

Институт физики микроструктур РАН – филиал Федерального  
государственного бюджетного научного учреждения «Федеральный  
исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии  
наук»

На правах рукописи

Свечников Михаил Владимирович

**ДИАГНОСТИКА ВНУТРЕННЕГО СТРОЕНИЯ МНОГОСЛОЙНЫХ  
РЕНТГЕНОВСКИХ ЗЕРКАЛ ПО ДАННЫМ РЕФЛЕКТОМЕТРИИ В  
РАМКАХ РАСШИРЕННОЙ МОДЕЛИ**

Специальность 01.04.01 – приборы и методы экспериментальной физики

Диссертация  
на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук

Научный руководитель  
д.ф.-м.н. Чхало Н.И.

Нижний Новгород

2018 г.

# Оглавление

Список сокращений .....	4
Введение.....	5
Глава 1. Метрология многослойных рентгеновских зеркал (литературный обзор).....	14
1.1 Влияние шероховатостей различных латеральных масштабов на изображающие свойства зеркал.....	14
1.2 Методы изучения среднечастотной шероховатости.....	20
1.3 Методы диагностики строения МРЗ по данным рентгеновского отражения .....	27
1.4 Высокоотражающие зеркала ЭУФ диапазона для фотолитографии и астрономии .....	30
1.4.1 Зеркала для астрономии Солнца в окрестности длины волны 17 нм .....	30
1.4.2 Зеркала для фотолитографии ЭУФ диапазона .....	34
Глава 2. Обнаружение среднечастотных шероховатостей методом интерферометрии с дифракционной волной сравнения .....	36
2.1 Наблюдение среднечастотного рельефа методом ИДВС.....	36
2.2 Разрешающая способность полиномов Цернике .....	42
2.2.1 Литературный обзор .....	42
2.2.2 Обозначения.....	44
2.2.3 Разложение тестовых функций .....	44
2.2.4 Описание произвольного рельефа .....	51
2.2.5 Зависимость ошибок аппроксимации от порядка полиномов .....	56
2.3 Влияние шумовых факторов на точность фазосдвигающей ИДВС.....	59
2.3.1 Флуктуации интенсивности источника.....	60
2.3.2 Флуктуации разности фаз волновых фронтов.....	63
2.3.3 Пиксельные шумы матрицы.....	65
2.4 Основные результаты главы 2 .....	69
Глава 3. Реконструкция многослойных структур по данным рентгеновской рефлектометрии.....	69
3.1 Расширенная модель многослойной структуры.....	70
3.1.1 Модель.....	71
3.1.2 Влияние формы интерфейсов на кривые отражения.....	74
3.1.3 Применение расширенной модели для реконструкции МРЗ.....	78
3.1.3.1 Реконструкция по симулированным кривым .....	78
3.1.3.2 Реконструкция по экспериментальным кривым .....	85
3.2 Multifitting – программа для рефлектометрической реконструкции.....	90
3.2.1 Основные возможности .....	91
3.2.2 Пользовательский интерфейс .....	93
3.3 Основные результаты главы 3 .....	100

Глава 4. Исследование многослойных зеркал экстремального ультрафиолетового диапазона.....	101
4.1 Экспериментальное оборудование .....	101
4.1.1 Установки магнетронного напыления .....	101
4.1.2 Лабораторный рентгеновский дифрактометр .....	103
4.1.3 Лабораторный рефлектометр МР и ЭУФ диапазона .....	104
4.1.4 Рефлектометр на синхротроне BESSY-II.....	105
4.1.5 Атомно-силовой микроскоп.....	107
4.1.6 Электронный микроскоп .....	108
4.2 Зеркала на основе Ве/Al для солнечной астрономии .....	110
4.2.1 Экспериментальный контекст.....	110
4.2.2 Рефлектометрия.....	111
4.3 Зеркала на основе Мо/Ве для 11.2 нм фотолитографии .....	114
4.3.1 Экспериментальный контекст.....	115
4.3.2 Применение расширенной модели для реконструкции МРЗ.....	116
4.3.2.1 Излучение в слоистой структуре .....	116
4.3.2.2 Рассеяние в слоистой структуре .....	117
4.3.3 Экспериментальные результаты .....	118
4.3.3.1 Рефлектометрия.....	118
4.3.3.2 Рассеяние рентгеновского излучения.....	120
4.3.3.3 Атомно-силовая микроскопия .....	122
4.3.3.4 Электронная микроскопия .....	124
4.4 Мо/Ве/Si зеркала для 13.5 нм фотолитографии .....	127
4.5 Основные результаты главы 4 .....	131
Заключение .....	131
Благодарности.....	132
Список работ автора по теме диссертации .....	135
Список цитируемой литературы.....	139

## Список сокращений

- РИ – рентгеновское излучение
- ЖР – жёсткое рентгеновское излучение
- МР – мягкое рентгеновское излучение
- ЭУФ – экстремальное ультрафиолетовое излучение
- EUV – extreme ultraviolet, ЭУФ
- ЭУФЛ – фотолитография в ЭУФ диапазоне
- ВШ – высокочастотная шероховатость
- СШ – среднечастотная шероховатость
- ДРРИ – диффузное рассеяние рентгеновского излучения
- МРЗ – многослойное рентгеновское зеркало
- АСМ – атомно-силовой микроскоп/микроскопия
- ОИМ – оптический интерференционный микроскоп
- МИС – многослойная интерференционная структура
- ИДВС – интерферометр/интерферометрия с дифракционной волной сравнения
- PSF – point spread function, изображение точечного источника оптической системой с абберациями
- PSD – power spectral density (спектральная плотность мощности)
- ПЗС – прибор с зарядовой связью
- НС – наблюдательная система
- RMS, rms – root-mean-square (среднеквадратичное отклонение)
- GIXS – grazing-incidence X-ray scattering (рассеяние рентгеновского излучения при скользящем падении)
- ВИМС – вторично-ионная масс-спектрокопия
- EUVR – extreme ultraviolet reflectivity (отражение в ЭУФ диапазоне)
- GIXR – grazing incidence X-ray reflectivity (рентгеновское отражение при скользящем падении)
- HRTEM – high-resolution transmission electron microscopy (высокоразрешающая просвечивающая электронная микроскопия)
- DWBA – distorted wave Born approximation (борновское приближение с искажёнными волнами)
- CVD – chemical vapour deposition (осаждение из газовой фазы)
- FWHM – full width at half maximum (ширина по полувысоте)

## Введение

### Актуальность темы исследования

«Рентгеновским излучением» (РИ) называют широкий диапазон электромагнитных волн, от 0.01 нм до 60 нм. В рамках общепринятой терминологии данный диапазон условно делится на три основных поддиапазона: жёсткое рентгеновское излучение (ЖР,  $\lambda \sim 0.01\text{--}0.4$  нм), мягкое рентгеновское излучение (МР,  $\lambda \sim 0.4\text{--}10$  нм), и экстремальное ультрафиолетовое излучение (ЭУФ,  $\lambda \sim 10\text{--}60$  нм).

В настоящее время рентгеновское излучение активно применяется в научных исследованиях и современных технологиях. Можно выделить несколько причин этой растущей популярности. Первая причина связана с тем, что энергия многих внутриатомных электронных переходов лежит в рентгеновском диапазоне, благодаря чему рентгеновская спектроскопия представляет собой важный метод изучения строения вещества. Наблюдение характеристических линий, возбуждаемых пучком электронов или фотонов, анализ углового и энергетического распределения фотоэлектронов, выбитых под воздействием РИ, а также исследования тонкой структуры спектров рентгеновского поглощения или отражения лежат в основе современных методов элементного и химического анализа твёрдых тел и поверхностей [1]. В рентгеновском диапазоне лежит максимум интенсивности излучения горячей плазмы с температурой выше 30 эВ. Поэтому рентгеновское излучение оказывается наиболее естественным источником информации о состоянии вещества и физических процессах, протекающих как в лабораторной, так и в космической плазме, в том числе на Солнце [2].

Вторая причина – преобладание процессов фотопоглощения над процессами рассеяния в веществе при энергиях кванта  $<10$  кэВ [3], избирательное поглощение МР излучения отдельными химическими элементами, существенно большая, по сравнению с электронной микроскопией, глубина проникновения излучения в вещество, малость длины волны делают МР микроскопию уникальным методом нанодиагностики конденсированного вещества. В частности, она нашла наибольшее применение в микробиологических исследованиях. Преимущества МР микроскопии по сравнению с другими видами микроскопии следующие. Во-первых, благодаря резонансному характеру поглощения квантов излучения электронами внутренних оболочек, наблюдается сильный абсорбционный контраст в лёгких веществах, в то время, как в оптической микроскопии требуется химическое повышение контраста образцов. Во-вторых, как и электронная микроскопия, потенциально обладая нанометровым пространственным разрешением, МР микроскопия позволяет изучать образцы с толщиной до десятков микрон, в то время как электронной микроскопии из-за сильного рассеяния доступны толщины не более 0.1–0.3 мкм. Более того, благодаря относительно невысокому поглощению МР в области прозрачности воды (длины волн 2.3–4.4 нм) образцы можно помещать в кюветы

с толщиной до 1 мм, заполненные влажным воздухом при нормальном давлении, т.е. изучать живые образцы. В-третьих, практически полное отсутствие рассеяния (на 5 порядков слабее, чем поглощение) существенно упрощает томографические исследования по глубине, сводя их к перемещению образца вдоль оптической оси. Подробнее о достоинствах МР микроскопии для изучения биологических (в общем случае органических) образцов можно найти в [3].

Третья причина – малая длина волны рентгеновского излучения, отодвигающая дифракционный предел изображающей оптики до единиц/десятков нанометров стала причиной масштабных работ по фотолитографии нового поколения – ЭУФ литографии, – идущих последние 20 лет [4–6]. Последние успехи в области разработки источников ЭУФ излучения, сканирующих механических систем и проекционной оптики, опытные работы по использованию ЭУФ литографов в реальном производстве указывают на то, что это действительно литография следующего поколения, и ее широкое использование в промышленности начнется с 20-го года [7–9]. Однако уже сейчас стало понятно, что современная ЭУФ литография, несмотря на короткую длину волны ( $\lambda=13.5$  нм), не позволяет получать суб-10 нм разрешение в рамках однократного процесса засветки. Это связано с проблемой затенений рисунка фотошаблона, вызванных трёхмерным характером изображаемого объекта, что препятствует увеличению числовой апертуры проекционного объектива [10]. Поэтому, уже сейчас на повестке дня стоит задача поиска более короткой рабочей длины волны для литографа [11–13].

Актуальность темы диссертационной работы заключается в том, что для успешного решения отмеченных выше задач необходима разработка многослойных рентгеновских зеркал (МРЗ) следующего поколения: с точностью формы и шероховатостью, обеспечивающими дифракционное качество изображений в ЭУФ и МР диапазонах, а также с максимально высокими коэффициентами отражения при нормальном падении. В ряде случаев требуется одновременно повышение и коэффициентов отражения, и спектральной селективности зеркал. Пути решения этих проблем: развитие методов изучения поверхности, основанных на «первых принципах»; расширение класса напыляемых материалов, в том числе и химически активных, для синтеза МРЗ; широкое использование технологий «interface engineering» (управление качеством межслоевых границ); развитие комплексных методов напыления. Базой для развития технологии напыления МРЗ является развитие комплексных методов диагностики их внутреннего строения. Ведущую роль среди этих методов играет рентгеновская рефлектометрия.

