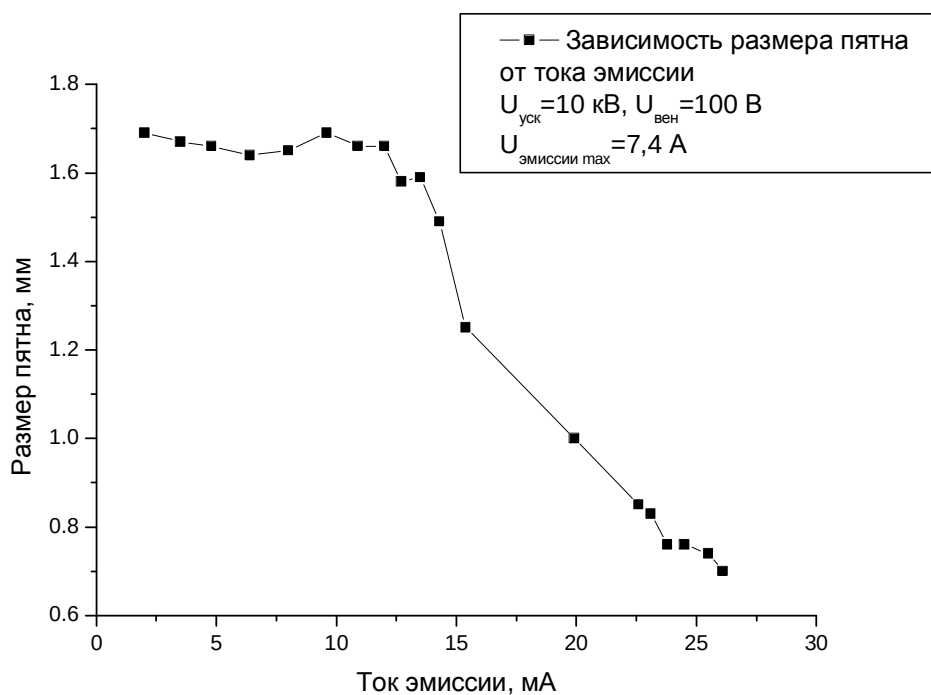


Рис.3.19. Зависимость размера пятна от величины тока эмиссии.

3.4. Исследование угловых зависимостей интенсивности флуоресценции $Si\ L\alpha$ линии

Для определения интенсивности $Si\ L\alpha$ линии характеристического излучения Si мишени от угла падения электронов и угла отбора излучения из мишени был проведен ряд экспериментов. Эксперименты проводились на описанном выше приборе, со слегка видоизмененной схемой, см. Рис.3.20. Держатель мишени получил возможность вращаться вокруг вертикальной оси, проходящей через плоскость поверхности мишени. Таким способом, мы смогли снять серию зависимостей интенсивности рентгеновского излучения от угла отбора фотонов. Для увеличения углового разрешения первое зеркало рефлектометра закрывалось экраном с отверстием 5 мм, что обеспечило угловое разрешение эксперимента $1,2^\circ$. Вместо вращающегося стола, для крепления образцов в камере был установлен держатель, на котором устанавливался приемник рентгеновского излучения.

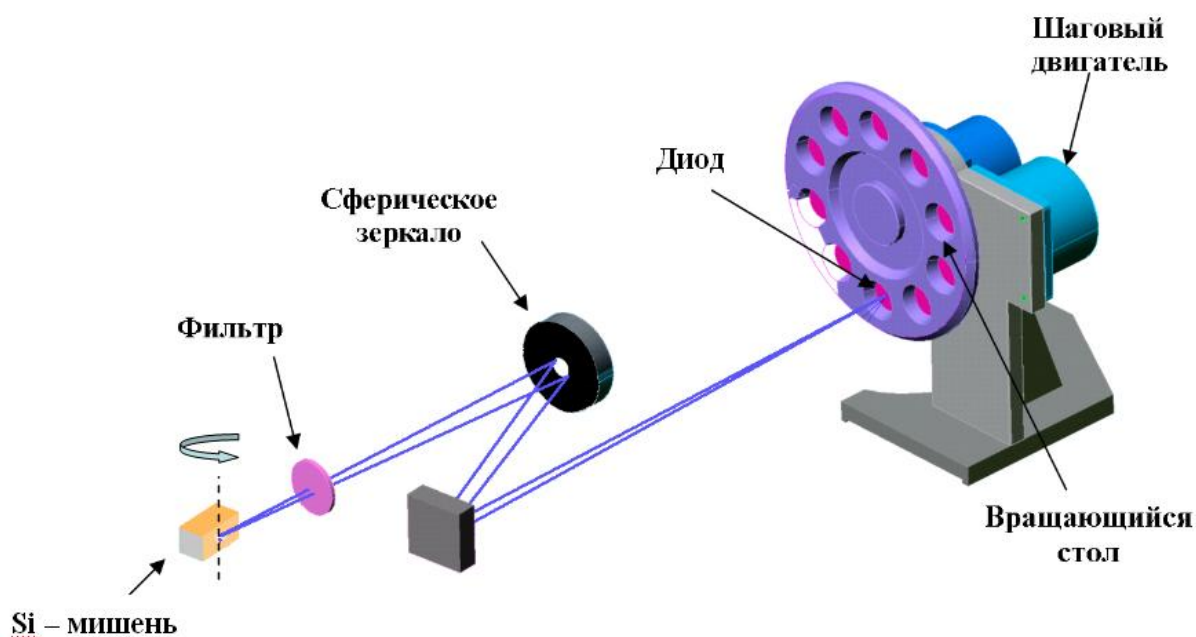


Рис.3.20. Схема эксперимента по изучению угловой зависимости выхода излучения $Si\ L\alpha$ линии и определению коэффициента конверсии энергии электронов в энергию $Si\ L\alpha$ линии.

В качестве приемника использовался детектор на основе кремниевого барьерного диода с малым мертвым слоем порядка 50 ангстрем. Диод был прокалиброван на синхротроне BESSY-2, Берлин. Зависимости интенсивности от угла отбора излучения для различных энергий электронов приведены на рис.3.21.

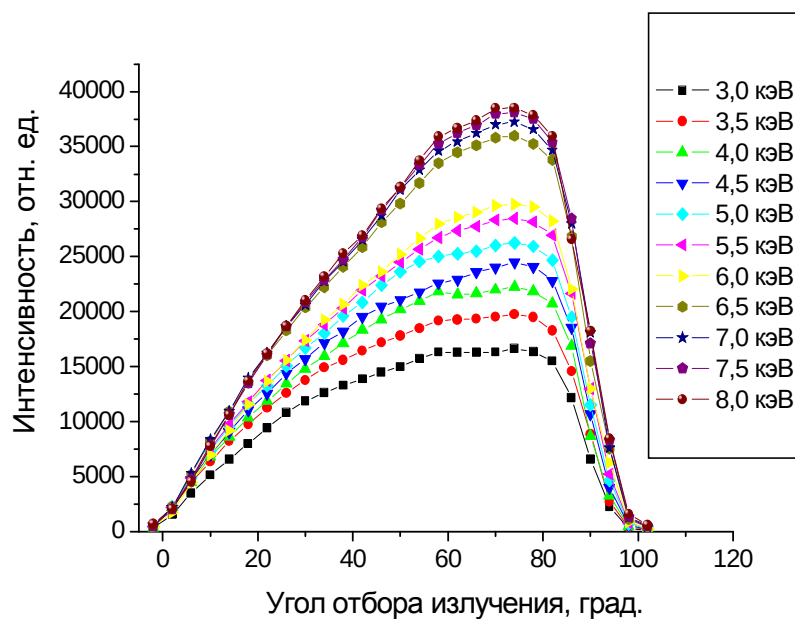


Рис.3.21. Угловые зависимости выхода флуоресценции из кремниевой мишени при различных ускоряющих напряжениях.

Качественно такое поведение угловой зависимости можно объяснить следующим образом. При малых углах отбора излучения из мишени и, соответственно, близких к нормальным углам падения электронов, последние глубоко проникают в мишень, а длина выхода фотонов в $1/\sin\theta$ больше глубины проникновения электронов. Соответственно наблюдается сильное поглощение флуоресцентной линии в мишени. По мере увеличения угла отбора наблюдается рост интенсивности флуоресценции, который резко падал при углах отбора выше 80° . Это падение связано с тем, что при данной схеме проведения эксперимента, большие углы отбора соответствовали скользящему углу падения электронов на мишень, что приводило к сильному отражению электронов.

Коэффициент конверсии энергии электронов в энергию излучения определялся следующим образом, для примера приведен расчет для энергии электронов 6 кэВ.

Сигнал, зарегистрированный детектором (ток диода), делился на заряд электрона, таким образом, было получено количество электронов в секунду (поток электронов), протекающих в цепи диода

$$n_{\dot{\gamma}} = I_{\dot{a}} / e, \quad (3.16)$$

где e – заряд электрона.

1 фотон с энергией 91,5 эВ рождает 25,4 электрона [36], следовательно, поток фотонов дошедший до детектора равен

$$n_{\delta\ddot{a}} = n_{\dot{\gamma}} / 25,4, \quad (3.17)$$

а поток фотонов, выходящий с поверхности мишени в телесный угол $3,4 \cdot 10^{-4}$ страд (телесный угол с которого оптика собирала излучение) в секунду равно числу фотонов дошедших до детектора деленное на коэффициенты отражения зеркал и пропускания фильтров

$$n_{\delta\dot{i}} = n_{\delta\ddot{a}} / R_p * T_{\delta}. \quad (3.18)$$

Поток энергии фотонов, вышедший из мишени [Дж/сек], равен

$$F_{\delta} = n_{\delta\dot{i}} * E_{\delta\dot{\gamma}\hat{A}} * e \quad (3.19)$$

В литературе по ЭУФ литографии абсолютный коэффициент конверсии определяется как отношение энергии излученной в 2% спектральной полосе в окрестности 13,5 нм в телесный угол 2π к потребляемой источником энергии. В нашем случае, если считать излучение изотропным, то коэффициент конверсии энергии электронов в энергию фотонов в телесный угол 2π будет равен:

$$K_{2\pi} = \frac{P_{\phi}}{P_{\gamma}} * \frac{2\pi}{3,4 * 10^{-4}} \quad (3.20)$$

Таким образом, этот коэффициент (для электронов с энергией 6 кэВ) составил

$$K_{2\pi} = 3,04 * 10^{-6}. \quad (3.21)$$

Следует отметить, что полученная величина интегрального коэффициента конверсии является оценкой, справедливой при углах отбора излучения близких к нормальным. Измеренные точные значения коэффициентов конверсии для углов падения электронов на мишень 0° и 45° и углов отбора $83,5^\circ$ и 45° приведены на рис.3.10 и рис.3.12 соответственно.

Глава 4. О возможности применения рентгеновской трубки для задач проекционной ЭУФ литографии 13,5 нм

Одной из основных проблем ЭУФ литографии на длине волны 13,5 нм является высокоэффективный и долговечный источник ЭУФ излучения. Как уже отмечалось в первой главе, среди основных кандидатов в настоящее время рассматриваются источники на основе лазерной плазмы и сильноточного пинча в газовом разряде. Несмотря на физическую простоту этих методов, их объединяет один общий недостаток – значительные потоки высокоэнергичных частиц, выходящие из источника, в том числе радиационные. Системы защиты оптической схемы от этих потоков, во-первых, снижают реальную эффективность источника, за счет частичного поглощения полезного излучения. Во-вторых, частично превращает источник и коллектор в сложное весьма дорогостоящее, требующее обслуживания инженерное сооружение. Также, эта громоздкая система требует дополнительных оптических элементов, как показал опыт работы [75] до 3-х, для согласования источника с проекционной схемой, что в совокупности приводит к потере эффективности более чем на порядок.

Как показали исследования главы 3, коэффициенты конверсии энергии электронного пучка в энергию излучения характеристической линии *Si La* с длиной волны 13,5 нм почти на 4 порядка ниже чем у газоразрядного источника на основе *Sn*. Тем не менее, из-за отсутствия систем защиты и проблем с высокими радиационными нагрузками на коллектор, соответственно уменьшается количество зеркал в оптической системе, один – два порядка эффективности отыгрывается. А учитывая низкую стоимость, малые габаритные размеры, долговечность, отсутствие загрязнения оптических элементов, рентгеновская трубка может успешно применяться в задачах, где производительность не является основным параметром. Например, для стендов по исследованию фоторезистов на 13,5 нм, при производстве спецтехники, при разработке новых интегральных схем. Учитывая низкую стоимость такого источника, а также вызванное им существенное упрощение оптической схемы прибора, и соответственно, удешевление, можно ожидать, что проекционная литографическая установка с рабочей длиной волны 13,5 нм может оказаться, доступна для широкого круга

лабораторий или университетов. Например, для разрабатываемого в ИФМ РАН микролитографа [Т13], расчетная производительность экспонирования с рентгеновской трубкой мощностью 500 Вт составляет 0,01 см²/сек, что всего лишь в 100 раз меньше требуемой производительности для промышленной установки [75].

4.1. Экспериментальные результаты

Для использования в нанолитографии (ЭУФ – литографии, литографии электронным пучком или рентгеновской литографии) наиболее эффективными резистами являются полимеры, производные от полиметилметакрилата (ПММА) [76]. Резист должен иметь высокую чувствительность к конкретному виду излучения для снижения времени экспонирования и обеспечения высокой производительности литографического процесса, а также хорошее разрешение для создания субмикронных изображений. В работе использовался резист, изготовленный в НИИ Химии при ННГУ им. Лобачевского [77].

Резист наносился на Si – подложку методом центрифугирования, затем просушивался в печи при температуре 170°C. Полученные образцы фоторезиста, различного состава и толщины, оптимизировались на предмет чувствительности в окрестности 13,5 нм.

Проанализировав кривые угловой зависимости выхода излучения из кремниевой мишени (см. рис. 3.21), мы сделали вывод, что если перейти от скользящих углов отбора излучения, как было в первоначальной схеме рефлектометра и увеличить мощность электронного пучка, приходящего на мишень рентгеновской трубки, то мы имеем возможность уже на этом приборе, получить приемлемое время экспозиции ЭУФ резиста на длину волны 13,5 нм, и начать его изучение на “макромасштабах”. Для увеличения мощности трубки между термокатодом и мишенью была установлена фокусирующая магнитная линза (см. рис. 4.1.), с помощью которой удалось втрое увеличить вытягивание электронов из прикатодной области и соответственно в 3 раза увеличить мощность электронного пучка, приходящего на мишень. Также был изготовлен новый держатель мишени с углом отбора излучения в 45 градусов, что позволило увеличить интенсивность еще в пять раз. Таким образом, без особенных изменений

схемы прибора, нам удалось увеличить интенсивность источника более чем на порядок. Это позволило нам использовать данный прибор для изучения фоторезиста.

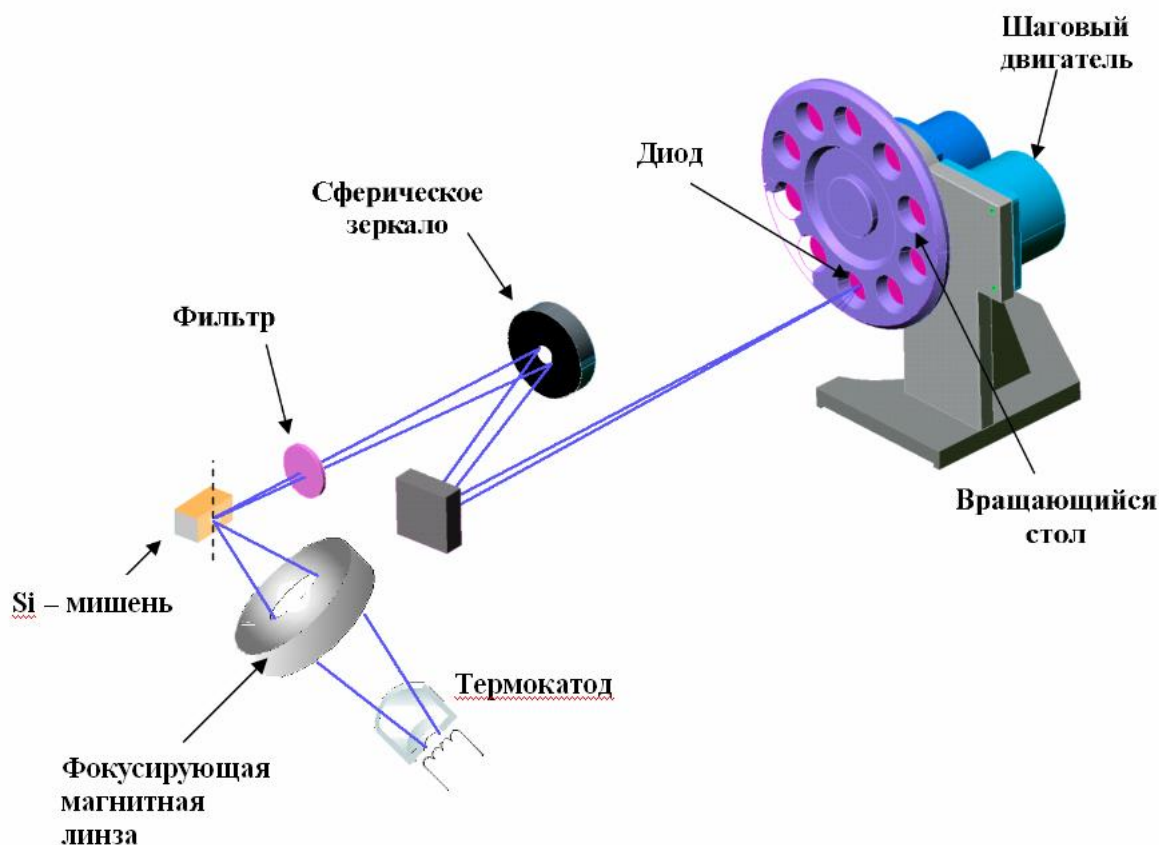


Рис.4.1. Схема рефлектометра с применением фокусирующей магнитной линзы.

Использование рефлектометра оправдано по многим причинам: двухзеркальный монохроматор с введенным в оптическую схему фильтром обеспечивают спектральную чистоту эксперимента по экспонированию фоторезиста, высокая интенсивность источника в совокупности с большой светосилой оптики обеспечивают приемлемое расчётное время экспозиции (около получаса). Использование поворотного стола с закрепленными на нем образцом с фоторезистом и ЭУФ детектором обеспечивает непрерывный мониторинг дозы излучения приходящей на образец в процессе экспонирования.

Схема эксперимента выглядела следующим образом: в одну из позиций вращающегося стола устанавливался детектор рентгеновского излучения, описанный выше полупроводниковой диод AXUV – 100 фирмы IRD. По

показаниям этого прибора велся контроль дозы ЭУФ излучения, которая поступала на экспонируемый фоторезист. В другую – образец, кремниевая подложка, с нанесенным на нее слоем фоторезиста.

Поскольку профиль пучка ЭУФ излучения имеет некоторое распределения, поэтому для определения порога чувствительности фоторезиста необходимо точно знать дозу излучения, нормированную на квадратный сантиметр, переносимую каждой точкой пучка. Для определения дозы излучения был проведен эксперимент по определению размера пятна, как в вертикальной, так и горизонтальной плоскостях. Для этого был сделан прибор – ЭОП (электронно-оптический преобразователь), схема которого представлена на рис.4.2.

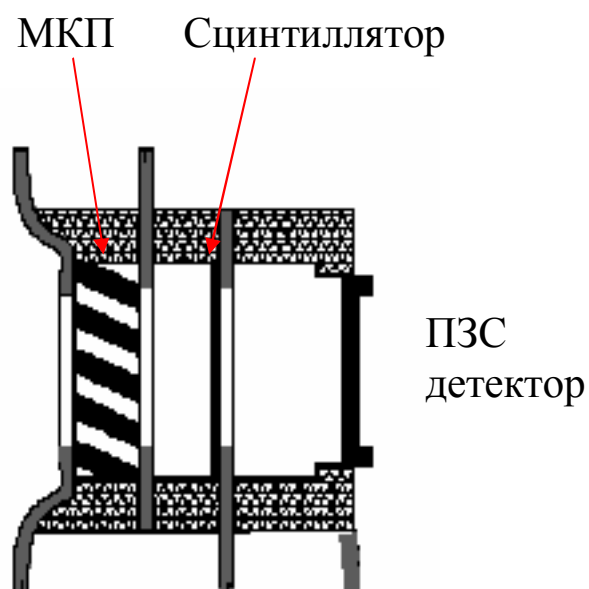


Рис.4.2. Схема электронно-оптического преобразователя.

Прибор представляет собой комбинацию микроканальной пластины и, нанесенного на прозрачную кварцевую пластину, сцинтиллятора, являющуюся визуализатором. В качестве сцинтиллятора, использовался тонкий (~ 150 нм) слой $CsI(Tl)$, нанесенный на стеклянную подложку методом термического распыления в стандартном вакуумном poste ВУП – 5М. На поверхность $CsI(Tl)$ наносился тонкий, порядка 50 нм слой Al для стекания отрицательного заряда, приходящего на пластину вместе с электронной лавиной. Микроканальная пластина является в данном случае двухкоординатным детектором, на входе которого пучок излучения преобразуется в электронный. Далее в зазоре между МКП и визуализатором электроны ускоряются и попадают на сцинтиллятор, вызывая вспышки света в

месте попадания. С обратной стороны кварцевой пластины устанавливается ПЗС матрица, изображение с которой обрабатывалось, и определялся размер и распределение интенсивности в пятне.

Обработка изображения, полученного с ПЗС матрицы, осуществлялась при помощи программы, написанной с помощью пакета MathCad. С помощью программных средств имеющихся в среде MathCad фотоизображение пятна ЭУФ излучения представлялось в виде двумерной цифровой матрицы, элементы которой соответствовали уровню интенсивности в данной точке пятна. Количество элементов матрицы, соответствовало количеству пикселей ПЗС матрицы, пришедшихся на область, содержащую пятно. Преобразование фотоизображения в матричный вид, и соответствующий этой матрице 3D – график, проиллюстрирован на рис.4.3.

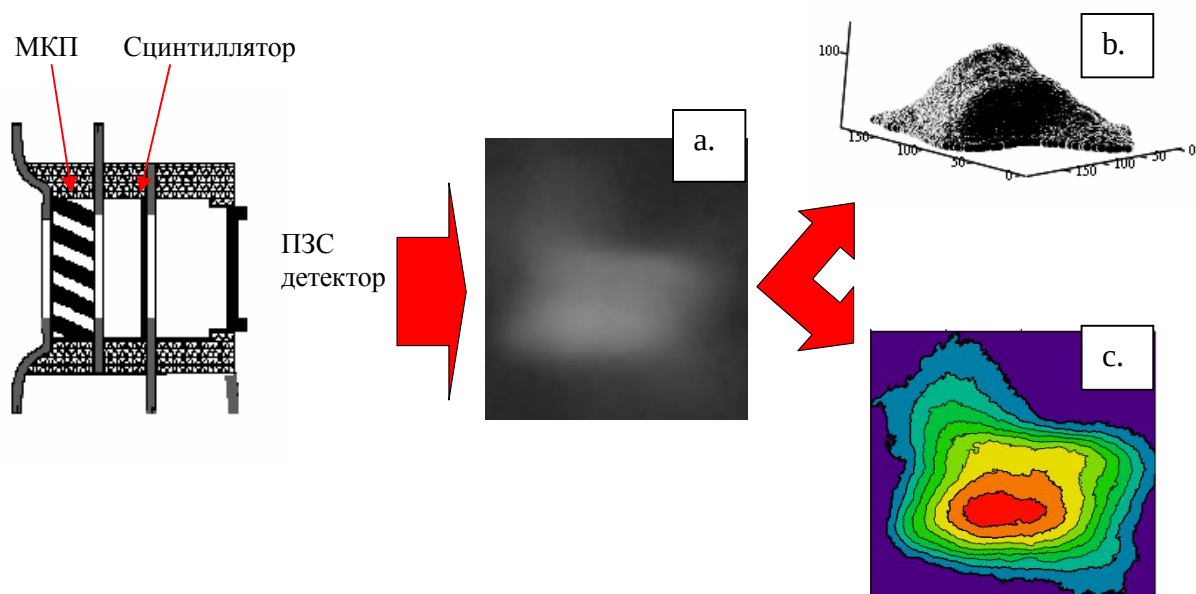


Рис.4.3. а. – изображение ЭУФ пятна, полученное с ПЗС – матрицы, б. – 3D – представление пятна, полученное после обработки изображения с ПЗС – матрицы в среде MathCad (по осям относительные единицы), с. – представление пятна, полученного с ПЗС – матрицы в виде карты уровней.

Далее для определения значения дозы излучения, соответствующей каждой точке пятна рентгеновского излучения, проводились следующие действия:

1. С помощью широкоапертурного детектора рентгеновского излучения AXUV-100 прокалиброванного на синхротроне BESSY-2, Берлин), в апертуру которого попадало всё излучение в пучке, определялась

энергия, переносимая пучком в единицу времени. Методика определения энергии описана в разделе “Определение коэффициента конверсии энергии электронного пучка в энергию характеристической линии рентгеновского излучения для Si L α линии”.

2. С помощью программы, написанной в среде MathCad, обрабатывалось пятно, полученное с ПЗС матрицы, в частности проводилось интегрирование по поверхности, ограничивающей пятно по уровням интенсивности.
3. Значения, полученные путём интегрирования и с помощью детектора, приравнивались друг другу и, таким образом, было определено значение энергии, приходящей в единицу времени на единичный уровень интенсивности.

Таким образом, мы получили возможность определить значение дозы излучения на длине волны 13,5 нм, приходящую на экспонируемый фоторезист в каждой точке пятна. Далее, для определения порога чувствительности фоторезиста, необходимо провести следующие операции:

1. Провести паспортизацию пятна МРИ по описанной выше схеме.
2. Проэкспонировать резист паспортизованным пятном, время экспонирования выбирается таким образом, чтобы после проявления резиста часть пятна была бы протравлена до подложки, а часть протравлена частично.
3. Затем пластина с проявленным пятном запылялась Al, и профиль пятна исследовался на интерференционном микроскопе. Находилась местоположение границы протравленной до подложки области.
4. Далее для определения порога чувствительности резиста необходимо провести сопоставление местоположения точки, которая находится на границе проявленной области и соответствующей ей точки на профиле пятна.
5. Умножая значение единичной дозы, приходящейся на данную точку, на время экспонирования мы получаем значение порога чувствительности резиста на макромасштабах.

Порогом чувствительности называется такое значение плотности дозы излучения, полученное фоторезистом, которое в процессе проявления обеспечивает полное вымывание фоторезиста под проэкспонированной с такой дозой областью.

На первом этапе было проведено экспонирование фоторезиста пятном размером $2 \times 2 \text{ мм}^2$, при этом плотность дозы излучения, полученная резистом составила $5,5 \text{ мДж/см}^2$. После проявления на пластинке, появилось протравленное пятно, точно повторявшее, пятно, полученное нами при помощи ЭОП рис.4.2. Таким образом, этот эксперимент показал, что чувствительность фоторезиста на “макромасштабах”, не хуже $5,5 \text{ мДж/см}^2$, что находится в хорошем согласии с результатом, полученным на этих же резистах группой В.И. Лучина [78] с использованием лазерно-плазменного источника.

Типичное изображение микроканальной пластины, полученное методом контактной литографии с длиной волны $13,5 \text{ нм}$, представлено на рис.4.4. Из-за явлений дифракции и неконтролируемого зазора между маской и подложкой с фоторезистом, а также отражения излучения от стенок канала МКП, этот метод не может использоваться для исследования разрешающей способности фоторезистов на нанометровом уровне, тем не менее он показал принципиальную возможность использования рентгеновских трубок для задач ЭУФ литографии.

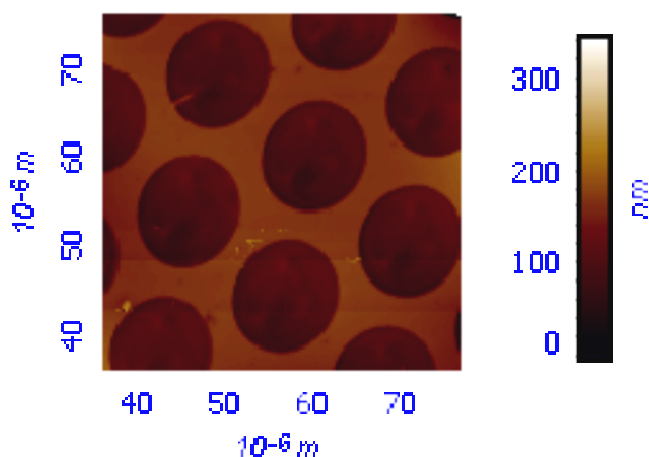


Рис.4.4. АФМ изображение проэкспонированного и проявленного образца.

4.2. Дифракционная маска для исследования пространственного разрешения фоторезистов

Для изучения пространственного разрешения фоторезистов на нанометровом уровне предполагается использовать дифракционную маску. В качестве дифракционной маски предполагается использовать дифракционную решетку “на

просвет” (ДРП). На рис.4.5 приведено расчетное распределение интенсивности дифрагированного излучения. Падающее на решетку излучение представляло собой плоскую монохроматическую волну с длиной волны 13,5 нм. Период решетки составлял 100 нм, прозрачная область – 0,54 от периода, число штрихов решетки N=200.

Расчет проводился по формуле (4.1), полученной как решение уравнения Гельмгольца, обладающее круговой симметрией [79].

$$E(x, z) = \sum_{n=-\frac{N}{2}}^{\frac{N}{2}} \int_0^d \frac{e^{ikr(x,z)}}{\sqrt{kr(x,z)}}, \quad (4.1)$$

где N – число периодов дифракционной решетки, d – период решетки. Интенсивность

$$I = |E(x, z)|^2 \quad (4.2)$$

Как видно из рисунков, в ближней зоне, на расстоянии 10 мкм, дифракционные пики имеют полуширину 15 нм. Контраст дифракционной картины, представляющий собой отношение интенсивности в пике к интенсивности между пиками превышает 30. Таким образом, видно, что этот метод позволяет уже на данном этапе исследовать пространственное разрешение фоторезистов.

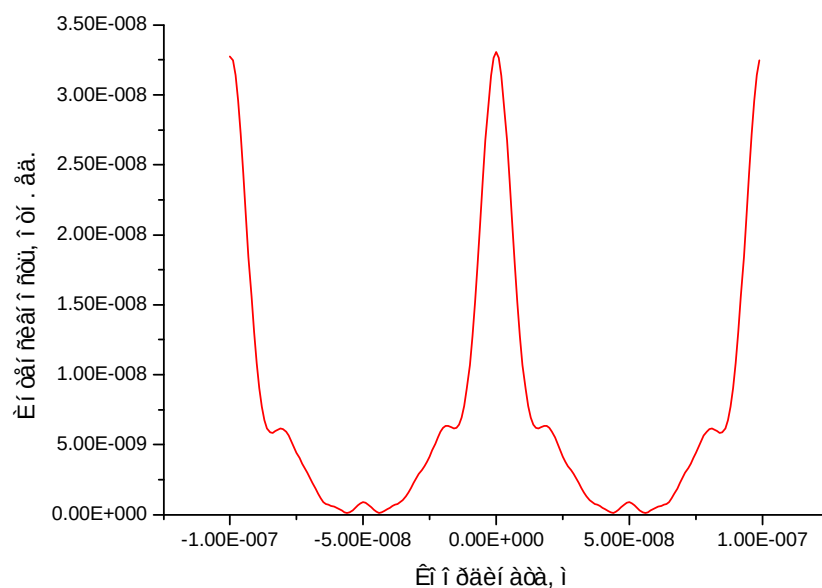


Рис.4.5. Расчет интерференционной картины от дифракционной решетки “на просвет” с периодом 100 нм на расстоянии 10 мкм, в случае падения на нее плоской монохроматической волны с длиной волны 13,5 нм.