## Степень разработанности темы исследования

Для измерений среднечастотной шероховатости (СШ) применяется диффузное рассеяние рентгеновского излучения (ДРРИ) с длиной волны 0.154 нм [14], атомно-силовая микроскопия [15] и интерферометрия белого света [16]. В силу различающихся физических принципов работы каждый из методов имеет свои частотные ограничения. Как правило, минимальная частота ДРРИ составляет около  $10^{-2}$  мкм<sup>-1</sup> [17]. С практической точки зрения главным недостатком ДРРИ является то, что из-за маленьких углов падения, зондирующий пучок оказывается в пределах угла полного внешнего отражения, этот метод не может применяться для изучения криволинейных поверхностей. Наблюдаемый в [18] эффект шепчущей галереи на криволинейных поверхностях действительно усиливает влияние шероховатости на зеркальный пик отражения, однако это влияние является интегральной характеристикой, не несущей информации о частотных свойствах шероховатости поверхности.

Атомно-силовая микроскопия (АСМ) предназначена для изучения высокочастотных шероховатостей (ВШ) и, частично, СШ, с латеральными размерами от размера атома до нескольких микрометров. Тем не менее, приведенные в работе [19] результаты систематических исследований подложек с различным качеством полировки продемонстрировали ряд проблем. Во-первых, несмотря на широкий спектр представленных на рынке АСМ, позволяющих изучать образцы с размерами от единиц миллиметров до десятков сантиметров, строго говоря, прибор, специально предназначенный для изучения оптических элементов, отсутствует. Во-вторых, фундаментальным ограничением возможностей АСМ является нелинейность движения сканера, проявляющаяся в наличии артефактной «волнистости» наблюдаемого рельефа при размере кадра в несколько десятков микрометров.

Наибольшее распространение для измерения рельефа среднечастотного диапазона, с диапазоном пространственных частот  $10^{-3} - 1$  мкм<sup>-1</sup>, получили интерферометры белого света, или оптические интерференционные микроскопы (ОИМ) [16]. Можно найти ряд работ, например [20], где показано хорошее совпадение данных измерений шероховатости, полученных различными методами, на основании чего делается вывод об адекватности данной методики. Однако авторы работы [17] показывают наличие проблемы с аттестацией сверхгладких поверхностей этим методом: качество используемого в микроскопе эталона вкупе с искажением волновых фронтов сложной оптической системой дают ошибку измерения, в разы превышающую высоту рельефа изучаемых образцов – рентгенооптических элементов.

Рефлектометрические измерения – одна из стандартных и широко используемых техник для контроля слоистых наноструктур [21]. Однако интерпретация полученных данных и реконструкция профиля диэлектрической проницаемости образца оказывается проблемой. За десятилетия существования метода рентгеновской рефлектометрии было разработано немало как аналитических, так и численных способов извлечения информации о структуре тонкоплёночных покрытий из рефлектометрических данных [22, 23].

На данный момент основным методом анализа рефлектометрических кривых является построение модели структуры на основе априорной информации и общефизических соображений и численная подгонка параметров, таких как толщины, плотности слоёв, эффективные шероховатости и переходные слои интерфейсов [24, 25]. Модель интерфейсов при этом жёстко задана. Очевидно, что такой подход может быть оправдан только если априорная модель достаточно хорошо описывает структуру. Обнаружение новых и исследование малоизученных особенностей в распределении вещества при такой постановке задачи затруднено или вообще невозможно.

Несколько менее распространенный класс методов реконструкции плёночных покрытий – т.н. «безмодельные» численные методы [26–28]. Подавляющее большинство безмодельных подходов успешно используются для анализа приповерхностных слоёв жидкостей и тонких плёнок, содержащих малое число слоёв [29–31]. Такое нишевое применение безмодельных алгоритмов связано с сильной неоднозначностью обратной задачи, быстро растущей по мере усложнения анализируемых структур [23, 27].

Для многослойных интерференционных структур (МИС) (таких как МРЗ для экстремального ультрафиолетового диапазона), представление в виде простой модели – традиционный и, в некотором смысле, естественный подход. Дело в том, что коэффициент отражения от периодической бинарной структуры с резкими границами может быть найден в аналитической форме [32, 33]. При использовании модели размытия границ в ряде случаев могут быть использованы модифицированные коэффициенты отражения от каждой границы раздела сред. Наиболее известные такие поправки – факторы Нево-Кросе и Дебая-Валлера [34], справедливые для переходного слоя в виде функции ошибок *erf*. Для других видов переходных слоёв также могут быть найдены модифицирующие факторы [35]. Использование модифицированных коэффициентов отражения вместо френелевских позволяет использовать аналитическое выражение для расчёта и оптимизации периодических МРЗ. В случаях, когда нельзя вместо учёта «реальных» переходных областей использовать простые модифицирующие множители (например, если размер переходной области сравним с толщиной слоя [36, 37]), производится разбиение профиля на достаточно тонкие слои и делается «честный» расчёт по рекуррентным соотношениям [38].



Таким образом, эта модель позволяет сравнительно просто рассчитывать и анализировать основные особенности коэффициента отражения, такие, как брэгговские пики. Тем не менее, в некоторых задачах этого недостаточно. Например, для описания многослойных периодических зеркал на основе La и В хорошо показала себя модель линейных переходных слоев между материалами [39, 40]. Но в работе [37] при изучении структур LaN/В и LaN/La/В с толщиной La прослойки 0.3 нм модель линейных переходных слоёв оказалась полностью бесполезна для сравнения профилей поляризуемости слабо различающихся структур, несмотря на более-менее разумное совпадение резонансных пиков отражения. Для этой задачи свою эффективность показала безмодельная реконструкция профиля поляризуемости внутри «элементарной ячейки», оттранслированного на заданной число периодов. Но эта методика более сложна в реализации, требует больше времени для вычислений, а также требует большей аккуратности от исследователя в процессе реконструкции из-за необходимости дополнительной регуляризации задачи.

### **Цель и задачи диссертационной работы**

Данная работа посвящена разработке новых методов диагностики внутреннего строения многослойных рентгеновских зеркал по данным рентгеновской рефлектометрии и методов измерения шероховатости среднечастотного диапазона.

Для этого были поставлены и решены следующие задачи:

- 1) Разработка безэталонового метода измерения шероховатости подложек среднечастотного диапазона (латеральные размеры рельефа 1 мкм – 1 мм).
- 2) Разработка модели и программы для восстановления внутреннего строения МРЗ по данным рентгеновской рефлектометрии, учитывающих многообразие физических процессов, происходящих на поверхности, границах и в плёнках МРЗ.
- 3) Апробация разработанных методов на примере модельных и реальных МРЗ.
- 4) Изучение внутреннего строения Ве-содержащих МРЗ.

### **Научная новизна**

- 1) Впервые предложено применение интерферометрии с дифракционной волной сравнения для изучения шероховатости среднечастотного диапазона (латеральные размеры рельефа 1 мкм – 1 мм). Проведены эксперименты, подтвердившие работоспособность предложенного метода.
- 2) Впервые установлена связь между степенью старших полиномов Цернике в наборе, используемом при аппроксимации поверхности, и максимальной отображаемой пространственной частотой поверхностного рельефа.

3) Впервые разработана модель для восстановления внутреннего строения МРЗ по данным рентгеновской рефлектометрии, в которой профили межслоевых областей (интерфейсов) представлены в виде линейной комбинации набора функций, соответствующих физическим процессам, протекающим при формировании интерфейсов. Весовые коэффициенты при этих функциях являются подгоночными параметрами. Эта модель, помимо формального описания кривых отражения, предоставляет информацию и о физических процессах на границах, имеющих место при росте МРЗ, а также при воздействии на структуру различных факторов, например температуры.

4) Впервые изучены переходные области между слоями в Ве/Al, Мо/Ве и Мо/Ве/Si МРЗ, а также влияние прослоек С, В<sub>4</sub>С и Si на внутреннюю структуру и коэффициенты отражения этих МРЗ в ЭУФ и МР диапазонах длин волн. Обнаружен эффект повышения резкости интерфейсов при введении тонкой кремниевой прослойки в Ве/Al и Мо/Ве МРЗ.

### **Научная и практическая значимость**

Применение интерферометрии с дифракционной волной сравнения для изучения шероховатости среднечастотного диапазона позволит провести калибровку интерферометра белого света и атомно-силового микроскопа в среднечастотном диапазоне шероховатости, что повысит точность измерений шероховатости подложек для изображающей рентгеновской оптики.

Соотношения, устанавливающие связь между степенью полиномов Цернике, используемых при аппроксимации рельефа поверхности и максимальной отображаемой пространственной частотой рельефа, и результаты численного моделирования влияния флуктуаций интенсивности лазера, разности фаз волновых фронтов и пиксельных шумов регистрирующей матрицы на предельную пространственную частоту и точность восстановления волновых фронтов, стали составной частью уникальной методики, разработанной в ИФМ РАН по изучению формы поверхности и aberrаций оптических систем с помощью фазосдвигающей интерферометрии с дифракционной волной сравнения. С использованием этих результатов разработаны зеркала для рентгеновского микроскопа, стенда нанолитографа с рабочей длиной волны 13.5 нм, опытных образцов телескопов для изучения Солнца и мониторинга ближнего космоса в вакуумном ультрафиолетовом и ультрафиолетовом диапазонах длин волн.

Программа для реконструкции внутреннего строения МРЗ по данным рентгеновской рефлектометрии, основанная на разработанной модели, является мощным инструментом анализа и уже заменила ее аналоги для изучения МРЗ в ИФМ РАН. С её помощью получен ряд новых данных о ранее изготовленных и вновь разрабатываемых МРЗ.

Продемонстрированные рекордные коэффициенты Mo/Be/Si МРЗ на длине волны 13.5 нм представляют огромный интерес для литографических применений. Потенциально в многозеркальной системе литографа такие зеркала повысят производительность литографического процесса почти на 20% по сравнению с традиционными Mo/Si МРЗ, что может привести к значительному экономическому эффекту.

Зеркала на основе Be/Al показывают рекордно высокие коэффициенты отражения при высокой спектральной селективности благодаря чему станут основой для следующих космических миссий в диапазоне 17.1–30.4 нм.

### **Методология и методы исследований**

Объектом для изучения шероховатости поверхности стала кварцевая суперполированная вогнутая подложка с диаметром 100 мм и радиусом кривизны 100 мм.

Объектами для нахождения структурных свойств МРЗ стали многослойные периодические отражающие покрытия на основе пары Be/Al (а именно, Be/Al, Al/Si/Be, Be/Si/Al, Si/Be/Al/Be с субнанометровыми прослойками кремния; период структур ~8.9 нм), на основе пары Mo/Be (а именно, Mo/Be, Mo/Be/B<sub>4</sub>C, Mo/Be/C, Mo/Be/Si; толщины прослоек карбида бора, углерода и кремния около 0.5 нм; период структур ~5.8 нм) и на основе трехкомпонентной структуры Mo/Be/Si с толщинами всех слоёв, превышающими 1.5 нм (период структур ~7 нм). Покрытия нанесены на суперполированные кремниевые подложки, шероховатость ~0.2 нм, толщина 0.3 мм, размер от 20×20 мм до 30×30 мм. МРЗ нанесены методом магнетронного распыления.