При практическом применении метода, например, с использованием описанного в главе 1 светосильного монохроматора, угловые и спектральные характеристики падающего излучения могут ухудшить пространственное разрешение дифракционной маски. Применительно к рефлектометру, из-за маленького размера ДРП, порядка 20 мкм, угловая расходимость падающего излучения не превышает $0,03^\circ$, что эквивалентно смещению интерференционной картины на величину порядка 5 нм^* , что мало для данной задачи. Больше влияние на ширину дифракционного пика и, соответственно, на пространственное разрешение эксперимента, будет оказывать спектральная ширина падающего излучения. На рис.4.6 приведена дифракционная картина, полученная с учетом планируемой в эксперименте спектральной ширины зондирующего пучка $\Delta\lambda \approx 0,02 \cdot \lambda$. Как видно из этой картинки, дифракционный пик расширился примерно до 34 нм, что вполне достаточно на данном этапе для экспериментов по пространственному разрешению фоторезистов на длину волны 13,5 нм.

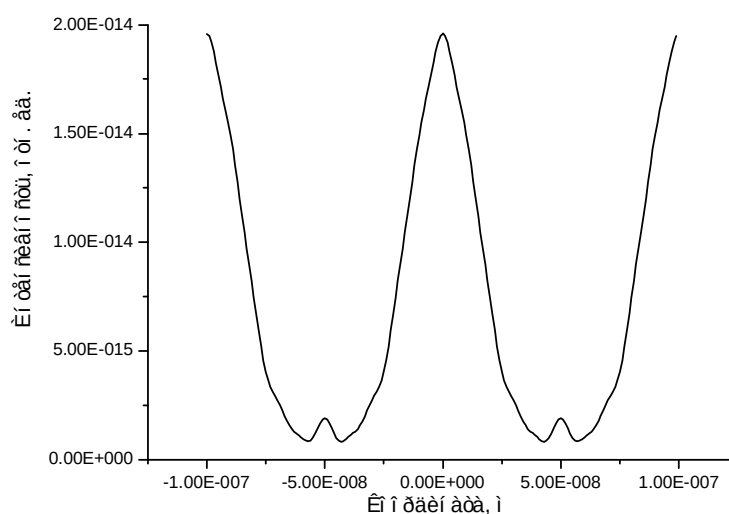


Рис.4.6. Ожидаемая интерференционная картина от дифракционной решетки “на просвет” с периодом 100 нм на расстоянии 10 мкм, в случае падения на нее квазимонохроматического излучения с относительной шириной спектра $\lambda/\Delta\lambda=54$. (средняя длина волны 13,5 нм). Контраст больше 10.

* Влияние угловой расходимости падающего излучения на дифракционную картину можно оценить из соотношения для дифракционной решетки: $\cos(\alpha) - \cos(\beta) = \frac{\lambda}{d}$, вырождающееся при нормальном

падении в $-\cos(\beta) = \frac{\lambda}{d}$, где α и β – углы падения и дифракции, отсчитываемые от плоскости решетки.

Подставив в это соотношение углы падения равные 90° и $90,03^\circ$, найдем углы дифракции $\beta=82,241^\circ$ и $82,271^\circ$. Смещение дифракционной картины Δx можно получить из соотношения: $\Delta x[\text{нм}] \approx L[\text{нм}] \cdot \Delta\alpha[\text{рад}]$. Подставив $L[\text{нм}]=10000$ и $\Delta\alpha[\text{рад}]=5 \cdot 10^{-4}$, получаем $\Delta x \approx 5 \text{ нм}$.

Подводя итог вышеизложенному, можно отметить два основных результата, полученных в ходе этого исследования. Во-первых, впервые экспериментально показано, что рентгеновская трубка с *Si* мишенью может применяться для литографии 13,5 нм. Во-вторых, предложена дифракционная маска, и теоретически показано, что с ее помощью уже на данном этапе можно начинать работы по оптимизации пространственно разрешения фоторезистов на 13,5 нм с минимальной шириной линии 34 нм. Используя монохроматор с большим спектральным разрешением, можно продвинуться в область разрешений < 20 нм.

Глава 5. Методика диффузного рассеяния для изучения внутреннего строения МС

Количество зеркал оптической схемы литографической установки обычно составляет 9. Недостатком такой системы является невысокий, на уровне 3,5%, суммарный коэффициент отражения (при условии, что коэффициент отражения одиночного зеркала составляет 70% - традиционные значения коэффициента отражения для *Mo/Si* многослойных структур на длине волны 13,5 нм [80]). Увеличение коэффициента отражения отдельного зеркала на 1 % приведет к увеличению суммарного коэффициента отражения примерно на 15 %, поэтому при изготовлении степпера борьба ведется за каждый процент коэффициента отражения. Это принципиально важно для создания промышленной установки, поскольку увеличивается мощность, передаваемая на образец и, соответственно, уменьшается время экспозиции. При массовом производстве интегральных схем это приведет к значительному экономическому эффекту. Таким образом, перед исследователями (технологами) стоит задача оптимизации многослойной рентгеновской оптики по коэффициенту отражения, как пиковому, так и интегральному.

Работы по повышению коэффициентов отражения многослойных зеркал на длине волны 13,5 нм ведутся по двум основным направлениям. Первое, это совершенствование внутреннего строения *Mo/Si* зеркал, за счет лучшей периодичности структур, увеличение плотности *Mo* в пленках [81], за счет диффузионных барьеров, предотвращающих перемешивание *Mo* и *Si* на границах [Т18], а также за счет усложнения периодической структуры, например, структуры с переменными материалами [82]. Немаловажную роль в увеличении коэффициента отражения играет и последний слой многослойной структуры. Его окисление может привести к падению коэффициента отражения на уровне 1%, поэтому проблеме верхнего слоя уделяется значительное внимание [83].

В рамках данной работы мы остановимся на одном из аспектов проблемы повышения коэффициентов отражения. Это развитие метода диффузного рассеяния для структурных исследований МС, и, прежде всего границ, играющих основную роль в процессе отражения излучения многослойными структурами.

Для оптимизации технологии нанесения многослойного покрытия была проведена работа по изучению структуры многослойной пленки. Работа проводилась на малопериодных ($d=0,7 - 1,5$ нм) W/B_4C МРЗ. Но все полученные для них результаты (как будет показано ниже) применимы и к структурам с большими периодами.

Многослойные структуры с ультракороткими периодами ($d = 0,8 - 3$ нм) представляют большой интерес в связи с развитием многослойной рентгеновской оптики. В частности, актуальными являются задачи создания высокоэффективных фокусирующих и коллимирующих систем для жесткого рентгеновского излучения [84,85]; зеркал нормального падения для спектрального диапазона «окна прозрачности воды», $\lambda = 2 - 4$ нм [86]; поляризаторов и многослойных фазосдвигающих пленок для диапазона длин волн $\lambda = 1 - 4,5$ нм [87,88]; совершенствования многослойных дисперсионных элементов для спектральной области около 1 кэВ, по спектральной селективности занимающих промежуточное положение между традиционными многослойными элементами и кристаллами. Отметим, что проблема создания и исследования МС с ультракороткими периодами актуальна не только в связи с развитием рентгеновской оптики, но и для создания сред для записи и хранения информации, магнитных датчиков [89] и ряда других приложений.

Как показано в [90,91], основным фактором, ограничивающим коэффициенты отражения короткопериодных МС, является несовершенство межслоевых границ. Эффективным методом изучения структуры межслоевых границ МС является диффузное рассеяние рентгеновского излучения (РДР). Для описания угловых зависимостей интенсивности рассеяния часто используется Борновское приближение или его модификации, позволяющие учесть динамические эффекты при рассеянии рентгеновского излучения [92,93,94,95,96,97,98]. Одним из наиболее ярких эффектов рассеяния рентгеновского излучения от МС с коррелированными границами является появление квазибрэгговских пиков в угловом спектре диффузного рассеяния. Это явление впервые было предсказано теоретически в [99] и связано с интерференционным усилением интенсивности рассеянных волн от коррелированных границ раздела в направлении, для которого выполняется

квазибрэгговское условие $\mathbf{k}_{\text{in}} + \mathbf{k}_{\text{out}} = \mathbf{q}$, где $\mathbf{k}_{\text{in}}$ – волновой вектор падающей волны, $\mathbf{k}_{\text{out}}$ – волновой вектор рассеянной волны, $\mathbf{q}$ – вектор обратной решетки.

Несмотря на значительный объем работ по теории диффузного рассеяния и применению этого метода для исследования МС, в них не рассматривается проблема влияния «перемешивания» пленок, проявляющегося не в скачкообразном, а плавном изменении диэлектрической проницаемости на границах раздела слоев, на угловые зависимости интенсивности РДР. В ряде случаев это может привести к ошибочным результатам при практическом применении метода¹. В частности, значения межплоскостной шероховатости, полученные из угловых зависимостей интенсивности зеркального и диффузного рассеяния могут сильно различаться.

Следует также отметить что, метод РДР применялся для исследования МС с периодом $d > 2-3$ нм [94,100,101,102,103]. Структуры с периодом $d \sim 1$ нм и менее экспериментально еще не изучались. В частности, открытым оставался вопрос о степени корреляции шероховатостей различных слоев и возможности наблюдения резонансного диффузного рассеяния для таких МС.

Целью данной работы явилось исследование структуры переходных слоев W/B_4C МС с ультракороткими ($d = 0,8 - 1,5$ нм) периодами. Для анализа экспериментальных данных была разработана простая теоретическая модель, учитывающей как динамические эффекты взаимодействием встречных диффузно рассеянных волн, так и перемешивание пленок. В основу модели положен подход, использованный впервые при анализе диффузного рассеяния многослойными структурами с коррелированными шероховатостями в [104]. Главным отличием данного метода от существующих, является то, что он не использует рекуррентные процедуры для учета динамических эффектов [94,105], что может оказаться не маловажным при практическом применении, так как процедура обработки экспериментальных данных существенно ускоряется.

5.1. Диффузное рассеяние рентгеновского излучения МС с коррелированными шероховатостями

В этом параграфе мы рассмотрим теоретическую модель распространения рентгеновского излучения в МС с коррелированными шероховатостями, которая

¹ Эта ситуация будет обсуждаться в параграфе 2 настоящей главы.

позволяет учесть как эффекты взаимодействия рассеянных волн, так и перемешивания материалов слоев, и получить простое выражение для индикатрисы рассеяния в “кинематическом” пределе. Основным предположением, положенным в основу модели, является полная продольная (по глубине структуры) корреляция шероховатостей.

Известно [106], что кроме неровностей границ раздела, на распространение рентгеновского излучения в МС значительное влияние оказывает перемешивание материалов слоев. Причинами этого перемешивания могут быть взаимная диффузия, внедрение (имплантация) высокоэнергетичных частиц при росте пленки и др. Будем предполагать, что такие объемные неоднородности имеют корреляционный радиус много меньший, чем корреляционный радиус шероховатостей. Пренебрегая интенсивностью диффузного рассеяния, обусловленного этими неоднородностями [107]², можно заменить диэлектрическую проницаемость среды на ее среднее по объемным неоднородностям значение, которую в случае коррелированных границ раздела представим в виде:

$$\varepsilon(z + \xi(\mathbf{r})) = \langle \varepsilon(z, \mathbf{r}) \rangle_m, \quad (5.1)$$

где $\langle \varepsilon(z, \mathbf{r}) \rangle_m$ означает усреднение по объемным неоднородностям, z – координата перпендикулярная слоям, $\mathbf{r}$ – радиус-вектор в плоскости слоев, $\xi(\mathbf{r})$ – случайная функция, описывающая форму границ раздела слоев. В этом случае функция $\varepsilon(z + \xi(\mathbf{r}))$ может быть представлена в виде ряда Фурье

$$\varepsilon(z + \xi(\mathbf{r})) = a_0 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} a_n \cdot e^{-q_n^2 \sigma_m^2 / 2} \cdot \cos[q_n \cdot (z + \xi(\mathbf{r}))], \quad (5.2)$$

где $q_n = \frac{2\pi \cdot n}{d}$, d – период МС, a_0 – средняя по толщине МС диэлектрическая проницаемость, a_n – амплитуды Фурье-гармоник диэлектрической проницаемости идеальной МС, зависящие от разности диэлектрических проницаемостей и отношения толщин слоев. При записи выражения (5.2) предполагалось, что объемные неоднородности являются гауссовыми с дисперсией σ_m^2 .

Следуя работе [104], представим поле в многослойной структуре в виде суммы встречных волн

² Интенсивность рассеяния пропорциональна рассеивающему объему, и в нашем случае пропорциональна квадрату корреляционного радиуса.

$$E = \sum_{\mathbf{p}} \left[E_{1,\mathbf{p}}(z) e^{\frac{iq_1 z}{2}} + E_{2,\mathbf{p}}(z) e^{-\frac{iq_1 z}{2}} \right] e^{i(\mathbf{p}+\mathbf{p}_0)\mathbf{r}}. \quad (5.3)$$

Пренебрегая поляризационными эффектами, для медленно меняющихся амплитуд встречных волн $E_{1,2}$ получаем систему укороченных уравнений

$$\begin{cases} iq_1 \frac{\partial E_{1,\mathbf{p}}}{\partial z} - \Delta_{\mathbf{p}} E_{1,\mathbf{p}} + k_0^2 a'_1 \Phi_0 E_{2,\mathbf{p}} = -k_0^2 a'_1 \sum_{\mathbf{p}' \neq \mathbf{p}} \Phi_{\mathbf{p}'-\mathbf{p}} E_{2,\mathbf{p}'} \\ -iq_1 \frac{\partial E_{2,\mathbf{p}}}{\partial z} - \Delta_{\mathbf{p}} E_{2,\mathbf{p}} + k_0^2 a'_1 \Phi_0 E_{1,\mathbf{p}} = -k_0^2 a'_1 \sum_{\mathbf{p}' \neq \mathbf{p}} f_{\mathbf{p}'-\mathbf{p}} E_{1,\mathbf{p}'} \end{cases}, \quad (5.4)$$

где $\Delta_{\mathbf{p}} = (\mathbf{p}_0 + \mathbf{p})^2 - k_0^2 a_0 + \frac{q_1^2}{4}$, $\mathbf{p}_0 = (0, k_0 \cos \varphi_0)$ и

$\mathbf{p} = (k_0 \cos \vartheta \sin \varphi, k_0 \cos \vartheta \cos \varphi)$ - составляющие волновых векторов падающей и рассеянных волн вдоль слоёв МС, φ_0 - угол скольжения для падающей волны, φ и ϑ полярный и азимутальный углы рассеянной волны, $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$, λ - длина волны

рентгеновского излучения в вакууме. Фактически, $\Delta_{\mathbf{p}}$ является отстройкой от условия Брэгга для рассеянных волн.

Коэффициент a'_1 представляет собой амплитуду первой Фурье-гармоники диэлектрической проницаемости МС. С учетом перемешивания пленок (см. формулу (5.2)) a'_1 может быть представлен в виде

$$a'_1 = \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}{\pi} \cdot \sin(\pi \cdot \beta) \cdot e^{-\frac{q_1^2 \cdot \sigma_m^2}{2}}, \quad (5.5)$$

где $q_1 = \frac{2\pi}{d}$, ε_1 и ε_2 - диэлектрические проницаемости материалов пленок, β - доля вещества 2 в периоде.

$$f_{\mathbf{p}} = \int e^{-iq_1 \xi(\mathbf{r})} e^{-i\mathbf{p}\mathbf{r}} d\mathbf{r}, \quad \Phi_{\mathbf{p}} = f_{-\mathbf{p}}^*.$$

Звёздочка в последнем выражении означает комплексное сопряжение. Предполагая эргодичность и гауссовость шероховатостей, будем считать, что

$$\Phi_0 = \Phi_{\mathbf{p}=0} = f_{\mathbf{p}=0} = e^{-\frac{q_1^2 \sigma_r^2}{2}}, \text{ где } \sigma_r^2 - \text{ дисперсия шероховатостей.}$$

Систему уравнений (5.4) следует дополнить граничными условиями

$$E_{1,\mathbf{p}}(z=0) = \begin{cases} 1, \mathbf{p} = 0 \\ 0, \mathbf{p} \neq 0 \end{cases} . \quad (5.6)$$

Накладывая условие (5.6), мы пренебрегаем расходимостью падающего пучка. Второе граничное условие есть условие согласования с подложкой $E_{2,\mathbf{p}}(z=L) = 0$, где L – полная толщина структуры.