Рельеф вогнутой подложки измерялся методами интерферометрии с дифракционной волной сравнения и атомно-силовой микроскопии, результаты измерений сопоставлялись.

Поверхность исследуемых МРЗ характеризовалась методом АСМ, внутренняя структура покрытий определялась по угловым и спектральным зависимостям коэффициентов отражения в мягкой и жёсткой рентгеновской области, измеренным с помощью лабораторных и синхротронных рефлектометров, по диффузному рассеянию рентгеновского излучения и по высокоразрешающим электронно-микроскопическим изображениям на просвет. В результате обработки данных определяются такие параметры, как плотность и толщина слоёв МРЗ и протяжённость межслоевых интерфейсов.

### **Положения, выносимые на защиту**

1) Предложенная оптическая схема эксперимента, созданный экспериментальный стенд и развитая методика позволяют использовать интерферометрию с дифракционной волной сравнения для изучения шероховатости среднечастотного диапазона, а именно с

латеральными размерами 20 мкм – 1 мм, с субнанометровой чувствительностью по высоте рельефа.

- 2) Разработанная модель МРЗ на основе представления межслоевых областей (интерфейсов) в виде линейной комбинации набора функций, соответствующих физическим процессам на границах, позволяет восстановить внутреннее строение МРЗ по данным рентгеновской рефлектометрии и дать качественное представление о процессах, происходящих в МРЗ.
- 3) Нанесение тонких прослоек Si поверх слоёв Be в Be/Al МРЗ уменьшает протяжённость интерфейсов, что приводит к увеличению отражательной способности в ЭУФ диапазоне.
- 4) Введение тонких прослоек C, В<sub>4</sub>C в Mo/Be МРЗ приводит к снижению коэффициента отражения в окрестности длины волны 11 нм по сравнению с чистой Mo/Be структурой вследствие роста межслоевых шероховатостей.
- 5) Трёхкомпонентное Mo/Be/Si МРЗ является наиболее высокоотражающей структурой для диапазона длин волн 12.5–14 нм.

### **Личный вклад автора**

Все основные результаты диссертации были получены при определяющем участии автора. Все теоретические работы, а также восстановление структурных параметров МРЗ по данным рентгеновской рефлектометрии были выполнены автором самостоятельно. Эксперименты по измерению коэффициентов отражения МРЗ на синхротроне BESSY-II были выполнены самостоятельно. Планирование и проведение экспериментов по измерению среднечастотных шероховатостей с помощью интерферометра с дифракционной волной сравнения были выполнены в соавторстве с коллегами, однако обработка экспериментальных данных и расчёт спектра шероховатости, сравнение с результатами измерений, полученных с помощью АСМ, были выполнены автором самостоятельно.

### **Степень достоверности и апробация результатов**

Достоверность результатов, представленных в диссертационной работе, достигается применением нескольких независимых экспериментальных методик, прямо или косвенно подтверждающих сделанные выводы, а также сопоставлением с данными, представленными в литературе.

Результаты работы докладывались на семинарах Института физики микроструктур РАН и на всероссийских и международных конференциях в России и за рубежом: XVIII–XXII международные симпозиумы «Нанопластика и наноэлектроника» (Н. Новгород, 2014–2018 годы); VI-VII международные научные семинары и IV-V международная молодежная научная школа-семинар «Современные методы анализа дифракционных данных и актуальные

проблемы рентгеновской оптики» (Великий Новгород, 2015-2016 годы); Physics of X-Ray and Neutron Multilayer Structures Workshop (University Twente, the Netherlands, 2016); «Рентгеновская оптика» (Черноголовка, 2016); The PTB Seminar VUV and EUV Metrology (Berlin, Germany, 2017); The Frontier of optical coating (FOC) (Sun Yat-sen University, Guangzhou, China, 2017). По теме диссертации опубликованы 30 печатных работ, в том числе 10 статей в рецензируемых журналах, рекомендуемых ВАК, и 20 публикаций в сборниках тезисов докладов и трудов конференций, симпозиумов.

### **Структура диссертации**

Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения, изложена на 148 страницах, содержит 124 наименований библиографии, 87 рисунков и 11 таблиц.

# Глава 1. Метрология многослойных рентгеновских зеркал (литературный обзор)

## 1.1 Влияние шероховатостей различных латеральных масштабов на изображающие свойства зеркал

Влияние шероховатостей многослойного зеркала на отражение и рассеяние излучения может быть различным в зависимости от соотношения длины волны и латерального масштаба рельефа отражающей поверхности. Можно выделить три диапазона латеральных масштабов по их влиянию на изображающую способность оптической системы.

Самые низкие частоты рельефа называются формой поверхности, они ответственны за глобальные искажения волнового фронта, проходящего через оптическую систему. В данной работе мы предполагаем, что величина искажения меньше или того же порядка, что и длина волны. Если оптическая поверхность достаточно большая, чтобы к отклонениям формы поверхности можно было применять статистический подход, то эффекты такого «слабого» искажения изображений можно рассматривать как рассеяние излучения на «сверхмалые» углы. Если же латеральный масштаб рельефа примерно соответствует размеру оптического элемента, то это приводит к искажению изображения как целого – при условии, что эффект достаточно мал, чтобы не разрушить изображение. В таком случае выделяют конкретные виды aberrаций, например расфокусировка, сферическая aberrация, кома, астигматизм и т.д. [41].

Следующий диапазон латеральных масштабов рельефа – так называемая среднечастотная шероховатость (СШ). Ее характерный масштаб, как правило, существенно меньше размера оптического элемента, поэтому для учёта рассеяния на таких шероховатостях работает статистический подход. Это значит, что можно не принимать во внимание конкретную реализацию рельефа, достаточно знать его характерные корреляционные свойства. СШ рассеивает излучение на большие углы, нежели форма, и приводит к размытию изображения, т.е. снижению разрешающей способности системы. Примером оптической поверхности со специально созданным упорядоченным среднечастотным рельефом является дифракционная решетка.

Высокочастотная шероховатость (или микрошероховатость, ВШ) обладает наименьшими латеральными масштабами, занимая область от средних частот и до размера атомов. В общем случае рассеяние излучения на широкий угол может приводить к глобальной засветке и снижению контраста изображения или же просто к потерям энергии за счёт снижения отражения. Микрошероховатость имеет чисто статистический характер, определяемый материалом поверхности и технологией полировки.

Таким образом, возможность статистического описания – это один из характерных признаков СШ или ВШ. Но главное различие между категориями рельефа заключается в том, как они распределяют рассеянную энергию в плоскости изображения оптической системы. В работе [42] приводится следующая иллюстрация:

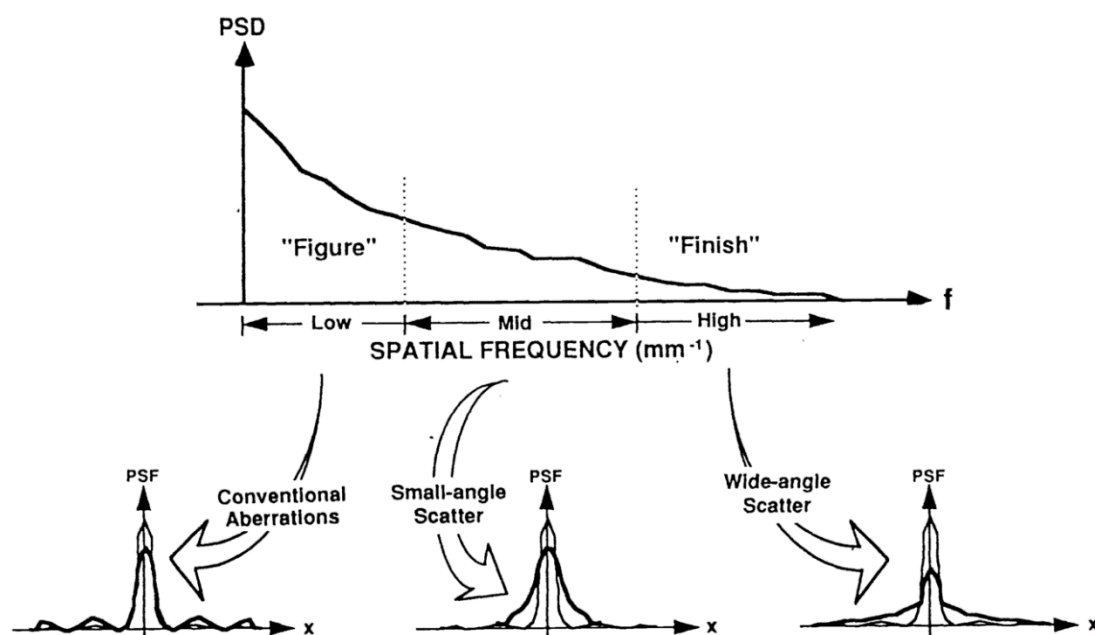


Figure 11. The effect upon image quality differs for each spatial frequency regime.

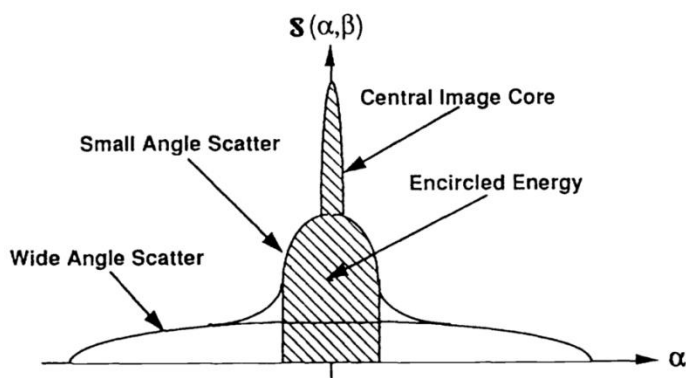


Figure 12. Point spread function consisting of a narrow image core, a small-angle scatter function, and a wide-angle scattered halo. The shaded area illustrates the sensitivity to mid spatial frequency surface errors.

Рис. 1.1. Влияние деформаций поверхности с различными латеральными масштабами на качество изображения. Иллюстрации взяты из [42]. PSF – point spread function, изображение точечного источника оптической системой с aberrациями. PSD – power spectral density, спектр шероховатостей.

Как показано на рис. 1.1, низкочастотные aberrации приводят к перекачке энергии из центрального максимума в дифракционные кольца без существенного уширения центрального пика. Тем не менее, это приводит к снижению контраста при изображении двух близких точек и, таким образом, к снижению разрешающей способности.

ВШ приводит к рассеянию на большие углы, при этом центральный пик практически не уширяется. Так как эффективность рассеяния быстро падает с ростом пространственной частоты (при фиксированных остальных параметрах), то наличие высокочастотного рельефа в первую очередь приводит к уменьшению отражения от шероховатой границы и увеличению доли света, ушедшего в подложку. В этом смысле ВШ эквивалентна плавному изменению показателя преломления на границе двух сред.

Свет, рассеянный на СШ, концентрируется вблизи центрального пика, а рассеянная энергия может быть сравнимой с энергией исходного изображения. По этой причине малоугловое рассеяние оказывает наиболее негативное воздействие на разрешающую способность изображающих оптических систем.