В предельном случае, соответствующем пренебрежению взаимодействием рассеянных волн, система уравнений (5.4) принимает вид:

$$\begin{cases} iq_1 \frac{\partial E_{1,0}}{\partial z} - \Delta_0 E_{1,0} = 0 \\ iq_1 \frac{\partial E_{2,\mathbf{p}}}{\partial z} + \Delta_{\mathbf{p}} E_{2,\mathbf{p}} = -k_0^2 a_1' f_{\mathbf{p}} E_{1,0} \end{cases} , \quad (5.7)$$

где введено обозначение $\Delta_0 = \Delta_{\mathbf{p}=0}$. При переходе от (5.4) к (5.7) предполагалось, что источником рассеянных волн является поле падающей волны $E_{1,0}$. При этом сделано обычное для борновского приближения допущение о малости потерь проходящей волны на рассеяние.

Окончательно, для средней по шероховатостям интенсивности рассеянных волн получаем следующие выражения

$$\langle |E_{2,\mathbf{p}}(z=0)|^2 \rangle = \frac{4k_0^4 a_1'^2}{(\Delta_{\mathbf{p}} + \Delta_0)^2} \langle |f_{\mathbf{p}}|^2 \rangle \sin^2 \frac{(\Delta_{\mathbf{p}} + \Delta_0)L}{2q_1} \quad (5.8)$$

$$\langle |f_{\mathbf{p}}|^2 \rangle = 2\pi l_{cc}^2 e^{-q_1^2 \sigma_r^2} \int_0^\infty r J_0(pr) (e^{q_1^2 \psi(r)} - 1) dr ,$$

где $\psi(r) = \sigma_r^2 e^{-\frac{r^2}{2l_{cc}^2}}$ - корреляционная функция шероховатостей, l_{cc} - радиус взаимной корреляции, σ_r^2 - дисперсия шероховатостей, $J_0(pr)$ - функция Бесселя нулевого порядка. Из выражения (5.8) следует, что интенсивность диффузного рассеяния от многослойной структуры может иметь два максимума. Один из них, как обычно, находится в направлении зеркального отражения, т.к. сомножитель $\langle |f_p|^2 \rangle$ описывает, по существу, диффузное рассеяние от одной границы и максимален при $p=0$. Угловое положение другого максимума удовлетворяет условию

$$\Delta_p + \Delta_0 = 0 \quad (5.9)$$

и получило в литературе название квазибрэгговского [94].

Амплитуды рассеянных волн, распространяющихся в направлении определяемом (5.9) складываются подобно тому, как это происходит при зеркальном отражении волн. Математически это выражается в полном совпадении

сомножителя $\frac{1}{(\Delta_p + \Delta_0)^2} \sin^2 \frac{(\Delta_p + \Delta_0)L}{2q_1}$ в (5.8) с зависимостью коэффициента отражения в зеркальном направлении от расстройки [108].

Для анализа экспериментальных результатов необходимо проинтегрировать выражение (5.8) по всем направлениям рассеянных волн, которые попадают в детектор. Таким образом, экспериментально измеренной величиной является

$$I = \int_{\Omega_s} \langle |E_{2,p}(z=0)|^2 \rangle dp_x dp_y, \quad (5.10)$$

где Ω_s - угловой размер выходной щели.

Из (5.8) следует, что угловая зависимость интенсивности диффузно рассеянных волн определяется дисперсией шероховатостей σ_r и длиной корреляции. Влияние объемных неоднородностей, характеризующихся параметром σ_m , сводится лишь к перенормировке амплитуды a_1 .

В случае зеркального отражения, подставив в (5.8) $p=0$, угловая зависимость коэффициента отражения может быть записана в виде

$$\left\langle |E_{2,0}(z=0)|^2 \right\rangle = \frac{k_0^2 ((\varepsilon_2 - \varepsilon_1) \sin(\pi\beta))^2}{\pi^2 \Delta_0^2} \sin^2 \left[\frac{\Delta_0 L}{q_1} \right] \cdot e^{-q_1^2 (\sigma_m^2 + \sigma_r^2)} \quad (5.11)$$

Выражение перед экспонентой представляют собой ни что иное, как угловую зависимость зеркального коэффициента отражения идеальной МС [108], в то время как экспонента представляет собой хорошо известный фактор Дебая-Валлера с параметром σ , удовлетворяющим соотношению

$$\sigma = \sqrt{\sigma_r^2 + \sigma_m^2}, \quad (5.12)$$

т.е. используя выражения (5.5), (5.8) и (5.11) величины σ_r и σ_m , связанные с шероховатостью и перемешиванием можно разделить. Этот результат положен нами в основу методики определения параметров, характеризующих границы раздела слоев.

5.2. Экспериментальные результаты

5.2.1. Изучения короткопериодных W/B₄C МС

Исследуемые W/B₄C МС наносились на стандартные для микроэлектронной промышленности кремниевые подложки методом магнетронного распыления. Подробнее об условиях изготовления подобных структур можно найти в [20]. Экспериментальные исследования проводились на 4-х кристальном дифрактометре Philips Expert'Pro, с рабочей длиной волны 0,154 нм (Cu K_{α1} линия) рис.5.1. Рабочие параметры рентгеновской трубки были следующие: напряжение $U_a = 30$ кВ, ток электронного пучка $I_e = 20$ мА. Угловая расходимость излучения в плоскости дисперсии исследуемых образцов составляла менее 12 угловых секунд, размеры щелей на выходе монохроматора и входе детектора устанавливались на уровне 30 мкм, высоты щелей - 5 мм. Расстояние между исследуемым образцом и детектором составляло 320 мм.

В рамках теории возмущений в работе [110] показано, что флуктуации периода δd , удовлетворяющие условию $\frac{\delta d}{d} \sqrt{N} \ll 1$, где d – период и N – число периодов, не оказывают заметного влияния на коэффициент отражения МС. В нашем случае, подставив в это соотношение экспериментальные значения, получаем: $0.001 \cdot \sqrt{500} = 0.022 \ll 1$, что позволило нам в дальнейшем, при обработке экспериментальных данных пренебречь влиянием флуктуации периода на угловые зависимости интенсивности диффузного рассеяния.

Угловые зависимости интенсивности диффузного рассеяния, нормированные на интенсивность падающей волны и выраженные в процентах, для этого образца приведены на рис. 2, 3 и 4. В первом случае угол падения излучения на зеркало равнялся брэгговскому, в последующих – отличался от брэгговского примерно на 4,5 полуширины брэгговского пика. Квадратиками обозначены экспериментальные зависимости, линиями – расчетные. Расчетные зависимости в окрестности брэгговского пика (рис.5.3) получались непосредственным решением системы уравнений (5.4). Наилучшее совпадение между теоретической и экспериментальной кривыми наблюдается при следующих параметрах: $\sigma_r = 0,12$ нм, $l_{cc} = 320$ нм, $\sigma = 0,24$ нм.

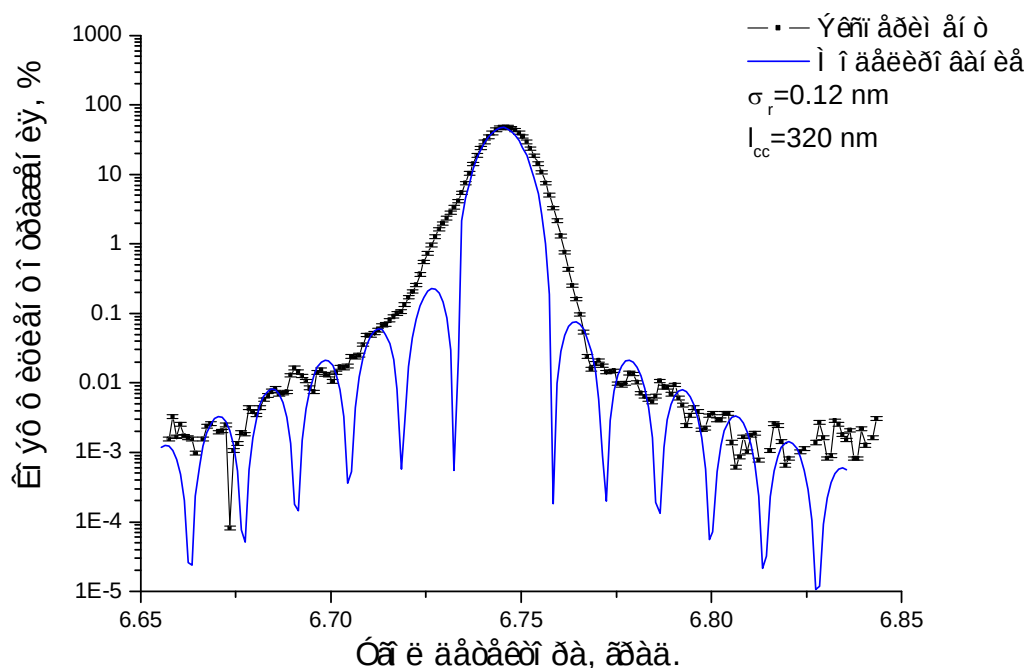


Рис.5.3. Угловые зависимости интенсивности диффузного рассеяния для W/B_4C зеркала ($d=1,31$ нм, $N = 500$, $\lambda = 0,154$ нм). Квадратиками помечены экспериментальные данные, сплошные линии – расчет. Угол падения излучения на образец равен φ_{Br} .

При отстройке угла падения излучения на исследуемый образец от брэгговского, рис.5.4 и 5.5, в угловой зависимости интенсивности диффузного рассеяния появляются два основных пика: зеркальный (слева) и квазибрэгговский (справа). Кроме того, форма квазибрэгговского пика в точности повторяет форму первого брэгговского пика (рис.5.2 а)), что указывает на высокую степень корреляции шероховатостей в зеркалах.

Для демонстрации возможностей метода по определению значений параметров σ_r и l_{cc} на рис. 3 и 4 сплошными линиями приведены расчетные кривые для различных значений параметров. Из графиков видно, что дисперсия шероховатостей влияет на величину коэффициента отражения квазибрэгговского пика, оставляя неизменной полуширину как зеркального, так и квазибрэгговского пиков. Напротив длина кросс-корреляции влияет только на полуширину резонансного и зеркального пиков, оставляя неизменными пиковые значения коэффициентов отражения. Это обстоятельство значительно упрощает процедуру подгонки экспериментальных зависимостей и повышает точность определения значений параметров. С учетом усреднения по пяти угловым зависимостям, полученным при различных углах падения излучения, погрешность измерения параметра σ_r составляет $\pm 0,01$ нм.

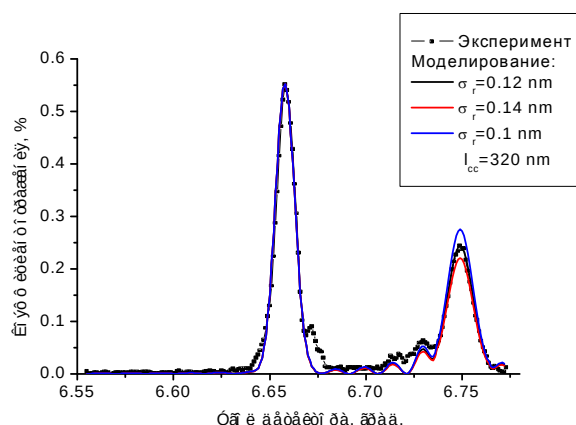


Рис.5.4. Угловые зависимости интенсивности диффузного рассеяния для W/B_4C зеркала ($d=1,31$ нм, $N = 500$, $\lambda = 0,154$ нм). Квадратиками помечены экспериментальные данные, сплошные линии – расчет. Отстройка угла падения излучения на образец от φ_{Br} равна $(4,5\delta\varphi_{Br})$. Параметры расчета: шероховатость $\sigma_r = 0,10$; $0,12$ и $0,14$ нм, длина поперечной корреляции $l_{cc} = 320$ нм.

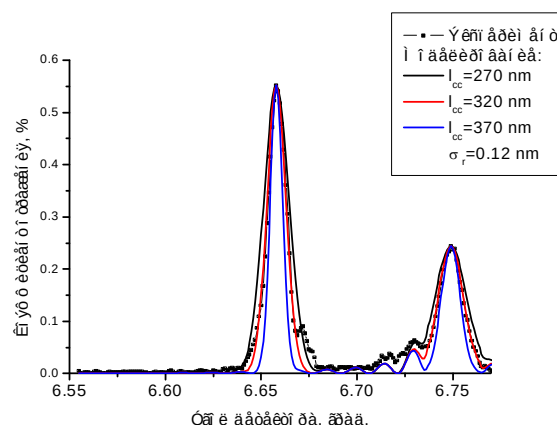


Рис.5.5. Угловые зависимости интенсивности диффузного рассеяния для W/B_4C зеркала ($d=1,31$ нм, $N = 500$, $\lambda = 0,154$ нм). Квадратиками помечены экспериментальные данные, сплошные линии – расчет. Отстройка угла падения излучения на образец от φ_{Br} равна $(4,5\delta\varphi_{Br})$. Параметры расчета: длина корреляции $l_{cc} = 270$; 320 ; и 370 нм, $\sigma_r = 0,12$ нм.

Погрешность определения значения длины кросс-корреляции l_{cc} определяется погрешностью измерения полуширин зеркального и резонансного пиков. С учетом усреднения данных измерений по пяти спектрам диффузного рассеяния, полученным при различных углах падения излучения, погрешность определения l_{cc} составила ± 10 нм. Окончательно для данной МС получим следующие значения структурных параметров переходной области: (см. Таблицу 5.1).

Таблица 5.1. Структурные параметры переходной области для W/B_4C зеркала ($d=1,31$ нм, $N = 500$)

l_{cc} , нм	σ_r , нм	σ_m , нм	σ , нм
320 ± 10	$0,12 \pm 0,01$	$0,20 \pm 0,01$	$0,24 \pm 0,01$

Интересным, как с точки зрения физики роста тонких пленок, так и перспектив уменьшения периодов МС является определение минимальной толщины, при которой происходит потеря сплошности пленок. В случае единичной пленки на подложке эта задача решается легко, например, с помощью сканирующей высокоразрешающей электронной микроскопии. Однако в многослойной структуре, состоящей из большого числа сверхтонких пленок, этот метод не применим. Изучение поперечных сколов МС методом высокоразрешающей просвечивающей микроскопии также имеет ряд сложностей связанных, прежде всего, с интерпретацией полученных экспериментальных данных, из-за значительной, более 10 нм, толщины поперечного среза [81].

Методика диффузного рассеяния позволяет решить эту проблему. Можно предположить, что перемешивание пленок, характеризуемое параметром σ_m , не зависит от сплошности пленок, в то время как межплоскостная шероховатость, σ_r , напрямую зависит. По мере появления разрывов пленок шероховатость должна возрасти. На рис.5.6 приведены измеренные зависимости параметров σ , σ_r и σ_m для серии W/B_4C зеркал от периода МС. Сплошными линиями приведены интерполяционные кривые. Как и ожидалось, глубина замешанного слоя практически не зависит от периода МС, в то время как шероховатость σ_r растет с уменьшением периода. Начиная с периодов $d \approx 1,1 \div 1,2$ нм, этот рост заметно ускоряется. При значении $d \approx 1,1$ нм величины σ_r и σ_m сравниваются. Наиболее

вероятным объяснением такого поведения межплоскостной шероховатости с изменением периода, является потеря сплошности пленок у МС с периодом менее $1,1 \div 1,2$ нм.

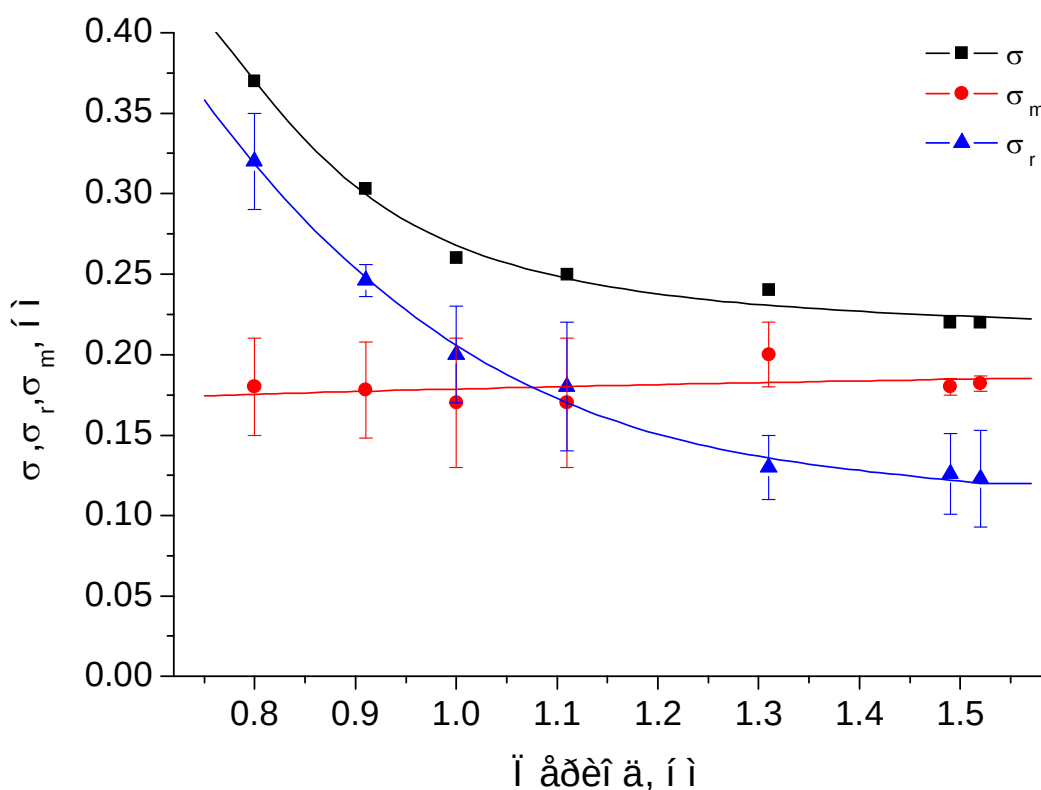


Рис.5.6. Зависимости длины переходной области σ , межплоскостной шероховатости σ_r и глубины замешанного слоя σ_m от периода d для серии W/B_4C МС.

Необходимо обратить внимание также на тот факт, что межплоскостная шероховатость МС с периодами $d > 1,1$ нм существенно меньше значения шероховатости поверхности подложек, на которые наносились данные структуры. Значение среднеквадратической шероховатости поверхности подложек, измеренное методом зеркальной рефлектометрии с длиной волны $\lambda=0,154$ нм по методике [111], составило $\sigma_{sub}=0,3$ нм. Одним из возможных объяснений явления «сглаживания» шероховатостей подложки может быть так называемый механизм «ионной полировки», исследованный рядом авторов [112, 113].

5.2.2. Обсуждение основных результатов, полученных для W/B_4C МС

Проведенное исследование серии W/B_4C МС с ультракороткими периодами позволило получить ряд результатов, важных для понимания физики роста многослойных структур с ультракороткими периодами. В частности показано, что метод магнетронного распыления позволяет получать короткопериодные W/B_4C

зеркала с числом бислоев до $N=700$ и значениями периодов вплоть до 0,8 нм, представляющие собой хорошо скоррелированные по границам многослойные структуры и для них также наблюдается явление резонансного диффузного рассеяния.

Совпадение значений межплоскостной шероховатости, измеренные при углах падения излучения на исследуемые структуры равных брэгговскому (динамический случай, например для МС с периодом 1,3 нм глубина экстинкции немного больше половины длины структуры) и отличающихся от него (кинематический случай, длина экстинкции много больше длины структуры), указывают на то, что значение шероховатости не меняется по глубине структуры. В совокупности с тем фактом, что угловые зависимости интенсивности диффузного рассеяния по краям от брэгговского пика хорошо описываются рассеянием от одной границы, это указывает на адекватность предположения, положенного в основу теории, о полной продольной корреляции слоев.

Показано, что для структуры с периодом $d > 1,1$ нм больший вклад в несовершенство границ вносит не шероховатость, как предполагалось ранее многими авторами, а перемешивание пленок, приводящее к размытию скачка диэлектрической проницаемости на границе и, как следствие, к уменьшению отражения излучения. У структур с $d < 1,2$ нм шероховатость межслоевых границ быстро растет, что, по-видимому, связано с потерей сплошности пленок.

Для исследованных структур наблюдается эффект «сглаживания» шероховатости поверхности подложки. С практической точки зрения этот эффект носит позитивный характер, однако, находится в некотором противоречии с положенным в основу теории предположением о полной продольной корреляции шероховатостей. Одним из возможных объяснений этого противоречия может служить то, что формирование профиля межслоевых границ происходит в пределах нескольких первых слоев около подложки. Однако это утверждение требует дополнительного исследования.

Тем не менее, полученные данные позволяют целенаправленно совершенствовать технологию нанесения короткопериодных зеркал. В частности значительное внимание будет уделено оптимизации энергии атомов конденсата,

поступающего на подложку, и ионов разряда, бомбардирующих растущую пленку, с тем, чтобы уменьшить имплантацию атомов другого сорта на границе пленок.

5.2.3. Изучение Mo/Si MC

Постановка эксперимента полностью соответствует случаю короткопериодных MC. На первом этапе определялись основные структурные параметры MC на основе пары материалов *Mo* и *Si*: период структуры (d), доля сильнопоглощающего вещества в периоде (β) и глубина переходной области (σ), плотность сильнопоглощающего материала - *Mo* (ρ). На рис.5.7 представлена кривая зеркального отражения, снятая в широких пределах. Как можно видеть из графика, расчетная кривая хорошо описывает угловую зависимость зеркального коэффициента отражения излучения характеристической линии *Cu Ka* с длиной волны 0,154 нм.

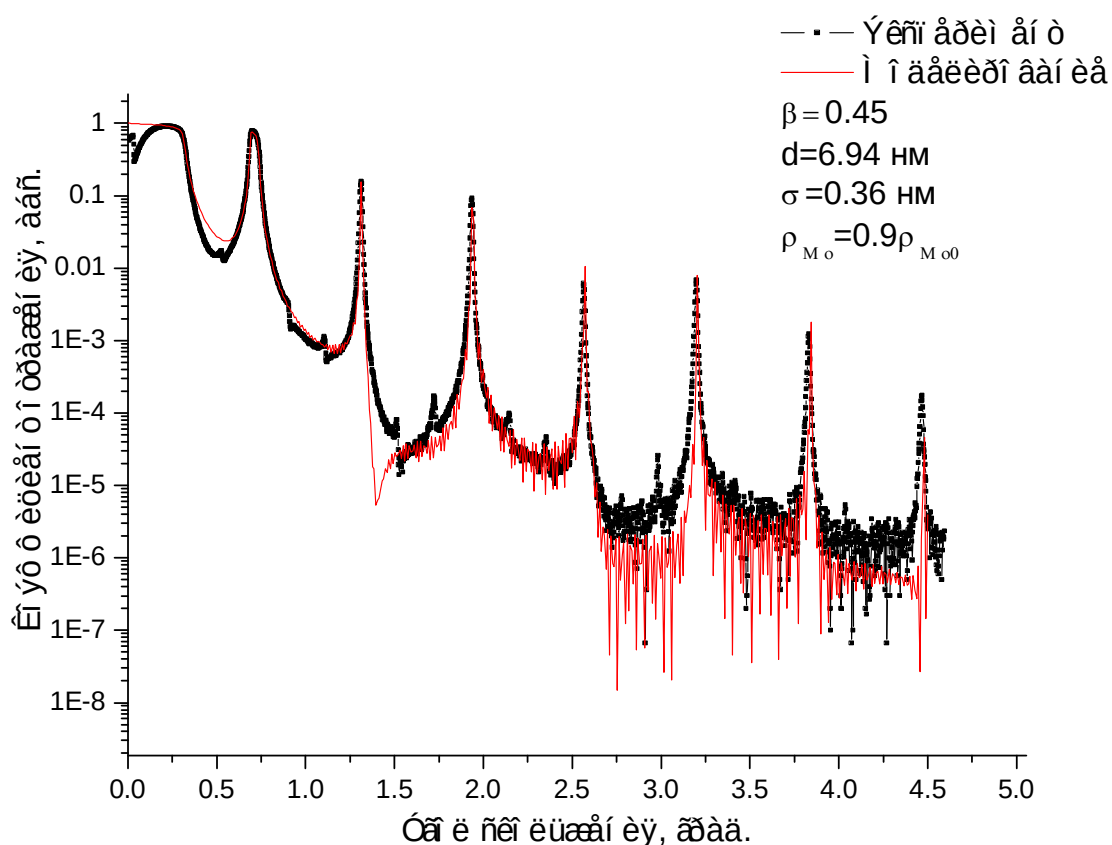


Рис.5.7. Угловые зависимости коэффициентов отражения *Mo/Si* многослойного зеркала при зеркальном отражении рентгеновского излучения с длиной волны $\lambda = 0,154$ нм.

Результаты фитинга (поиска оптимальных параметров, соответствующих данной MC) приведены в таблице 5.2.

На втором этапе были промоделированы кривые диффузного рассеяния рентгеновского излучения этой структурой, снятые в окрестности первого и второго порядков брэгговского отражения. Соответствующие кривые представлены на рис.5.8 а) – з).

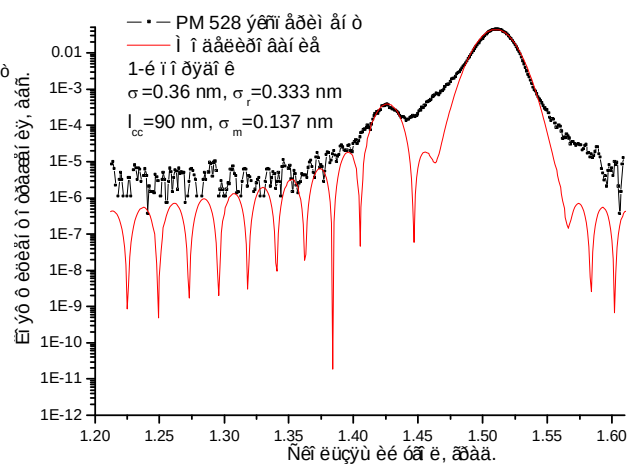
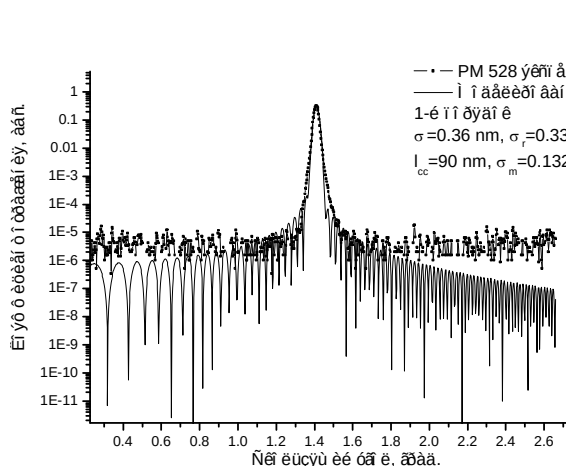


Рис.5.8 а). Угловые зависимости интенсивности диффузного рассеяния для *Mo/Si* зеркала в окрестности первого порядка брэгговского отражения ($d=6,94$ нм, $\lambda=0,154$ нм). Квадратиками помечены экспериментальные данные, сплошные линии – расчет. Отстройка угла падения излучения на образец от φ_{Br} равна 0.

Рис.5.8 б). Угловые зависимости интенсивности диффузного рассеяния для *Mo/Si* зеркала в окрестности первого порядка брэгговского отражения ($d=6,94$ нм, $\lambda=0,154$ нм). Квадратиками помечены экспериментальные данные, сплошные линии – расчет. Отстройка угла падения излучения на образец от φ_{Br} равна $2,7\delta\varphi_{Br}$.

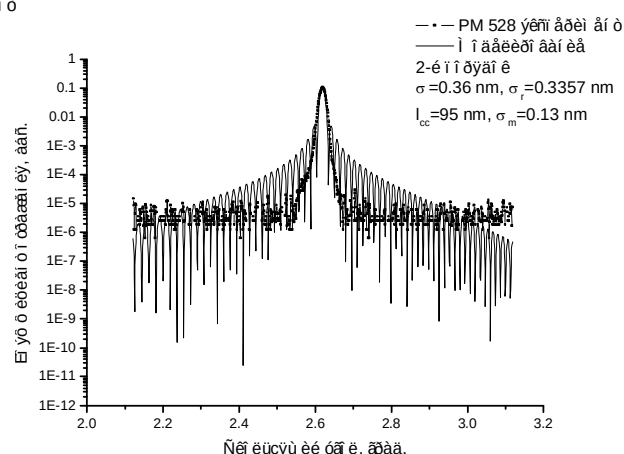
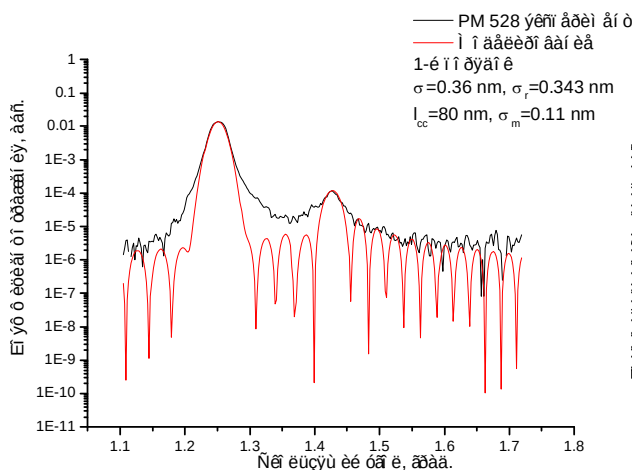


Рис.5.8 в). Угловые зависимости интенсивности диффузного рассеяния для *Mo/Si* зеркала в окрестности первого порядка брэгговского отражения ($d=6,94$ нм, $\lambda=0,154$ нм). Квадратиками помечены экспериментальные данные, сплошные линии – расчет. Отстройка угла падения излучения на образец от φ_{Br} равна $-1,2\delta\varphi_{Br}$.

Рис.5.8 г). Угловые зависимости интенсивности диффузного рассеяния для *Mo/Si* зеркала в окрестности второго порядка брэгговского отражения ($d=6,94$ нм, $\lambda=0,154$ нм). Квадратиками помечены экспериментальные данные, сплошные линии – расчет. Отстройка угла падения излучения на образец от φ_{Br} равна 0.

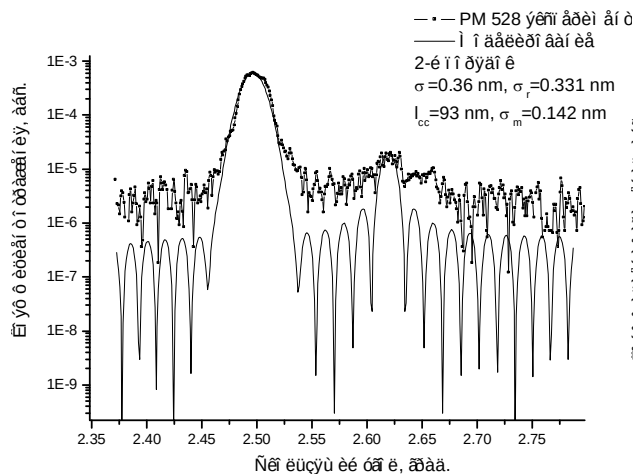


Рис.5.8 д). Угловые зависимости интенсивности диффузного рассеяния для *Mo/Si* зеркала в окрестности второго порядка брэгговского отражения ($d=6,94$ нм, $\lambda =0,154$ нм). Квадратиками помечены экспериментальные данные, сплошные линии – расчет. Отстройка угла падения излучения на образец от φ_{Br} равна $-3,3\delta\varphi_{Br}$.