Пространственные масштабы, определяющие характер рассеяния, зависят от длины волны и могут отличаться на порядки, в зависимости от рассматриваемого спектрального диапазона. В рамках данной диссертации целевым диапазоном являются ЭУФ и МР; соответствующий диапазон длин волн 0.5–60 нм. Высокоотражающая оптика нормального падения в данном спектральном диапазоне основана на многослойных рентгеновских зеркалах (МРЗ). В действительности интерферирует не только зеркально отраженное излучение, но и рассеянное на шероховатостях различных интерфейсов. В зависимости от числа работающих слоёв в структуре, степени корреляции рельефа на различных интерфейсах рассеяние может быть усилено, подавлено или просто просуммировано по интенсивности. Например, в работе [43] иллюстрируются сильные различия в интерференционных эффектах рассеяния между МРЗ с полной, частичной и нулевой межслоевой корреляцией шероховатости. Тем не менее, можно ожидать, что достаточно «длинные» волны рельефа будут наследоваться через всю структуру, а достаточно короткие – наследоваться лишь для соседних слоёв. Для оценки можно считать, что каждая пространственная частота наследуется примерно на величину своего периода по глубине структуры. Типичная толщина одного слоя материала в составе МРЗ составляет 1–5 нм, а глубина проникновения излучения вглубь структуры в условиях Брэгговского отражения, обусловленная как поглощением, так и перекачкой энергии падающей волны в отраженную, 0.1–1 мкм. Соответственно, можно предположить, что латеральные размеры порядка нанометра почти не копируются от слоя к слою в процессе роста структуры и являются полностью некоррелированными, а размеры >1 мкм воспроизводятся по всей глубине структуры, т.е. являются полностью коррелированными.

Главной особенностью, отличающей рассеяние на периодическом МРЗ с полностью коррелированными шероховатостями, является наличие интерференционных максимумов на индикатрисе рассеяния – т.н. квази-брэгговских пиков. Эффект интерференционного усиления



излучения, рассеянного на коррелированных шероховатостях, возникает при выполнении условия конструктивной интерференции (или обобщенного брэгговского условия)

$$d(\sin \theta_0 + \sin \theta) = m\lambda \quad (1.1)$$

где  $\theta_0$  и  $\theta$  – углы скольжения зондирующего и рассеянного излучения соответственно,  $d$  – период структуры,  $\lambda$  – длина волны,  $m$  – порядок интерференции, натуральное число. Выражение (1.1) не учитывает изменения волнового числа в среде из-за показателя преломления и может быть получено из простейших геометрических соображений, проиллюстрированных на рис. 1.2. В случае зеркального отражения, когда  $\theta = \theta_0$ , выражение (1.1) превращается в обычное брэгговское условие  $2d \sin \theta = m\lambda$ . Если шероховатости полностью некоррелированные, то рассеянные волны имеют случайные фазовые добавки и вместо сложения полей складываются интенсивности. Выделенные направления на индикатрисе при этом отсутствуют.

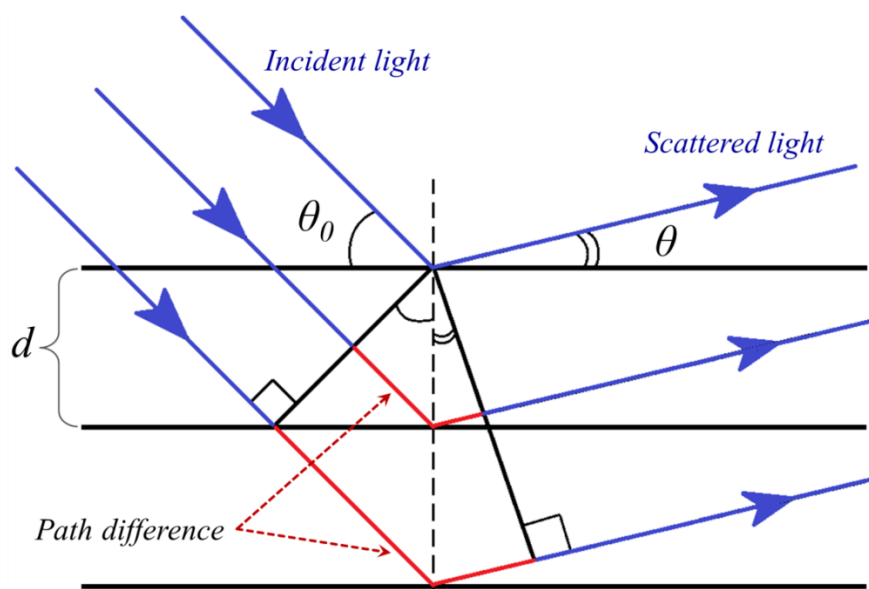


Рис. 1.2. Пояснение общего условия конструктивной интерференции (1.1). Рассеяние появляется из-за шероховатых границ раздела сред.

У МРЗ нормального падения, работающего в первом интерференционном пике, условие конструктивной интерференции выполняется точно только для зеркального отражения. Квази-брэгговские пики не существуют, поэтому усиления света, рассеянного на большие углы, не происходит. Однако единственный резонансный пик обладает конечной шириной, и пространственный рельеф достаточно большого латерального масштаба может привести к сильному рассеянию вблизи зеркального направления. Оценим потенциальную ширину такого «гало» на рабочей длине волны для трех МРЗ нормального падения, наиболее интересных для рентгеновской литографии и микроскопии – зеркал на основе Cr/Sc для длины волны 3.14 нм, La/V для 6.7 нм и Mo/Si для 13.5 нм.

Степень интерференционного усиления зависит от числа «работающих» границ. Затухание волны вглубь структуры происходит по экспоненциальному закону,  $\sim \exp(-z/\alpha)$ . Характерную глубину затухания  $\alpha$  мы найдем из прямого моделирования оптимизированной на максимум коэффициента отражения структуры с типичными переходными областями на интерфейсах [36, 44, 45]. Ниже, на рис. 1.3, приведено распределение интенсивности поля по глубине структуры, рассчитанное в программе IMD [24] для всех трех МРЗ на соответствующих длинах волн. В соответствии с этими распределениями были подобраны следующие длины экстинкции для интенсивности поля:  $\alpha(\text{Mo/Si}) = 54.5$  нм,  $\alpha(\text{La/B}) = 124.5$  нм,  $\alpha(\text{Cr/Sc}) = 129.35$  нм.

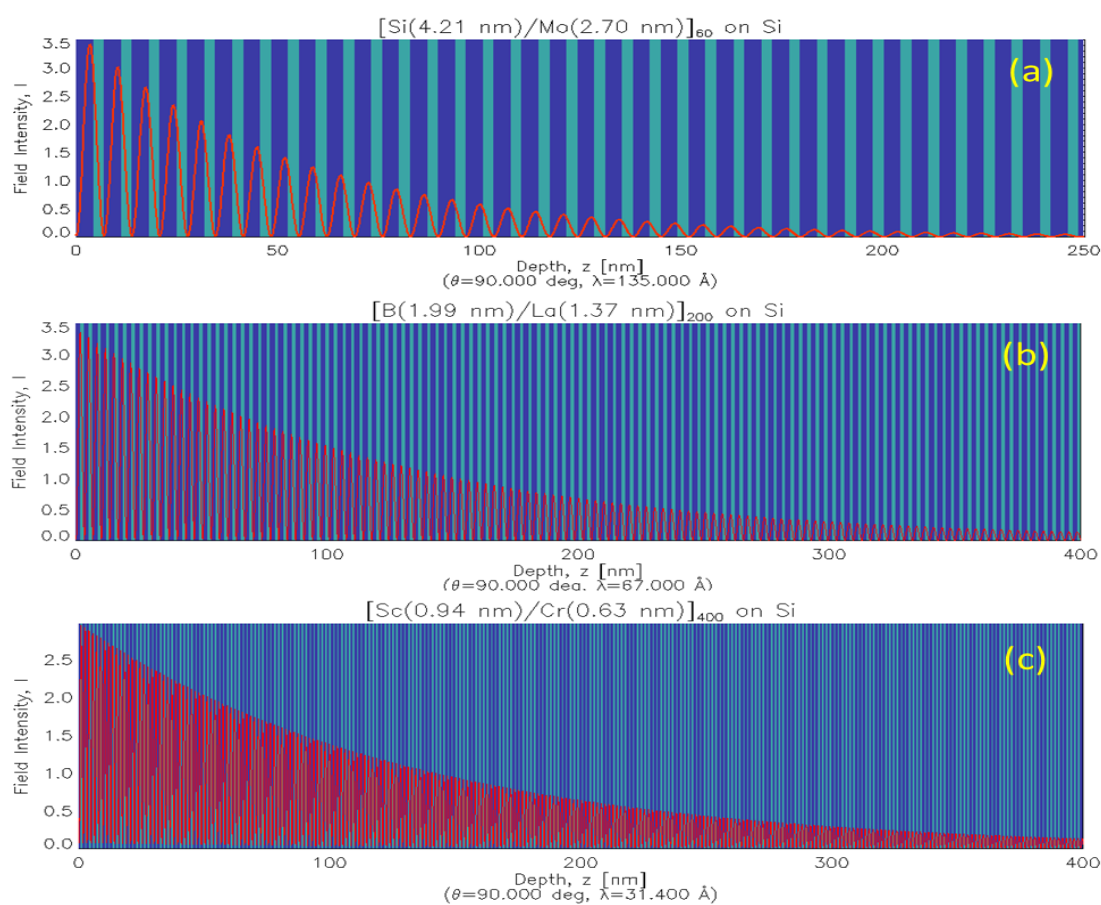


Рис. 1.3. Проникновение поля в оптимизированные МРЗ нормального падения; расчёт в IMD [24]. Красный график – интенсивность поля в единицах интенсивности падающей волны, чередующиеся полосы – слои вещества. (а) – Mo/Si структура с переходными областями  $\sigma(\text{Mo-on-Si})=0.5$  нм,  $\sigma(\text{Si-on-Mo})=0.3$  нм;  $\lambda=13.5$  нм, (б) – La/B структура с  $\sigma(\text{La-on-B})=0.3$  нм,  $\sigma(\text{B-on-La})=0.2$  нм;  $\lambda=6.7$  нм, (с) – Cr/Sc структура с  $\sigma(\text{Cr-on-Sc})=0.2$  нм,  $\sigma(\text{Sc-on-Cr})=0.1$  нм;  $\lambda=3.14$  нм.

Теперь, считая, что интенсивность рассеяния зависит лишь от интенсивности поля на интерфейсах, сложим «амплитуды» всех рассеянных полей с соответствующими фазовыми добавками, связанными исключительно с разностью оптических путей до разных границ.

Сами интерфейсы рассеивают «синфазно», т.е. предполагается полная корреляция рельефа. Рассеяние в геометрии нормального падения проиллюстрировано на рис. 1.4.

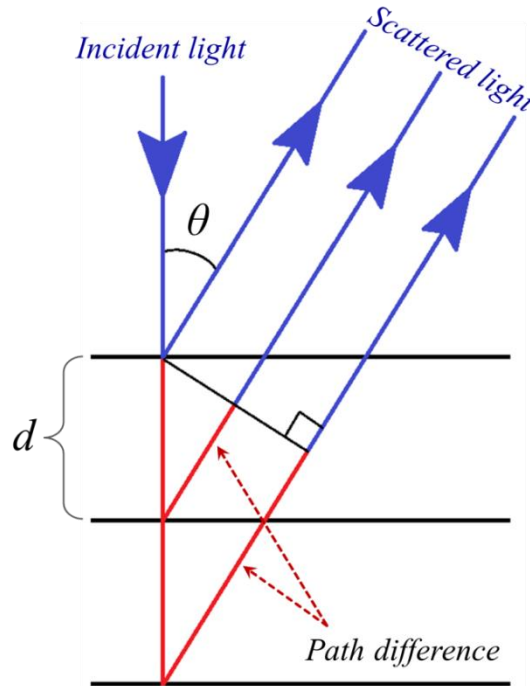


Рис. 1.4. Рассеяние вблизи зеркального направления для МРЗ нормального падения.