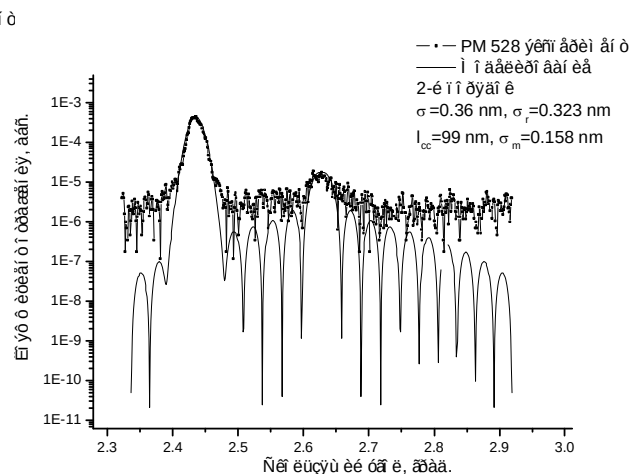


Рис.5.8 е). Угловые зависимости интенсивности диффузного рассеяния для *Mo/Si* зеркала в окрестности второго порядка брэгговского отражения ($d=6,94$ нм, $\lambda =0,154$ нм). Квадратиками помечены экспериментальные данные, сплошные линии – расчет. Отстройка угла падения излучения на образец от φ_{Br} равна $-5\delta\varphi_{Br}$.

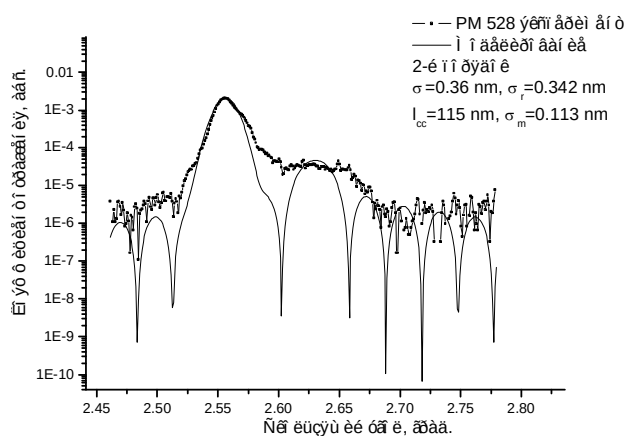


Рис.5.8 ж). Угловые зависимости интенсивности диффузного рассеяния для *Mo/Si* зеркала в окрестности второго порядка брэгговского отражения ($d=6,94$ нм, $\lambda =0,154$ нм). Квадратиками помечены экспериментальные данные, сплошные линии – расчет. Отстройка угла падения излучения на образец от φ_{Br} равна $-1,7\delta\varphi_{Br}$.

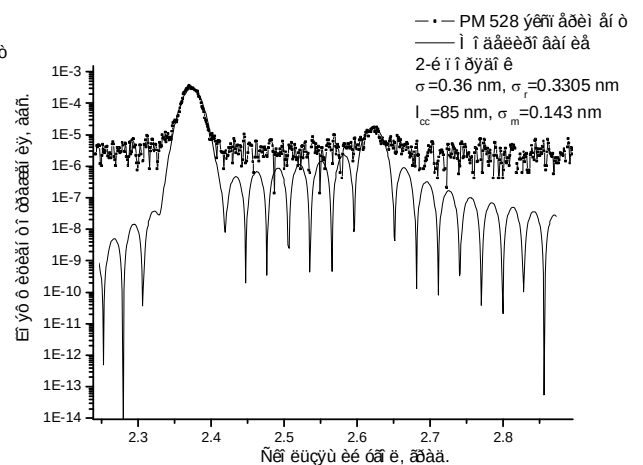


Рис.5.8 з). Угловые зависимости интенсивности диффузного рассеяния для *Mo/Si* зеркала в окрестности второго порядка брэгговского отражения ($d=6,94$ нм, $\lambda =0,154$ нм). Квадратиками помечены экспериментальные данные, сплошные линии – расчет. Отстройка угла падения излучения на образец от φ_{Br} равна $-6,7\delta\varphi_{Br}$.

Результаты моделирования сведены в таблицу 5.2.

Таблица 5.2. Структурные параметры МС РМ528 на основе пары *Mo/Si*

	d , нм	β	ρ, ρ_0	σ , нм	σ_r , нм	σ_m , нм	l_{cc} , нм
Среднее	6,94	0,45	0,9	0,36	0,334±0,016	0,133±0,016	93±10
1-й порядок	-	-	-	-	0,337±0,01	0,126±0,014	87±6
2-й порядок	-	-	-	-	0,332±0,01	0,137±0,017	97±11

В таблице приведены параметры исследованной МС, полученные в результате моделирования угловых зависимостей зеркального отражения и диффузного рассеяния. Данные, полученные из теоретического описания экспериментальных кривых диффузного рассеяния в окрестности первого и второго порядка брэгговского отражения, совпадают с точностью до ошибки эксперимента. Такое совпадение позволяет сделать вывод о хорошем согласии теоретической модели и реальной структуры переходного слоя.

Из этого исследования видно, что основной вклад в несовершенство границ у структур на основе пары *Mo/Si* с периодом 6,94 нм, дает шероховатость (неровность границ).

Интересным результатом оказалось резкое, почти втрое (по сравнению со структурами с ультракороткими периодами на основе пары *W/B₄C*), снижение длины корреляции шероховатостей, такой эффект может быть объяснен образованием кристаллитов. Как было показано в работе [114] минимальная толщина слоя *Mo*, для которого начинается кристаллизация, составляет величину $d_{min} = (2,6 \pm 0,1)$ нм, в нашем случае толщина слоя *Mo* составила 3,12 нм. Таким образом, усилия технологов должны быть сконцентрированы прежде всего на уменьшении межплоскостной шероховатости.

Основные результаты

К основным результатам диссертационной работы можно отнести следующее:

1. Создан светосильный лабораторный рефлектометр, позволяющий изучать коэффициенты отражения и прохождения элементов рентгеновской и ЭУФ оптики с точностью на уровне 0,1%, что ранее было возможно только в синхротронных центрах.
2. Разработаны две детекторные системы, предназначенные для регистрации МР и ЭУФ излучения. Спектрально-селективная система обеспечивает аттестацию мощности источников излучения для ЭУФ литографии. В настоящее время такие системы используются в ряде лабораторий мира.
3. Измерен коэффициент конверсии энергии электронного пучка в энергию флуоресцентного излучения $Si\ La$ - линии с длиной волны 13,5 нм. Экспериментально показана возможность применения рентгеновских трубок с кремниевым анодом для задач проекционной литографии 13,5 нм.
4. Предложена дифракционная маска, которая уже на данном этапе позволит исследовать пространственное разрешение ЭУФ фоторезистов с разрешением 15 нм.
5. Разработана методика диффузного рассеяния (ДР) для исследования внутреннего строения МС. Основные преимущества этой методики по сравнению с развитыми ранее: возможность учета динамических эффектов ДР без привлечения трудоемкого алгоритма рекуррентных соотношений и разделение вкладов микрошероховатости и перемешивания слоев в длину переходной области МС. Этим методом изучены МС на основе Mo/Si, W/B₄C. Получен ряд результатов, важных как для понимания физики, так и для дальнейшего совершенствования технологии роста МС.

Литература

1. Kim, D.-E. Optimized Structures of Multilayer Soft X-Ray Reflectors in the Spectral Range of 30 to 300 Å / D.-E. Kim, D.-H. Cha, S.-W. Lee // Japanese Journal of Applied Physics. – 1998. – Vol. 37. – P. 2728–2733.
2. Салащенко, Н.Н. Исследования в области многослойной рентгеновской оптики в ИФМ РАН / Н.Н. Салащенко // Материалы всероссийского совещания “Рентгеновская оптика”. Нижний Новгород. – 1998. – с. 53–68.
3. Mohanty, S.R. Recent progress in EUV source development at GREMI / S.R. Mohanty, C. Cachoncinlle, C. Fleurier, E. Robert, J.-M. Pouvesle, R. Viladrosa, R. Dussart // Microelectronic engineering. – 2002. – Vol. 61-62. – P.179–185.
4. Сейсян, Р. Нанолитография СБИС в экстремально дальнем вакуумном ультрафиолете (обзор) / Р. Сейсян // ЖТФ. – 2005. – т.75. – вып.5. – с.1–13.
5. Stam, U. High power EUV lithography sources based on gas discharges and laser produced plasmas/ U. Stam, I. Ahmad, I. Balogh, H. Birner, D. Bolshukhin, J. Bruderman, S. Enke, F. Flohrer, K. Gabel, S. Gotze, G. Hergenhan, J. Kleinschmidt, D. Klopfel, V. Korobotchko, J. Ringling, G. Schriever, C.D. Tran, C. Ziener // Proc. SPIE – 2003. – Vol. 5037. – P.119–129.
6. Hansson, B.A.M. A liquid-xenon-jet laser-plasma x-ray and EUV source / B.A.M. Hansson, L. Rymell, M. Berglund, H.M. Hertz // Microelectronic Engineering. – 2000. – Vol.53. – Iss.1-4. – P.667–670.
7. Борисов, В.М. Источник излучения $\lambda \approx 13,5$ нм с высокой средней мощностью для литографии следующего поколения / В.М. Борисов, А.Ю. Виноходов, Ю.Б. Кирюхин, А.С. Иванов, В.А. Мищенко, А.В. Прокофьев, О.Б. Христофоров // Материалы всероссийского совещания “Рентгеновская оптика”. Нижний Новгород. – 2003. – с.69–78.
8. Tichenor, D.A. Development of a Laboratory Extreme-Ultraviolet Lithography Tool / D.A. Tichenor, G.D. Cubiak, M.E. Malinowski, R.H. Stulen, S.J. Haney, K.W. Berger, R.P. Nissen, G. A. Wilkerson, P.H. Paul, S.R. Birtola, P.S. Jin, R.W. Arling, A.K. Ray-Chaudhuri, W.C. Sweatt, W.W. Chow, J.E. Bjorkholm, R.R. Freeman, M.D. Himel, A.A. MacDowell, D.M. Tennant, L.A. Fetter, O.R. Wood II, W.K.Waskiewicz, D.L. White, D.L. Windt, T.E. Jewell // Proceedings SPIE. – 1994. – Vol. 2194. – P.95–105.

9. 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 // Proceedings SPIE. – 2000. – Vol.4146. – P.35–46.
10. Diefendorff, K. Microprocessor Report. 2001. www.MDRonline.com
11. Ulrich, W. Trends in optical design of projection lenses for UV and EUV lithography / W. Ulrich, S. Beiersdorfer, H.-J. Mann // Proceedings SPIE. – 2000. – Vol.4146. – P.13–24.
12. Bjorkholm, J.E. EUV Lithography—The Successor to Optical Lithography? / J.E. Bjorkholm // Intel Technology Journal. – 1998. – Q3. – P.1–8.
13. Stamm, U. High-power EUV sources for lithography: a comparison of laser-produced plasma and gas-discharge-produced plasma / U. Stamm, I. Ahmad, V.M. Borisov, F. Flohrer, K. Gaebel, S. Goetze, A.S. Ivanov, O.B. Khristoforov, D. Kloeppel, P. Koehler, J. Kleinschmidt, V. Korobotchko, J. Ringling, G. Schriever, A.Y. Vinokhodovorisov // Proceedings SPIE. – 2002.–Vol. 4688.– P. 122–133.
14. Grunow, P.A. Rates and mechanisms of optic contamination in the EUV engineering test stand/ P.A. Grunow, L. E. Klebanoff, S. Graham Jr., S.J. Haney, W.M. Clift // Proceedings SPIE. – 2003. – Vol. 5037. – P.418–428.
15. Barty, A. The effects of radiation induced carbon contamination on the performance of an EUV lithographic optic / A. Barty, K.A.Goldberg // Proceedings SPIE. – 2003. – Vol. 5037. – P.450–459.
16. Fuchs, D. High precision soft x-ray reflectometer / D. Fuchs, M. Krumrey, P. Muller, F. F Scholze, G. Ulm // Review of Scientific Instruments. – 1995. – Vol.66. – Iss.2. – P.2248–2250.
17. Бибишкин, М.С. Новая разборная трубка для мягкого рентгеновского излучения / М.С. Бибишкин, И.Г. Забродин, Е.Б. Ключенков, Н.Н. Салащенко, Д.П. Чехонадских, Н.И. Чхало // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. – 2003. – №2. – С. 41–45.
18. www.oxfordxtg.com/products/micro.htm
19. Egbert, A. Compact electron-based EUV source at 13.5 nm / A. Egbert, B. Mader, B. Tkachenko, A. Ostendorf, B.N. Chichkov, T. Missalla, M.C. Schurmann, K. Gabel, G. Schriever, U. Stamm // Proceedings SPIE. – 2003. – Vol. 5037. – P.784–459.
20. Andreev, S.S. Multilayer optics for XUV spectral region: technology fabrication and applications / S.S. Andreev, A.D. Akhsakhalyan, M.S. Bibishkin, N.I. Chkhalo, S.V. Gaponov, S.A. Gusev, E.B. Klunokov, K.A. Prokhorov, N.N. Salashchenko, F.

- Schafers, S.Yu. Zuev // Central European Journal of Physics. CEJP – 2003. – N.1. – P.191–209.
21. Борн, М. Основы оптики / М. Борн, Д. Вольф // М., Наука, 1973. – с.63.
22. Виноградов, А.В. Зеркальная рентгеновская оптика / А.В. Виноградов, А.Я. Грудский, М.Т. Коган, И.В. Кожевников, В.А. Слемзин // Л.: Машиностроение, 1989. – 302 с.
23. Spiller, E. Low-loss reflection coatings using absorbing material / Spiller E. // Applied Physics Letters. – 1972. – v.20. – p.365.
24. Виноградов, А.В. О многослойных зеркалах для рентгеновского и далекого ультрафиолетового диапазона / А.В. Виноградов, Б.Я. Зельдович // Оптика и спектроскопия. 1977. – Т. 42. – № 4. – с. 709–714.
25. Гапонов, С.В. Искусственные многослойные отражающие и селективные элементы для мягкого рентгеновского излучения I. Выбор пар материалов и расчет многослойных зеркал / С.В. Гапонов, С.А. Гусев, Ю.Я. Платонов, Н.Н. Салащенко // ЖТФ. – 1984. – Т.54. - №4. – С. 747–754.
26. Borrmann, G. Uber extinktionsdiagramme von quarz // Physikal Z. – 1942. – V.42. – p.157–162.
27. Petford-Long, A. High-resolution electron microscopy study of x-ray multilayer structures / A. Petford-Long, M.B. Stearns, C.H. Chang, S. R. Nutt, D. G. Stearns, N. M. Ceglio, A. M. Hawryluk // Journal of Applied Physics. – 1987. – Vol.61. – Iss.4. – 1422–1428.
28. www.osmic.com/applications_euv.asp
29. Гусев, С.А. Электронная микроскопия поперечных сколов многослойных зеркал Mo/Si / С.А. Гусев, Е.Н. Садова, К.А. Прохоров // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. – 2000. - №1. – С.132.
30. Андреев, С.С. Оптимизация технологии изготовления многослойных Mo/Si зеркал / С.С. Андреев, С.В. Гапонов, С.А. Гусев, С.Ю. Зуев, Е.Б. Ключенков, К.А. Прохоров, Н.И. Полушкин, Е.Н. Садова, Н.Н. Салащенко, Л.А. Суслов, М.Н. Haidl // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. – 2001. - №16. - С.66–73.