Таким образом, выражение для суммарной интенсивности рассеяния в направлении  $\theta$  выглядит так:

$$I_{scat}(\theta) \propto \left( \sum_{n=0}^N A(z_n) \cos[\pi * n * (1 + \cos\theta)] \right)^2 = \left( \sum_{n=0}^N \exp\left(-\frac{\alpha}{2} * d * n\right) \cos[\pi * n * (1 + \cos\theta)] \right)^2 \quad (1.2)$$

где  $d$  – период структуры,  $N$  – число периодов,  $A(z_n)$  – амплитуда поля на  $n$ -й границе,  $\alpha$  – глубина проникновения поля. Для простоты мы предположили, что каждый период содержит только один рассеивающий интерфейс. На самом деле таких интерфейсов должно быть не менее двух, а их вклад сильно зависит от расположения в узле или пучности стоячей волны. Также выражение (1.2) не учитывает поглощение рассеянного излучения, выходящего из толщи структуры. Тем не менее, для оценок достаточно простой модели.

Подставим в выражение (1.2) экстинкцию и период рассматриваемых МРЗ, а число периодов  $N$  будем полагать достаточно большим, чтобы волна успела полностью затухнуть, не дойдя до подложки (т.е.  $N \rightarrow \infty$ ). Графики нормированных зависимостей  $I_{scat}(\theta)$  приведены на рис. 1.5.  $\theta_{max}(\text{Cr/Sc})=2.85^\circ$ ,  $\theta_{max}(\text{La/B})=4.3^\circ$ ,  $\theta_{max}(\text{Mo/Si})=9.35^\circ$  по высоте 0.5. Из соотношения

$$v = \frac{1}{\lambda} |\sin\theta_0 - \sin\theta| \quad (1.3)$$

где  $\theta_0$  и  $\theta$  – углы падения и рассеяния, отсчитываемые от нормали, а  $\nu$  – частота пространственной гармоники рельефа, найдем максимальную пространственную частоту, которая рассеивает излучение на рабочей длине волны в пределах указанного угла:  $\nu_{max}(\text{Cr/Sc})=15.8 \text{ мкм}^{-1}$ ,  $\nu_{max}(\text{La/B})=11.2 \text{ мкм}^{-1}$ ,  $\nu_{max}(\text{Mo/Si})=12 \text{ мкм}^{-1}$ .

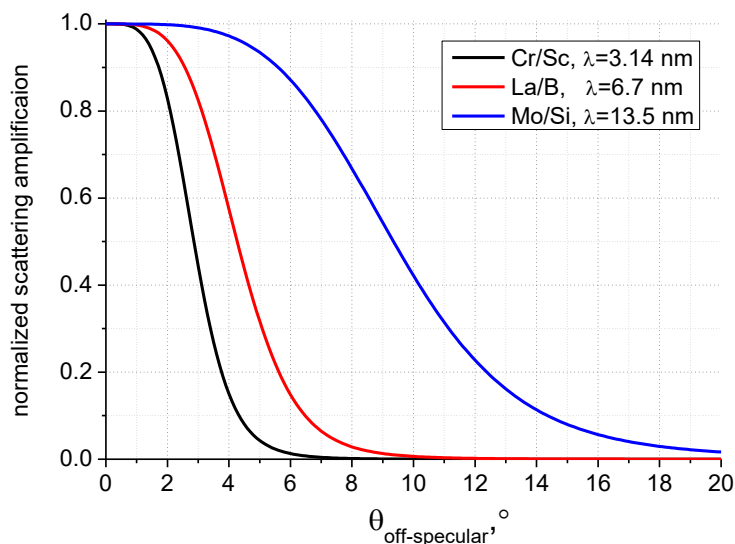


Рис. 1.5. Зависимость интерференционного усиления от угла рассеяния вблизи зеркального отражения для трех МРЗ нормального падения на соответствующих длинах волн. Каждый график нормирован на свой максимум.

Как видно, СШ целиком лежит внутри усиливаемого диапазона. Таким образом, деструктивный эффект среднечастотных шероховатостей в МРЗ усугубляется их полной корреляцией по глубине и интерференционным усилением. Поэтому ключевой проблемой оптики дифракционного качества для МР и ЭУФ диапазона является разработка новых методов полировки подложек, обеспечивающих ангстремную шероховатость в среднечастотном диапазоне. Основой этих технологий должна стать адекватная метрология.

## 1.2 Методы изучения среднечастотной шероховатости

В настоящее время для измерений СШ применяется диффузное рассеяние рентгеновского излучения (ДРРИ) с длиной волны 0.154 нм [14, 46], атомно-силовая микроскопия [15] и интерферометрия белого света [16]. В силу различающихся физических принципов работы каждый из методов имеет свои частотные ограничения. В частности, диапазон, доступный ДРРИ, ограничен со стороны низких пространственных частот близостью к зеркальному пику отражения, не позволяющей отделить зеркальное отражение «хвостов» зондового пучка и собственно диффузное рассеяние. Как правило, минимальная детектируемая пространственная частота составляет около  $10^{-2} \text{ мкм}^{-1}$  [17]. С практической точки зрения

главным недостатком ДРРИ является то, что из-за маленьких углов падения этот метод не может применяться для изучения криволинейных поверхностей. Наблюдаемый в [18] эффект шепчущей галереи на криволинейных поверхностях действительно усиливает влияние шероховатости на зеркальный пик отражения, однако это влияние является интегральной характеристикой, не несущей информации о частотных свойствах шероховатости поверхности.

Тем не менее, ДРРИ можно отнести к «первопринципным» методам, и в ряде работ, например [14], при изучении плоских подложек он рассматривается как эталонный метод, а результаты измерений шероховатости, полученные другими методами, обязательно сравниваются с данными ДРРИ.

Атомно-силовая микроскопия, главным образом, предназначена для изучения шероховатостей высокочастотного диапазона, с латеральными размерами от размера атома до нескольких микрометров. Тем не менее, в последнее время выпускаются АСМ, имеющие максимальный кадр изображения до 100 и более мкм [47]. Более того, благодаря прогрессу в технологии сшивки кадров, производители АСМ сообщают о размерах полного кадра изображения до нескольких сотен мкм [48].

Тем не менее, приведенные в работе [19] результаты систематических исследований подложек с различным качеством полировки продемонстрировали ряд проблем. Первая проблема заключается в том, что, несмотря на широкий спектр представленных на рынке АСМ, позволяющих изучать образцы с размерами от единиц миллиметров до десятков сантиметров, строго говоря, прибор, специально предназначенный для изучения оптических элементов, отсутствует. Существующие микроскопы позволяют изучать, фактически, только плоские поверхности, в то время как для изображающей оптики наибольший интерес представляют кривые поверхности. Проблема заключается в том, что для сохранения субатомного разрешения высот шероховатостей диапазон вертикального перемещения зонда в процессе сканирования по плоскости не должен превышать  $\Delta z=1$  мкм. В случае наклона поверхности по отношению к оси зонда (см. рис. 1.6), диапазон возможного латерального сканирования уменьшается, что приводит к ограничению диапазона регистрируемых пространственных частот шероховатостей. Например, для наклона образца  $3^\circ$  размер кадра не может превышать 19 мкм. Реальная оптика имеет на порядок большие локальные наклоны поверхности. Таким образом, для адекватного применения АСМ стол для исследуемых образцов должен представлять собой гониометр с двухкоординатным сканированием в плоскости XY и наклонами  $\varphi$  и  $\theta$  вокруг осей X и Y. Поэтому на практике приходится использовать нестандартные схемы измерений, например установку головки АСМ на образец, что приводит к большому влиянию вибраций на результаты измерений и риску повреждения

уникальных дорогостоящих подложек, или разрабатывать специальные гониометры, не в полной мере интегрированные в прибор, например [49].

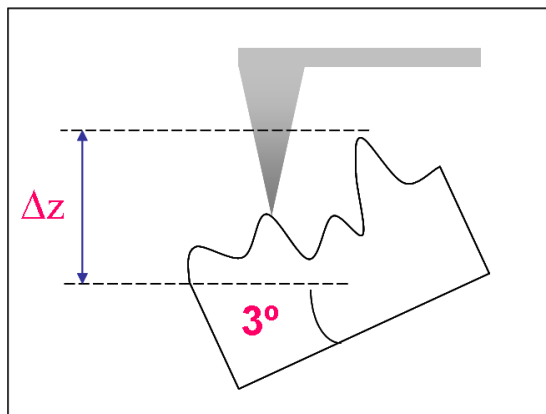


Рис. 1.6. Иллюстрация к проблеме применения АСМ для изучения кривых поверхностей изображающей оптики [19].

Фундаментальным ограничением возможностей АСМ является нелинейность движения сканера. На рис. 1.7 приведено АСМ изображение суперполированной кварцевой подложки, кадр  $30 \times 30$  мкм, и его сечение (справа), взятое из [19]. На рисунке чётко видна волна с амплитудой около 0.3 нм и периодом 20 мкм. Шероховатость этой подложки, измеренная на кадре  $2 \times 2$  мкм, т.е. мелкомасштабный профиль вокруг огибающей, оказалась менее 0.1 нм. Эффективная шероховатость по всему кадру составила около 0.2 нм.

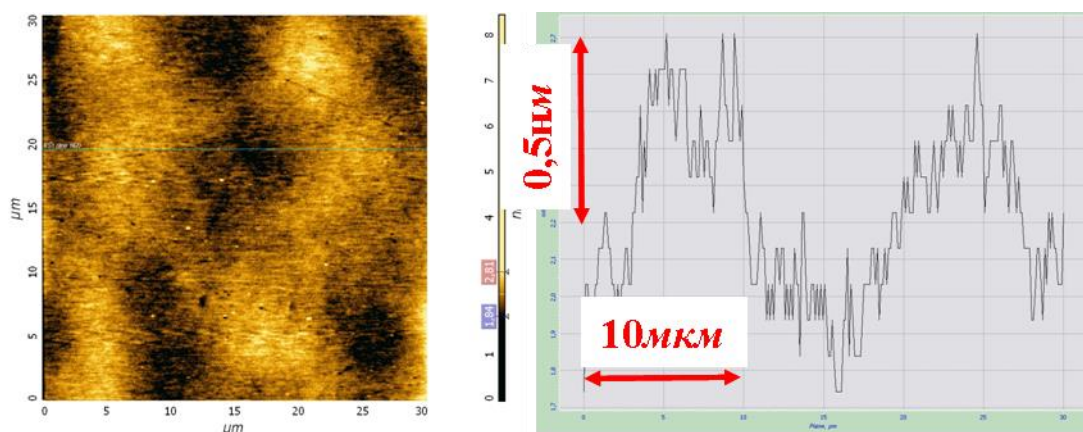


Рис. 1.7. АСМ-изображения поверхности суперполированной кварцевой подложки: кадр  $30 \times 30$  мкм (слева) и его сечение (справа) [19].

В действительности эта волна – не свойство поверхности, а свойство сканера атомно-силового микроскопа. Она наблюдается на других подложках, например на Cr/Sc многослойной структуре, нанесенной на суперполированную кремниевую пластину (рис. 1.8). При этом можно видеть, что из-за большей шероховатости подложек, эффективная

шероховатость которых составляет около 0.3 нм, эта волна становится менее заметной. То, что это свойство сканера подтверждается и тем, что эта волна не изменяется при повороте детали на 90°.

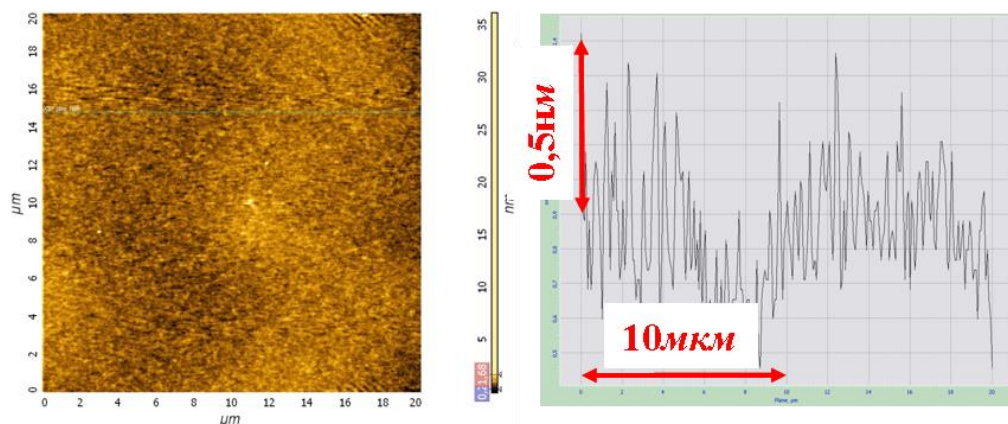


Рис. 1.8. АСМ изображения поверхности Cr/SiC многослойной структуры, нанесенной на суперполированную кремниевую подложку, кадр 20×20 мкм (слева) и его сечение (справа). Эффективная шероховатость по кадру более 0.3 нм.

Понятно, что учёт подобной нелинейности для ее последующего вычитания из экспериментального кадра представляет собой серьезнейшую проблему, так как из приведенной выше оценки следует, что критическими являются волны с субангстремными амплитудами. То, что такие волны могут быть не только ошибками измерения, а вполне реальным рельефом, было показано в ряде работ [50, 51](рис. 1.9). Их регистрация стала возможной только благодаря превышению амплитуды рельефа над нелинейностью сканера. При практическом применении метода АСМ необходимо учитывать эти ограничения для оценки адекватности результатов измерений.

Наибольшее распространение для измерения рельефа среднечастотного диапазона, с диапазоном пространственных частот  $10^{-3}$ – $1$  мкм<sup>-1</sup>, получили интерферометры белого света, или оптические интерференционные микроскопы (ОИМ). При этом утверждается о достижении точности измерений на ангстремном и даже субангстремном уровне по высоте рельефа. Достаточно подробно принцип работы этого типа интерферометра описан в [16]. Так как латеральное разрешение микроскопа ограничено длиной волны света и составляет около 1 мкм, а поле зрения простирается до единиц миллиметров, то часто этот инструмент рассматривают как естественное продолжение АСМ, а задача аттестации сверхгладких оптических поверхностей рассматривается как уже решенная. Можно найти ряд работ, например [20, 52], где показано хорошее совпадение данных измерений шероховатости, полученных различными методами, на основании чего делается вывод об адекватности данной методики.

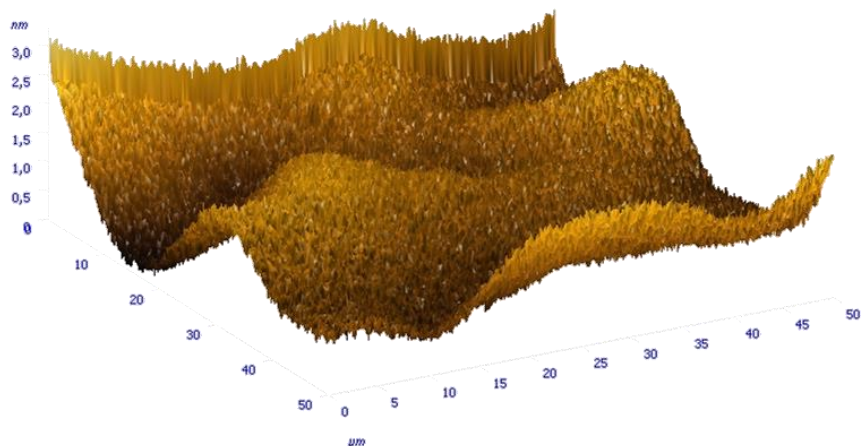


Рис. 1.9. АСМ изображение поверхности кремния после ионно-пучкового травления. Размер кадра 50×50 мкм. Амплитуда волны около 1 нм.

Однако авторы работ [17] показывают наличие проблемы с аттестацией сверхгладких поверхностей этим методом. На рис. 1.10(a) приведены измеренные с помощью атомно-силового микроскопа PSD-функции (Power Spectral Density) трех кремниевых образцов. Образец под номером 4 был подвергнут травлению ионами аргона. После травления шероховатость поверхности резко ухудшилась, и на ней сформировались субмикронные поры, чётко видимые на АСМ изображении (в центре). С точки зрения ОИМ (рис. 1.10(b)) мы видим, что образцы имеют абсолютно одинаковую поверхность. В эксперименте использовался ОИМ Talysurf CCI 2000.

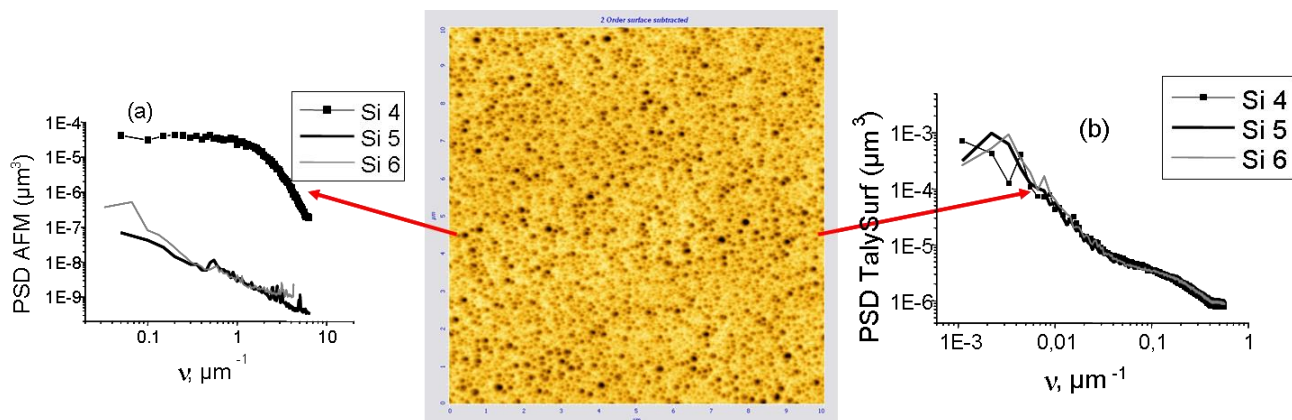


Рис. 1.10. (a) – PSD-функции шероховатостей трех образцов кремния, измеренные с помощью АСМ, (b) – PSD с интерференционного микроскопа Talysurf CCI 2000. Согласно АСМ, шероховатость у образца №4 на порядок выше, в то время как для ОИМ все образцы имеют одинаковую шероховатость.

Полученный результат также подтверждается в совместном эксперименте ИФМ РАН и Rigaku Innovative Technologies по изучению подложек из плавленого кварца. На рис.1.11 кривая 1 (красная) соответствует измерениям, сделанным в ИФМ РАН с помощью АСМ и



ДРРИ. Кривые 2-8 соответствуют PSD-функциям шероховатостей, измеренным с помощью ОИМ Zygo (3-8) и АСМ (2) в Rigaku Innovative Technologies. Кривые 3-8 получены с различными объективами. Видно, что результаты измерений проведенных с помощью АСМ и ДРРИ в обеих лабораториях прекрасно совпадают друг с другом, в то время как измерения на интерференционном микроскопе, сделанные на одном и том же приборе, с одним и тем же эталоном, но с различными объективами, сильно различаются. Надежное совпадение диффузного рассеяния и АСМ с данными ОИМ Zygo наблюдается только при частотах порядка  $10^{-2} \text{ мкм}^{-1}$ .

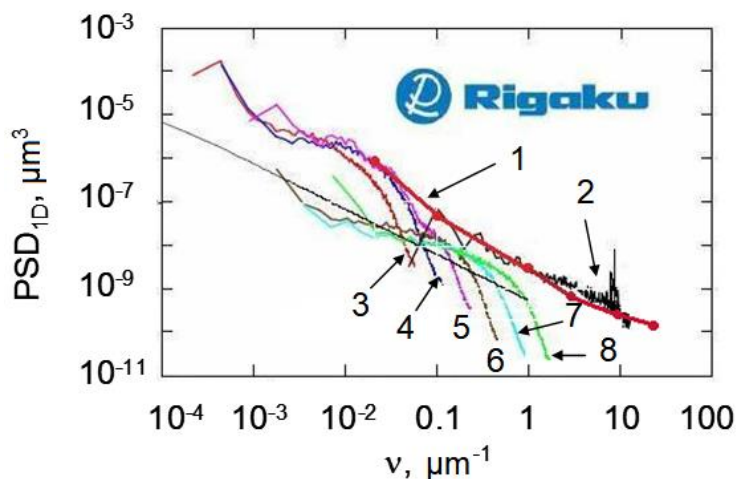


Рис. 1.11. Одномерные PSD-функции SiO<sub>2</sub> подложек, измеренных в ИФМ РАН (1) и в Rigaku (2-8) различными методами: (1) – ДДРИ и АСМ; (2) – АСМ; (3) – ОИМ Zygo с увеличением 1.25x, (4) – 2.5x, (5) – 5x, (6) – 10x; (7) – 20x, (8) – 40x.  $\mu\text{m}$

Основными причинами ошибок измерений с помощью микроинтерферометра белого света являются несколько факторов. Во-первых, наличие эталонной поверхности, качество которого требует независимой аттестации с целью вычитания вносимых им ошибок, что само по себе предполагает наличие некоего референтного метода. Для примера на рис. 1.12 и рис. 1.13 приведены результаты исследований шероховатости эталона, которым комплектуется ОИМ Talysurf CCI 2000. Согласно документации на прибор, эталон представляет собой подложку из кремния, на которой методом CVD (chemical vapor deposition) нанесен также слой карбида кремния толщиной 1 мкм. Как видно из рис. 1.12, на котором приведена угловая зависимость коэффициента отражения рентгеновского излучения с длиной волны 0.154 нм, на поверхности эталона имеется слой глубиной около 5 нм с пониженной плотностью, около  $2 \text{ г/см}^3$ . При этом наилучшее совпадение расчётной и измеренной кривых отражения достигается при эффективных шероховатостях границ 0.4 и 1.2 нм. Результаты измерений эталона методами АСМ, ДРРИ и ОИМ приведены на рис. 1.13. Эффективная шероховатость поверхности в

частотном диапазоне  $10^{-2}$ – $60 \text{ мкм}^{-1}$  составила около  $0.9 \text{ нм}$ ! Это очень далеко от заявленных характеристик прибора.