31. Yulin,, S. Development of EUV/Soft x-ray multilayer optics in IOF / S. Yulin, , T. Feigl, N. Kaizer //Proceeding of the 7-th International Conferences on the Physics of X-ray Multilayer Structures, March 7-11, Sapporo Japan, 2004.
32. Schurmann, M.C. Metrology tools for EUVL-sources characterization and optimization / M.C. Schurmann, T. Missala, K. Mann, S. Kraunzusch, R.M. Klein, F. Scholze, G. Ulm, R. Lebert. L. Juschkin // Proceedings SPIE. – 2003. – Vol. 5037. – P.378–388.
33. <http://www.gel.usherb.ca/casino/>
34. Powell, F.R. Filter windows for EUV lithography / F.R. Powell, T.A. Johnson // Proceedings SPIE. – 2001. – V. 4343. – P.585–589.
35. Андреев, С.С. Фильтры для экстремального ультрафиолетового диапазона на основе многослойных структур Zr/Si, Nb/Si, Mo/Si, Mo/C / С.С. Андреев, С.Ю. Зуев, Е.Б. Ключенков, А.Я. Лопатин, В.И. Лучин, К.А. Прохоров, Н.Н. Салащенко, Л.А. Суслов // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. – 2003. – №2. – С.8–11.
36. Funsten, H.O. Fundamental limits to detection of low-energy ions using silicon solid-state detectors / H.O. Funsten, S.M. Ritzau, R.W. Harper, R. Korde // Applied Physics Letters. – 2004. – Vol.84. – Iss. 18. – p. 3552–3554.
37. Ляпидевский, В.К. Методы детектирования излучений / В.К. Ляпидевский // М. Энергоатомиздат. – 1987. – с.45.
38. Айнбунд, М.Р. Вторично-электронные умножители открытого типа и их применение / М.Р. Айнбунд, Б.В. Поленов // М. Энергоиздат. – 1987. – 140 с.
39. Добрецов, Л. Н. Эмиссионная электроника / Л. Н. Добрецов, М.В. Гомоюнова // М. Наука. – 1966. – с.564.
40. Гродски, Шумахер. Новый широкополосный детектор фотонов. – Приборы для научных исследований. Пер. с англ. – 1968. – №5. – с. 69–76.
41. Бибишкин, М.С. Рефлектометрия в мягком рентгеновском и экстремальном ультрафиолетовом диапазонах / М.С. Бибишкин, И.Г. Забродин, С.Ю. Зуев, Е.Б. Ключенков, Н.Н. Салащенко, Д.П. Чехонадских, Н.И. Чхало, Л.А. Шмаенок // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. – 2003. – №1. – С.70–77.

42. Чистяков, В.П. Курс теории вероятностей и математической статистики / М. Наука. – 1987. – с.218.
43. Partlo, W.N. Development of an EUV (13.5 nm) light source employing a dense plasma focus in lithium vapor / W.N. Partlo, I.V. Fomenkov, I.R. Oliver, D.L. Birx // Proceedings SPIE. – 2000. – V.3997. – P.136–156.
44. Spitzer, R.C. Soft x-ray production from laser produced plasmas for lithography applications / R.C. Spitzer, R.L. Kauffman, T. Orzechowski, D.W. Phillion, C. Cerjan // Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures. – 1993. – Vol.11. – Iss.6. – P.2986–2989.
45. Бибишкин, М.С. Фильтры на пропускание для стендов проекционной EUV-литографии / М.С. Бибишкин, С.Ю. Зуев, А.Ю. Климов, Е.Б. Ключенков, А.Я. Лопатин, В.И. Лучин, Н.Н. Салащенко, Л.А. Суслов, Н.Н. Цыбин, Н.И. Чхало, Л.А. Шмаенок // Материалы симпозиума «Нанопизика и наноплектроника». Нижний Новгород: ИФМ РАН. – 2005. – Т.2. – с.497–498.
46. Зуев, С.Ю. Измерение характеристик оптических элементов рентгеновских телескопов / С.Ю.Зуев, А.В.Митрофанов // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. – 2002. - №1. - С.81–83.
47. <http://www.ird-inc.com/>
48. Brown, D.B. Measurement and Calculation of Absolute X-Ray Intensities / D.B. Brown, J.V. Gilfrich // Journal of Applied Physics. – 1972. – Vol.42. – Iss.10. – P.4044–4046.
49. Гапонов, С.В. Работы в области проекционной EUV-литографии в рамках российской программы / С.В. Гапонов, Е.Б. Ключенков, Н.Н. Салащенко, Н.И. Чхало, В.Е. Костюков, Л.А. Синегубко, В.Д. Скупов, А.Ю. Седаков // Материалы симпозиума “Нанопизика и наноплектроника”, Нижний Новгород: ИФМ РАН. – 2005. – т.1. – с.44–47.
50. Кикоин, И.К. Справочник. Таблица физических величин / Под редакцией И.К. Кикоина // Москва, Атомиздат. 1976.
51. Блохин, М.А. Физика рентгеновских лучей / М.А. Блохин // Москва. –1953. – с.13.
52. Kramers, H.A. Uber Zusammenstoße zwischen Atomen und freien Elektronen / H.A. Kramers // Philosophical Magazine. – 1923. – Vol.46. – P.836–871.

53. Wentzel, G. Zur Quantentheorie des Röntgenbremsspektrums / G. Wentzel // Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei. – 1924. – Vol.27. – N.1. – P.257–284.
54. Блохин, М.А. Физика рентгеновских лучей / М.А. Блохин // Москва. –1953. – с.87.
55. www.evex.com
56. <http://microanalyst.mikroanalytik.de/software.phtml>
57. Афонин, В.П. Метод Монте-Карло в рентгеноспектральном анализе / В.П. Афонин, В.И. Лебедь // Новосибирск, Наука. – 1989. – с.6.
58. Green, M.A. A Monte Carlo Calculation of the Spatial Distribution of Characteristic X-ray Production in a Solid Target / M.A. Green // Proceedings of the Physical Society. – 1963. – V.82. – N.2. – P.204–215.
59. Bishop, H.E. The history and development of Monte Carlo methods for use in X-ray microanalysis / H.E. Bishop // Use of Monte Carlo calculations in electron probe X-ray microanalysis, Washington. – 1976. – P. 5–13.
60. McDonald, I. The attenuation and backscattering of electron beams by thin films / I. McDonald, A. Lamki, C. Delaney // Journal of Physics D: Applied Physics. – 1971. – Vol.4. – N.8. – P.1210–1217.
61. Bethe, H. Zur theorie des durchgangs schneller korpuskularstrahlen durch materie / H. Bethe // Annalen der Physik. (Leipzig). – 1930. – N.5. – P.325–400.
62. Murata, K. Monte Carlo Calculations on Electron Scattering in a Solid Target / K. Murata, T. Matsukawa, R. Shimizu // Japanese Journal of Applied Physics. – 1971. – Vol.10. – N.6. – P.678–686.
63. Murata, K. Study on the Resolution of the Backscattered Electron Image by the Monte Carlo Method / K. Murata, T. Matsukawa, R. Shimizu // Japanese Journal of Applied Physics. – 1971. – Vol.10. – N.9. – P.1290–1291.
64. Reimer, L. Monte Karlo rechnungen zur elektronendiffusion / L. Reimer // Optik. – 1968. – Bd. 27. – N.2. – S.86–99.
65. Abrahamson, A.A. Born-Mayer-Type Interatomic Potential for Neutral Ground-State Atoms with $Z=2$ to $Z=105$ / A.A. Abrahamson // Physical Review. – 1969. – Vol.178. – Iss.1. – P. 76–79.
66. Bloch, F. Bremsvermögen von atomen mit mehreren electronen / F. Bloch // Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei. – 193. – Bd.22. – S.363–376.

67. Kim, Y.-K. Binary-encounter-dipole model for electron-impact ionization / Y.-K. Kim, M.E. Rudd // *Physical Review A*. – 1994. – Vol.50. – P.3954–3967.
68. Kim, Y.-K. Scaling of Coulomb Born cross sections for electron-impact excitation of singly charged ions / Y.-K. Kim // *Physical Review A*. – 2002. – Vol.65. – P.022705.
69. Krause, M.O. Atomic radiative and radiationless yields for K and L shells / M.O. Krause // *Journal of Physical and Chemical Reference Data*. – 1979. – Vol.8. – Iss.2. – P.307–327.
70. Блохин, М.А. Рентгеноспектральный справочник / М.А. Блохин, И.Г. Швейцер // Москва, Наука. – 1982. – с.38.
71. http://www.cxro.lbl.gov/optical_constants/pert_form.html
72. McGeoch, M. Radio-Frequency-Preionized Xenon Z -Pinch Source for Extreme Ultraviolet Lithography / M. McGeoch // *Applied Optics*. – 1998. – Vol.37. – Iss.9. – P.1651–1658.
73. Rocca, J.J. Study of the soft X-ray emission from carbon ions in a capillary discharge / J.J. Rocca, M.C. Marconi, F.G. Tomasel // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. – 1993. – Vol.29. – Iss.1. – P.182–191.
74. Rocca, J.J. Demonstration of a Discharge Pumped Table-Top Soft-X-Ray Laser / J.J. Rocca, V.N. Shlyaptsev, F.G. Tomasel, O.D. Cortazar, D. Hartshorn, J.L.A. Chilla // *Physical Review Letters*. – 1994. – Vol.73. – P.2192–2195.
75. van Dijsseldonk, A. Concept of ASML EUV tool lithography aspect / A. van Dijsseldonk // workshop NanoCMOS (PullNano)/more Moore event “Beyond 45nm technologies”, 9-10 may 2006, IMEC, Leuven, Belgium.
76. Azam Ali, M. High sensitivity nanocomposite resists for EUV lithography / M. Azam Ali, K.E. Gonsalves, V. Golovkina, F. Cerrina // *Microelectronic Engeniring*. – 2003. – Vol.65. – Iss.4. – P.454–462.
77. Bulgakova, S.A. Polymethyl methacrylate based x-ray resists for 13 nm spectral range / S.A. Bulgakova, A.Ya. Lopatin, V.I. Luchin, L.M. Mazanova, N.N. Salashchenko // *Surface Investigation*. – 1999. – Vol.15. – P.185–194.
78. Bulgakakova, S.A. PMMA-based resists for a spectral range near 13 nm / S.A. Bulgakakova, A.Ya. Lopatin, V.I. Luchin, L. M. Mazanova, S. A. Molodnjakov, N. N. Salashchenko // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*:

- Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. – 2000. – Vol.448. – P.487–492.
79. Кошляков, Н.С. Уравнение в частных производных математической физики / Н.С. Кошляков, Э.Б. Глинер, М.М. Смирнов // М.: Высшая школа, 1970. – С.400.
 80. Барби, Т.В. (мл.) Многослойные структуры в рентгеновской оптике. Рентгеновская оптика и микроскопия / Под ред. Г. Шмаля, Д. Рудольфа: пер.с англ. // М.: Мир. – 1987. – С. 232–248.
 81. Andreev, S.S. The microstructure and X-ray reflectivity of Mo/Si multilayers /S.S. Andreev, S.V. Gaponov, S.A. Gusev, M.N. Haidl, E.B. Kluev, K.A. Prokhorov, N.I. Polushkin, E.N. Sadova, N.N. Salashchenko, L.A. Suslov, S.Yu. Zuev // Thin Solid Films. – 2002. – Vol.415. – P.123–132.
 82. Quesnel, E. EUV multilayer and masks / E. Quesnel // workshop NanoCMOS (PullNano)/more Moore event “Beyond 45nm technologies”, 9-10 may 2006, IMEC, Leuven, Belgium.
 83. van de Kruijs, R. Optimization of a protective capping layer for Mo/Si based EUV optics / R. van de Kruijs, P. Suter, E. Zoethout, A. Yashkin, E. Louis, F. Bijkerk, H. Trenkler, M. Weiss, S. Mullender, M. Wedowski, R. Klein, J. Tummler, F. Scholze, B. Mertens //Proceeding of the 7-th International Conferences on the Physics of X-ray Multilayer Structures, March 7-11, Sapporo Japan, 2004.
 84. Göbel, H. Abstracts / H. Göbel // ACA Annual Meeting (August 9–14, 1992, Pittsburgh, PA), 20, 3.
 85. Ахсихалян, А.Д. Изготовление многослойных рентгеновских цилиндрических отражателей / А.Д. Ахсихалян, Б.А. Володин, Е.Б. Ключенков, В.А. Муравьев, Н.Н. Салащенко, А.И. Харитонов // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. – 1999. - №1. – С.162–165.
 86. Salashchenko, N.N. Short-period X-ray multilayers based on Cr/Sc / N.N. Salashchenko, E. Shamov // Optics Communication. – 1999. – Vol.134. – P.7–10.
 87. Shafers, F. Soft-X-Ray Polarimeter with Multilayer Optics: Complete Analysis of the Polarization State of Light / F. Shafers, H.-Ch. Mertins, A. Gaupp, M. Mertin, I. Packe, F. Schmolla, S. Di Fonzo, G. Soullie, W. Jark, R. Walker, X. Le Cann, R. Nyholm, M. Eriksson // Applied Optics. – 1999. – Vol.38. – P.4074–4088.

88. Андреев, С.С. Поляризаторы и фазовращатели на основе многослойных зеркал и свободновисящих пленок для диапазона длин волн излучения 2.1-4.5 нм / С.С. Андреев, М.С. Бибишкин, Х. Кимура Е.Б. Ключенков, А.Я. Лопатин, В.И. Лучин, К.А. Прохоров, Н.Н. Салащенко, Т. Хироно, Н.Н. Цыбин, Н.И. Чхало // Известия РАН, Серия физическая. – 2004. – т.68. – №4. – с.565–568.
89. Martin, J.I. Ordered magnetic nanostructures: fabrication and properties / J.I. Martin, J. Nogues, K. Liu, J. L. Vicent, I.K. Schuller // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2003. – Vol.256. – P.449–501.
90. Platonov, Yu. Status of small d-spacing x-ray multilayers development at Osmic / Yu. Platonov, L.Gomez, D. Broadway // Proceedings SPIE. – 2002. – Vol.4782. – P.152–159.
91. Andreev, S.S. Short-period multilayer X-ray mirrors / S.S. Andreev, M.S. Bibishkin, N.I. Chkhalo, E.B. Kluekov, K.A. Prokhorov, N.N. Salashchenko, M.V. Zorina, F. Schafers, L.A. Shmaenok // Journal of Synchrotron Radiation. – 2003. – Vol.10. – Part 5. – P.358–360.
92. Stearns, D.G. The scattering of x rays from nonideal multilayer structures / D.G. Stearns // Journal of Applied Physics. – 1989. – Vol.65. – P.491–506.
93. Savage, D.E. Determination of roughness correlations in multilayer films for x-ray mirrors / D.E. Savage, J. Kleiner, N. Schimke, Y.-H. Phang, T. Jankowski, J. Jacobs, R. Kariotis, M.G. Lagally // Journal of Applied Physics. – 1991. – Vol.69. – P.1411–1424.
94. Holy, V. Nonspecular x-ray reflection from rough multilayers / V. Holy, T. Baumbach // Physical Review B. – 1994. – Vol.49. – Iss.15. – P.10668.
95. de Boer, D.K.G. Glancing-incidence x-ray fluorescence of layered materials / D.K.G. de Boer // Physical Review B. – 1991. – Vol.44. – Iss.2. – P.498–511.
96. Bahr, D. X-ray reflectivity and diffuse-scattering study of CoSi₂ layers in Si produced by ion-beam synthesis / D. Bahr, W. Press, R. Jebasinski, S. Mantl // Physical Review B. – 1993. – Vol.47. – Iss.8. – P.4385–4393.
97. Payne, A.P. Influence of roughness distributions and correlations on x-ray diffraction from superlattices / A.P. Payne, B.M. Clemens // Physical Review B. – 1993. – Vol.47. – Iss.4. – P.2289–2300.