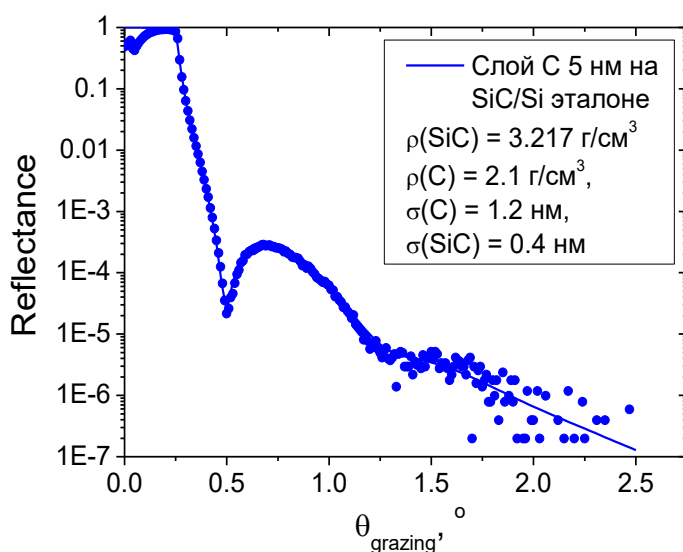


Рис. 1.12. Угловая зависимость коэффициента отражения рентгеновского излучения с длиной волны  $0.154 \text{ нм}$  от эталона ОИМ Talysurf CCI 2000. Символы – эксперимент, сплошная линия – расчёт.

Вторым основным источником погрешности измерений с помощью ОИМ является наличие большого числа оптических элементов, через которые проходят рабочий и эталонный фронты. Несмотря на то, что «клин» между фронтами мал, и фронты идут по слабо различающимся путям, тем не менее, как было показано в ряде работ по интерферометрии с дифракционной волной сравнения, например [53], этого достаточно чтобы они приобрели неконтролируемые набег фаз на нанометровом и субнанометровом уровне.

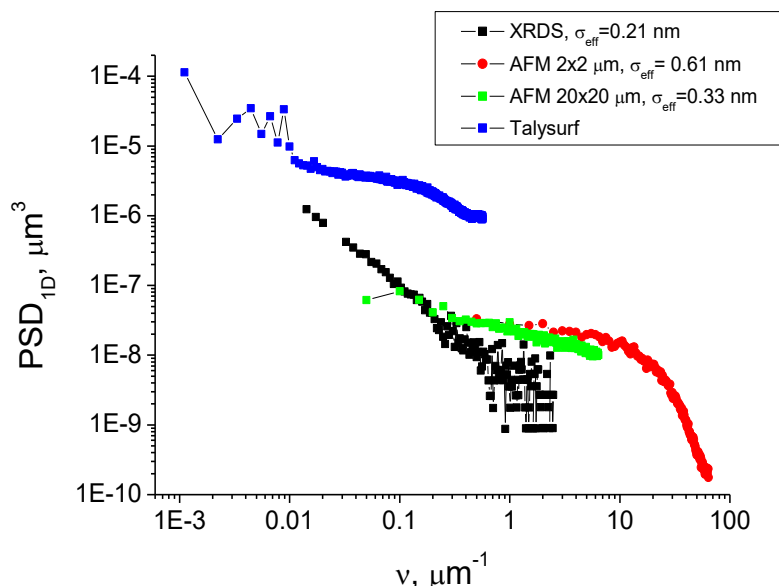


Рис. 1.13. PSD-функции шероховатостей эталона ОИМ Talysurf CCI 2000 измеренные методами АСМ, ДДРИ и ОИМ. Эффективная шероховатость поверхности в частотном диапазоне  $10^{-2}$ – $60 \text{ мкм}^{-1}$  составила около  $0.9 \text{ нм}$ .

Таким образом, создание альтернативного метода изучения шероховатостей среднечастотного диапазона является крайне актуальным для разработки методов изготовления оптики дифракционного качества для рентгеновского диапазона.

### **1.3 Методы диагностики строения МРЗ по данным рентгеновского отражения**

Одной из ключевых задач современной многослойной рентгеновской оптики является расширение диапазона длин волн, для которого возможно создание высокоотражающих многослойных зеркал нормального падения и увеличение их коэффициентов отражения. Решение этих задач предполагает расширение класса напыляемых материалов МРЗ, в том числе и химически активных; широкое использование так называемой технологии “interface engineering” (инженерия межслоевых границ); развитие комплексных методов напыления. Необходимым условием для успешного выполнения этих работ является адекватная диагностика внутренней структуры МРЗ: точное знание толщин напыляемых плёнок, ширины и формы профиля переходных областей, шероховатостей и плотностей плёнок. Как правило, эта задача решается с применением комплекса методов, таких как рентгеновская рефлектометрия, электронная микроскопия поперечных срезов, широкоугольная рентгеновская дифракция, различные виды рентгеновской абсорбционной спектроскопии, вторично-ионная масс-спектрометрия и многие другие. Однако ведущая роль в этом комплексе методов принадлежит рентгеновской рефлектометрии.

Рефлектометрические измерения – одна из стандартных и широко используемых техник для контроля слоистых наноструктур [21]. Скорость и простота проведения измерений на лабораторных дифрактометрах, а также чувствительность метода к отличиям в толщинах плёнок на уровне ангстрем во многом обуславливают популярность этого инструмента.

Большой проблемой оказывается интерпретация полученных данных и реконструкция профиля диэлектрической проницаемости образца. За десятилетия существования метода рентгеновской рефлектометрии было разработано немало как аналитических, так и численных способов извлечения информации о структуре тонкоплёночных покрытий из рефлектометрических данных [22, 23].

На данный момент основным методом анализа рефлектометрических кривых является построение модели структуры на основе априорной информации и общефизических соображений и численная подгонка параметров, таких как толщины, плотности слоёв, эффективные шероховатости и переходные слои интерфейсов [24, 25, 54]. Модель интерфейсов при этом жёстко задана. Очевидно, что такой подход может быть оправдан только если априорная модель достаточно хорошо описывает структуру. Обнаружение новых

и исследование малоизученных особенностей в распределении вещества при такой постановке задачи затруднено или вообще невозможно.

Несколько менее распространенный класс методов реконструкции плёночных покрытий – т.н. «безмодельные» численные методы [26–28]. Понятно, что какая-либо физическая модель среды есть всегда, поэтому под «безмодельностью» здесь и далее понимается отсутствие ограничений на конкретный вид (т.е. конкретную функциональную зависимость) профиля диэлектрической проницаемости от глубины. Подавляющее большинство безмодельных подходов успешно используются для анализа приповерхностных слоёв жидкостей и тонких плёнок, содержащих малое число слоёв [29–31]. Такое нишевое применение безмодельных алгоритмов связано с сильной неоднозначностью обратной задачи, быстро растущей по мере усложнения анализируемых структур [23, 27].

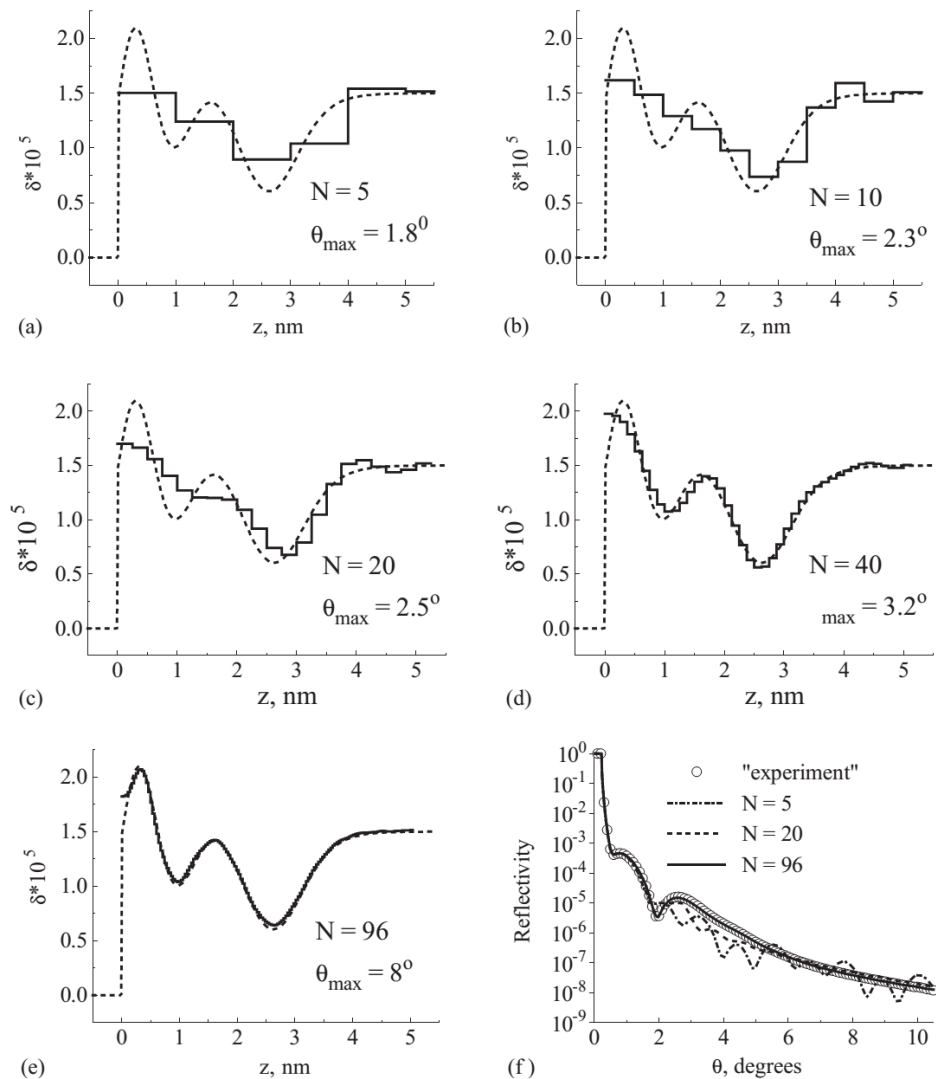
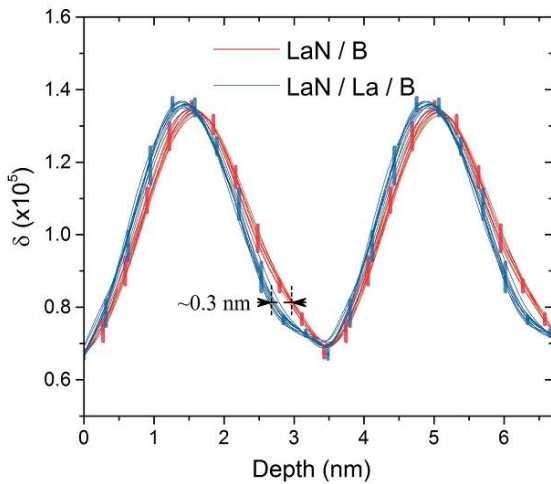


Fig. 4. The initial (dashed curve) and the reconstructed (solid curve) profile of the dielectric constant (a–e). When processing, the reflectivity curve in a limited range of the grazing angle  $\theta \leq \theta_{\max}$  was taken into account. The value of  $\theta_{\max}$ , as well as the number of sub-layers  $N$ , which is necessary to describe the reflectivity curve, are indicated in the figures. The “experimental” and the calculated (at different  $N$ ) reflectivity curves are shown in (f).