98. Андреев, А.В. Резонансное усиление диффузного рассеяния рентгеновских лучей в гетероструктуре волноводного типа / А.В. Андреев, Ю.В. Пономарев, И.Р. Прудников, Н.Н. Салашченко // Письма в ЖЭТФ. – 1997. – т.66. – вып.4. – с.219–223.
99. Andreev, A.V. Reflectivity and Roughness of X-ray Multilayer Mirrors. Specular Reflection and Angular Spectrum of Scattered Radiation / A.V. Andreev, A.G. Michette, A. Renwick, Journal of Modern Optics. – 1988. – Vol.35. – P.1667–1987.
100. Renner, O. Properties of laser-sputtered Ti/Be multilayers / O. Renner, M. Kopecky, E. Krousky, F. Schäfers, B. R. Müller, N. I. Chkhalo // Review of Scientific Instruments. – 1992. – Vol.63. – Iss.1. – P. 1478–1481.
101. Andreev, A.V. Interference phenomena in X-Ray diffusion scattering from multilayer nanostructures / A.V. Andreev, Yu.V. Ponomarev, Yu.Ya. Platonov, N.N. Salashchenko // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. – 1996. – т.3-4. – с.101–119.
102. Stearns, D.G. Nonspecular x-ray scattering in a multilayer-coated imaging system / D.G. Stearns, D.P. Gainess, D.W. Sweeney, E. M. Gullikson // Journal of Applied Physics. – 1998. – Vol.84. – Iss.2. – P.1003–1028.
103. Коваленко, Н.В. Исследование кросс-корреляции шероховатости в многослойном зеркале Ni/C методом рентгеновского диффузного рассеяния / Н.В. Коваленко, С.В. Мытниченко, В.А. Чернов // ЖЭТФ. – 2003. – т.124. – вып. 6(12). – с.1345–1357.
104. Fraerman, A.A. The effect of the interfacial roughness on the reflection properties of multilayer X-ray mirrors / A.A. Fraerman, S.V. Gaponov, V.M. Genkin, N. N. Salashchenko // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. – 1987. – Vol.261. – Iss.1-2. – P. 91–98.
105. Holy, V. X-ray reflection from rough layered systems / V. Holy, J. Kubena, I. Ohlidal, K. Lischka, W. Plotz // Physical Review B. – 1993. – Vol.47. – Iss.23. – P. 15896–15903.
106. Underwood, J.H. Layered synthetic microstructures as Bragg diffractors for X rays and extreme ultraviolet: theory and predicted performance / J.H. Underwood, T.W. Barbee // Applied Optics. – 1981. – Vol.20. – Iss.17. – P.3027.

107. Рытов, С.М. Введение в статистическую радиофизику. Часть II / С.М. Рытов, Ю.А. Кравцов, В.И. Татарский // М: Наука. – 1978. – С. 197.
108. С.В. Гапонов, В.М. Генкин, Н.Н. Салашенко, А.А. Фраерман, ЖТФ 56, В.4., 708 (1986).
109. Akhsakhalyan, A.D. Determination of layered synthetic microstructure parameters / A.D. Akhsakhalyan, A. A. Fraerman, N.I. Polushkin, Yu.Ya. Platonov, N.N. Salashchenko // Thin Solid Films. – 1991. – Vol.203. – P.317–326.
110. Shellan, J.B. Statistical analysis of Bragg reflectors / J.B. Shellan, P. Agmon, A. Yariv // Journal of the Optical Society of America. – 1978. – v.68. – N1. – P.18–27.
111. Chkhalo, N.I. Ultradispersed diamond powders of detonation nature for polishing X-ray mirrors / N.I. Chkhalo, M.V. Fedorchenko, E.P. Kruglyakov, , A. I. Volokhov, K. S. Baraboshkin, V. F. Komarov, S. I. Kostyukov, E. A. Petrov // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. – 1995. – Vol.359. – Iss.1-2. – P.155–156.
112. Spiller, E. Enhancement of the reflectivity of multilayer x-ray mirrors by ion polishing / E. Spiller // Optical Engineering. – 1990. – Vol.29. – P.609–613.
113. Vernon, S.P. Ion-assisted sputter deposition of molybdenum-silicon multilayers / S.P. Vernon, D.G. Stearns, R.S. Rosen // Applied Optics. – 1993. – Vol.32. – P. 6969–6974.
114. Андреев, С.С. Оптимизация технологии изготовления многослойных Mo/Si зеркал / С.С. Андреев, С.В. Гапонов, С.А. Гусев, С.Ю. Зуев, Е.Б. Клюенков, К.А. Прохоров, Н.И. Полушкин, Е.Н. Садова, М.Н. Haidl // Материалы рабочего совещания “Рентгеновская оптика”. Нижний Новгород. – 2000. – с.118–138.

Список публикаций автора

Статьи в журналах

- A1. Bibishkin, M.S. Laboratory methods for investigations of multilayer mirrors in Extreme Ultraviolet and Soft X-Ray region / M.S. Bibishkin, D.P. Chehonadskih, N.I. Chkhalo, E.B. Kluyenkov, A.E. Pestov, N.N. Salashchenko, L.A. Shmaenok, I.G. Zabrodin, S.Yu. Zuev // *Proceedings SPIE*. – 2003. – v.5401. – p.8–15.
- A2. Бибишкин, М.С. Характеристики детекторов на основе МКП и каналовых умножителей при работе в счетном режиме / М.С. Бибишкин, И.Г. Забродин, А.Е. Пестов, Н.Н. Салащенко, Д.П. Чехонадских, Н.И. Чхало // *Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования*. – 2003. – №7. – С. 5–8.
- A3. Бибишкин, М.С. Двухзеркальный рефлектометр для относительных измерений коэффициентов отражения многослойных зеркал на длине волны 13.5 нм / М.С. Бибишкин, И.Г. Забродин, И.А. Каськов, Е.Б. Ключенков, А.Е. Пестов, Н.Н. Салащенко, Д.П. Чехонадских, Н.И. Чхало, Л.А. Шмаенок // *Известия академии наук. Серия физическая*. – 2004. – т.68. – № 4. – с.560–564.
- A4. Бибишкин, М.С. Исследование характеристик многослойных рентгеновских зеркал с ультракороткими периодами $d=0.7-2.4$ нм / М.С. Бибишкин, Ю.А. Вайнер, А.Е. Пестов, К.А. Прохоров, Н.Н. Салащенко, А.А. Фраерман, Н.И. Чхало // *Известия РАН. Серия физическая*. – 2005. – т.69. – № 2. – с.199–206.
- A5. Andreev, S.S. Application of free-standing multilayer films as polarizers for X-ray radiation / S.S. Andreev, M.S. Bibishkin, N.I. Chkhalo, A.Ya. Lopatin, V.I. Luchin, A.E. Pestov, K.A. Prokhorov, N.N. Salashchenko // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*. – 2005. – v.543. – p.340–345.
- A6. Bibishkin, M.S. Ultra-short period X-ray mirrors: Production and investigation / M.S. Bibishkin, N.I. Chkhalo, A.A. Fraerman, A.E. Pestov, K.A. Prokhorov, N.N. Salashchenko, Yu.A. Vainer // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*. – 2005. – v.543. – p.333–339.
- A7. Бибишкин, М.С. Рефлектометр с модернизированной оптической схемой для исследования элементов рентгенооптики в диапазоне 0,6-20 нм // М.С.

Бибишкин, И.Г. Забродин, С.Ю. Зуев, Е.Б. Ключенков, А.Е. Пестов, Н.Н. Салащенко, Д.П. Чехонадских, Н.И. Чхало // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. – 2005. – №2. – С.23–27.

- A8. Vainer, Yu.A. Analysis of transverse correlation of surface roughness in multilayer structures with ultrashort periods / Yu.A. Vainer, A.E. Pestov, K.A. Prokhorov, N.N. Salashchenko, A.A. Fraerman, V.V. Chernov, N.I. Chkhalo // Journal of Experimental and Theoretical Physics. – 2006. – Vol.130. – No.3. – pp.345–351

Материалы конференций и тезисы докладов с участием автора

- T1. Бибишкин, М.С. Характеристики детекторов на основе МКП и каналовых умножителей при работе в счетном режиме / М.С. Бибишкин, И.Г. Забродин, А.Е. Пестов, Н.Н. Салащенко, Д.П. Чехонадских, Н.И. Чхало // Материалы совещания Рентгеновская оптика-2002. ИФМ РАН. Нижний Новгород. – 2002. – С.247–251.
- T2. Бибишкин, М.С. Оптимизация детекторов на основе МКП и каналовых умножителей для регистрации мягкого рентгеновского излучения / М.С. Бибишкин, И.Г. Забродин, А.Е. Пестов, Н.Н. Салащенко, Д.П. Чехонадских, Н.И. Чхало // Материалы XIV Российской конференции по использованию синхротронного излучения СИ-2002. ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН. Новосибирск. – 2002. – С. 125.
- T3. Бибишкин, М.С. Изучение линейности детекторов на основе МКП и каналовых умножителей при работе в счетном режиме / М.С. Бибишкин, И.Г. Забродин, Н.Н. Салащенко, А.Е. Пестов, Д.П. Чехонадских, Н.И. Чхало // 7-я Нижегородская сессия молодых учёных (Естественнонаучные дисциплины): Тезисы докладов. Нижний Новгород. – 2002. – С.27.
- T4. Бибишкин, М.С. Основные характеристики детекторов на основе МКП / М.С. Бибишкин, А.Е. Пестов, Н.И. Чхало // Радиофизическая конференция 2002г. Тезисы докладов. Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского. – 2002. – С.12.

- T5. Бибишкин, М.С. Рефлектометрия в мягком рентгеновском и экстремальном ультрафиолетовом диапазонах / М.С. Бибишкин, А.Е. Пестов, А.Я. Лопатин, Н.И. Чхало // Восьмая нижегородская сессия молодых ученых. (Естественнонаучные дисциплины): Тезисы докладов. Нижний Новгород. – 2003. – С.22.
- T6. Андреев, С.С. Исследование отражательных характеристик многослойных зеркал в диапазоне длин волн 0.6-10 нм / С.С. Андреев, М.С. Бибишкин, Б.А. Володин, С.Ю. Зуев, Е.Б. Клюенков, А.Е. Пестов, К.А. Прохоров, Н.Н. Салашченко, Д.П. Чехонадских, Н.И. Чхало // Тезисы докладов IV Национальной конференции по применению Рентгеновского, Синхротронного излучений, Нейтронов и Электронов для исследования материалов. ИК РАН. Москва. – 2003. – С.494.
- T7. Бибишкин, М.С. Светосильный рефлектометр для изучения влияния источников ЭУФ излучения на отражательные характеристики зеркал / М.С. Бибишкин, И.Г. Забродин, И.А. Каськов, Е.Б. Клюенков, А.Е. Пестов, Н.Н. Салашченко, Д.П. Чехонадских, Н.И. Чхало // Тезисы докладов IV Национальной конференции по применению Рентгеновского, Синхротронного излучений, Нейтронов и Электронов для исследования материалов. ИК РАН. Москва. – 2003. – С.522.
- T8. Bibishkin, M.S. Apparatus and methods for investigations of multilayer mirrors in the 0.6-20 nm spectral range / M.S. Bibishkin, D.P. Chekhonadskih, N.I. Chkhalo, I.A. Kaskov, E.B. Klyuenkov, A.E. Pestov, N.N. Salashchenko, I.G. Zabrodin, S.Yu. Zuev // Proceedings of the 7th International Conference on the Physics of X-Ray Multilayer Structures. March 7-11 2004. Rusutsu Resort. Sapporo. Japan. – 2004. – p.O7-02.
- T9. Бибишкин, М.С. Исследование характеристик многослойных зеркал с ультрамалыми периодами $d = 0.8 - 2.4$ нм / М.С. Бибишкин, Ю.А. Вайнер, Б.А. Володин, А.Е. Пестов, К.А. Прохоров, Н.Н. Салашченко, А.А. Фраерман, Н.И. Чхало // Материалы совещания Рентгеновская оптика-2004. ИФМ РАН. Нижний Новгород. – 2004. – С.136–137.
- T10. Вайнер, Ю.А. Применение метода диффузного рассеяния для изучения внутреннего строения короткопериодных W/B₄C многослойных структур /

- Ю.А. Вайнер, А.Е. Пестов, К.А. Прохоров, Н.Н. Салащенко, А.А. Фраерман, Н.И. Чхало // Материалы совещания Рентгеновская оптика-2004. ИФМ РАН. Нижний Новгород. – 2004. – С.205–207.
- T11. Ахсахалян, А.Д. Короткопериодная рентгеновская оптика для коллимации, фокусировки и поляризации рентгеновского излучения / А.Д. Ахсахалян, Ю.А. Вайнер, Е.Б. Клюенков, В.И. Лучин, А.Е. Пестов, К.А. Прохоров, Н.Н. Салащенко, Н.И. Чхало // Материалы совещания Рентгеновская оптика-2005. ИФМ РАН. Нижний Новгород. – 2005. – т.1. – С.60–63.
- T12. Забродин, И.Г. Абсолютно калиброванный измеритель EUV мощности для аттестации и оптимизации источников излучения на 13,5 нм / И.Г. Забродин, Б.А. Закалов, С.Ю. Зуев, И.А. Каськов, Е.Б. Клюенков, А.Я. Лопатин, Н.Н. Салащенко, Л.А. Суслов, А.Е. Пестов, Н.И. Чхало, Л.А. Шмаенок // Материалы совещания Рентгеновская оптика-2005. ИФМ РАН. Нижний Новгород. – 2005. – т.2. – С.302–303.
- T13. Бибишкин, М.С. Проект литографического стенда на основе объектива Шварцшильда с рабочей длиной волны 13,5 нм / М.С. Бибишкин, Н.Б. Вознесенский, Е.Б. Клюенков, Е.Л. Панкратов, А.Е. Пестов, Н.Н. Салащенко, Н.И. Чхало // Материалы совещания Рентгеновская оптика-2005. ИФМ РАН. Нижний Новгород. – 2005. – т.2. – С.479–480.
- T14. Бибишкин, М.С. Многослойные поляризаторы для мягкого рентгеновского диапазона длин волн / М.С. Бибишкин, Ю.А. Вайнер, А.Я. Лопатин, В.И. Лучин, А.Е. Пестов, В.Н. Полковников, Н.Н. Салащенко, В.В. Чернов, Н.И. Чхало // Материалы совещания Рентгеновская оптика-2005. ИФМ РАН. Нижний Новгород. – 2005. – т.2. – С.493–494.
- T15. Бибишкин, М.С. Многослойные абсорбционные фильтры для спектральной области 13,5 нм / М.С. Бибишкин, С.А. Гусев, Е.Б. Клюенков, А.Я. Лопатин, В.И. Лучин, Ю.А. Вайнер, Е.Б. Клюенков, В.И. Лучин, А.Е. Пестов, Н.Н. Салащенко, Н.Н. Цыбин, Н.И. Чхало, Л.А. Шмаенок // Материалы симпозиума «Нанопизика и наноэлектроника», г. Нижний Новгород. – 2006. – с.114-115.
- T16. Бибишкин, М.С. Характеристики абсорбционных EUV-фильтров при высоких тепловых нагрузках / М.С. Бибишкин, С.А. Гусев, И.Г. Забродин,

- А.Ю. Климов, Е.Б. Ключенков, А.Я. Лопатин, В.И. Лучин, А.Е. Пестов, Н.Н. Салащенко, Н.Н. Цыбин, Н.И. Чхало, Л.А. Шмаенок // Материалы симпозиума «Нанопфизика и наноэлектроника», г. Нижний Новгород. – 2006. – с.358-359.
- Т17. Забродин, И.Г. Новая мощная трубка на длину волны 13,5 нм / И.Г. Забродин, И.А. Каськов, Е.Б. Ключенков, А.Е. Пестов, Д.Г. Раскин, Н.Н. Салащенко, Н.И. Чхало, В.А. Кузнецов, В.М. Артюхов // Материалы симпозиума «Нанопфизика и наноэлектроника», г. Нижний Новгород. – 2006. – с.387.
- Т18. Зуев, С.Ю. Влияние антидиффузионных слоев B_4C и Cr на отражательные характеристики многослойных рентгеновских зеркал на основе Mo/Si / С.Ю. Зуев, А.Е. Пестов, В.Н. Полковников, Н.Н. Салащенко // Материалы симпозиума «Нанопфизика и наноэлектроника», г. Нижний Новгород. – 2006. – с.391.