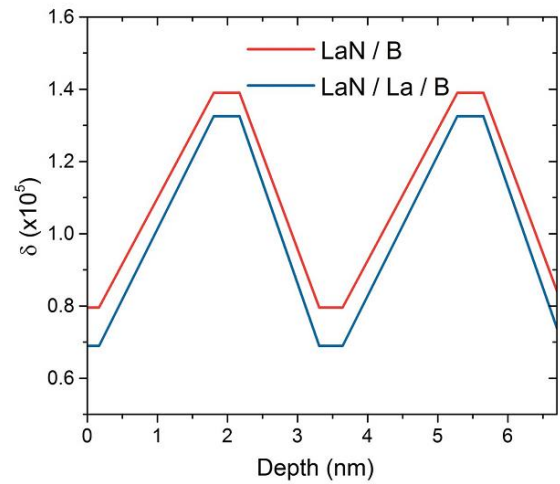
Рис. 1.14. Пример итерационной численной реконструкции профиля модельной структуры по глубине по мере увеличения числа слоёв в разбиении. Рисунок взят из [27].

Для многослойных интерференционных структур (таких как периодические зеркала для экстремального ультрафиолетового диапазона, представление в виде простой модели – традиционный и, в некотором смысле, естественный подход. Дело в том, что коэффициент отражения от периодической бинарной структуры с резкими границами может быть найден в аналитической форме [32, 33]. При использовании модели размытия границ в ряде случаев могут быть использованы модифицированные коэффициенты отражения от каждой границы раздела сред. Наиболее известные такие поправки – факторы Нево-Кросе и Дебая-Валлера [34], справедливые для переходного слоя в виде функции ошибок *erf*. Для других видов переходных слоёв также могут быть найдены модифицирующие факторы [35]. Использование модифицированных коэффициентов отражения вместо френелевских позволяет использовать аналитическое выражение для расчёта и оптимизации периодических многослойных зеркал. В случаях, когда нельзя вместо учёта «реальных» переходных областей использовать простые модифицирующие множители (например, если размер переходной области сравним с толщиной слоя [36, 37]), производится разбиение профиля на достаточно тонкие слои и делается «честный» расчёт по рекуррентным соотношениям [38].

Таким образом, эта модель позволяет сравнительно просто рассчитывать и анализировать основные особенности коэффициента отражения, такие, как брэгговские пики. Тем не менее, в некоторых задачах этого недостаточно. Например, для описания многослойных периодических зеркал на основе La и В хорошо показала себя модель линейных переходных слоёв между материалами [39, 40]. Но в работе [37] при изучении структур LaN/В и LaN/La/В с толщиной La прослойки 0.3 нм модель линейных переходных слоёв оказалась полностью бесполезна для сравнения профилей поляризуемости слабо различающихся структур, несмотря на более-менее разумное совпадение резонансных пиков отражения. Для этой задачи свою эффективность показала безмодельная реконструкция профиля поляризуемости внутри «элементарной ячейки», оттранслированного на заданной число периодов (см. рис. 1.15).



**Figure 6**  
The multiple  $\delta$  profiles obtained with the free-form approach for LaN/B and LaN/La/B with a 0.3 nm La interlayer. Two consecutive periodic parts are shown. Error corridors for profiles with 11 sublayers are added.



**Figure 7**  
The  $\delta$  profiles obtained with the model-based approach for LaN/B and LaN/La/B with a 0.3 nm La interlayer. Two consecutive periodic parts are shown.

Рис. 1.15. Сравнение профилей поляризуемости МРЗ LaN/B и LaN/La/B с толщиной La прослойки 0.3 нм, найденных с помощью безмодельной реконструкции (Figure 6) и в модели линейных слоёв (Figure 7). Рисунок взят из [37].

Но эта методика более сложна в реализации, требует больше времени для вычислений, а также требует большей аккуратности от исследователя в процессе реконструкции из-за необходимости дополнительной регуляризации задачи. Поэтому поиск новых подходов к решению обратной задачи рефлектометрии является крайне актуальным.

## 1.4 Высокотражающие зеркала ЭУФ диапазона для фотолитографии и астрономии

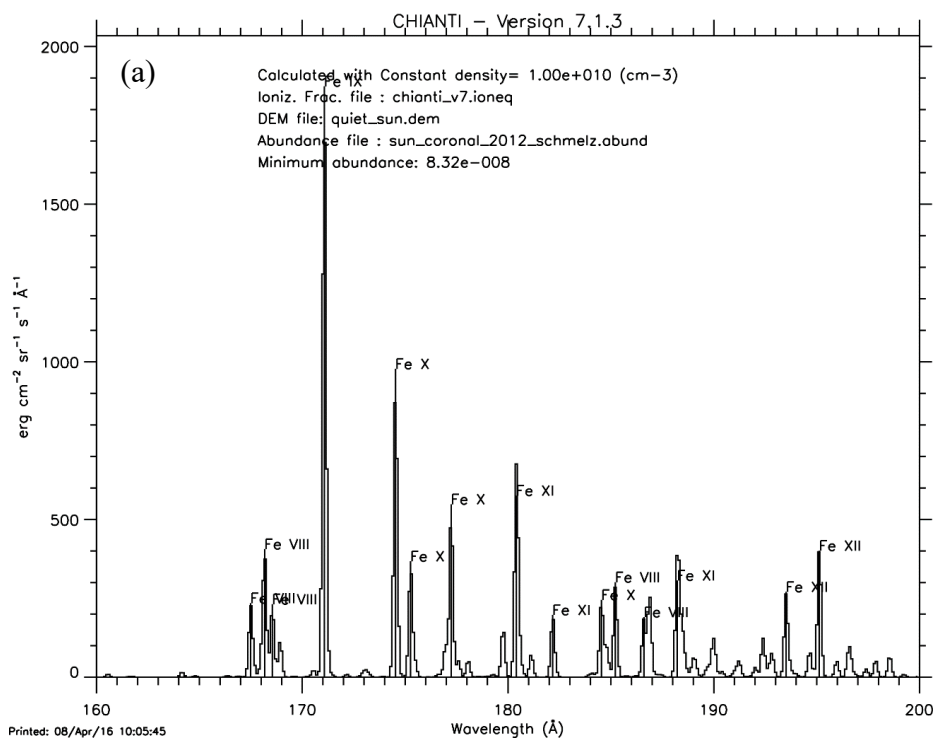
### 1.4.1 Зеркала для астрономии Солнца в окрестности длины волны 17 нм

Один из наиболее информативных спектральных диапазонов излучения Солнца находится в окрестности длины волны 17 нм. Здесь располагаются множество линий ионов железа, в частности, линии излучения ионов FeIX ( $\lambda=17.1$  нм) и FeX ( $\lambda=17.4-17.7$  нм, см. рис. 1.16) [55]. Их регистрация используется для обнаружения активных областей короны, ответственных за формирование микровспышек [56], которые являются одним из самых мелкомасштабных процессов энерговыделения в атмосфере Солнца. Их природа и происхождение остаются предметом научных исследований и дискуссий. Для решения этой проблемы в настоящее время разрабатываются обсерватории «ARCA» и «KORTES», которые должны обеспечивать рекордно высокое пространственное, спектральное и временное разрешение [57].

Спектральное и временное разрешение телескопа напрямую зависят от оптических характеристик МРЗ, входящих в его схему. Основной вклад в спектральное разрешение приборов ( $\Delta\lambda_{tel}$ ) вносит полоса пропускания МРЗ ( $\Delta\lambda_{mirr}$ ), измеряемая по уровню 1/2 от максимума спектральной зависимости коэффициента отражения (FWHM, full width at half

maximum). Численное выражение связи между  $\Delta\lambda_{tel}$  и  $\Delta\lambda_{mirr}$  определяется количеством зеркал в схеме телескопа. Например, для двухзеркальной схемы Ричи-Кретьена, используемой в вышеупомянутых телескопах,  $\Delta\lambda_{tel} = \Delta\lambda_{mirr} / \sqrt{2}$ . Требования к  $\Delta\lambda_{tel}$  определяются взаимным расположением изучаемой линии солнечного спектра и ближайших к ней по длине волны побочных линий, попадание сигнала от которых на детектор необходимо минимизировать.

### Спокойное Солнце



### Вспышка

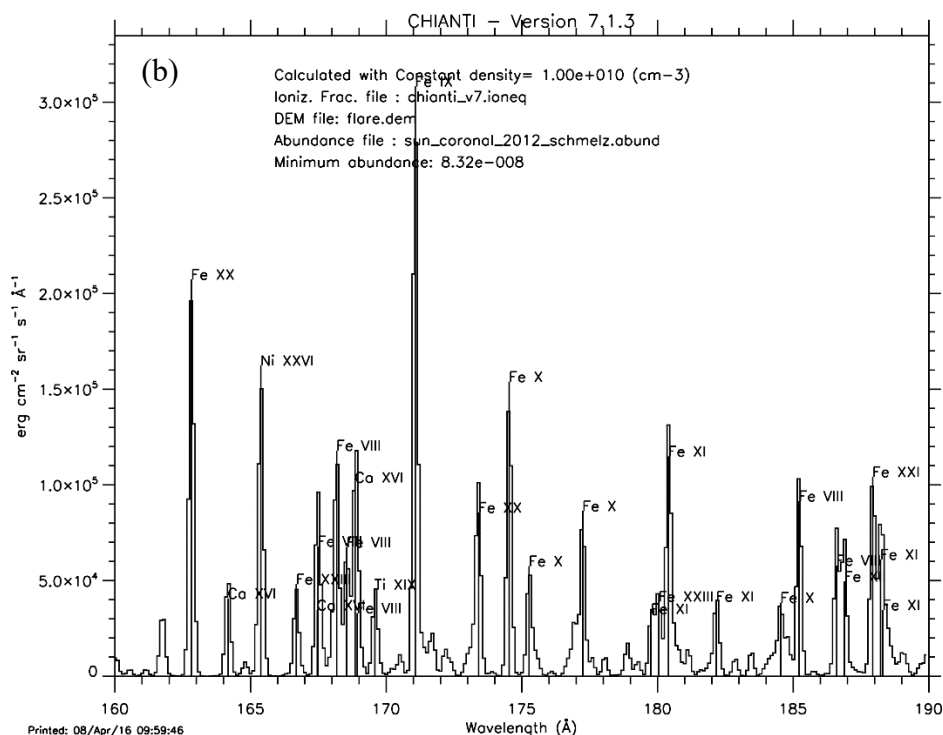


Рис. 1.16. Расчётный спектр солнечной короны

Временное разрешение определяется временем накопления числа фотонов, необходимого для качественного изображения. В случае двухзеркальной схемы телескопа, временное разрешение зависит как квадрат от величины пикового коэффициента отражения МРЗ. Как правило, уменьшение  $\Delta\lambda_{\text{mirr}}$  достигается путем уменьшения доли сильнопоглощающего материала в МРЗ. Это всегда сопровождается значительным снижением коэффициента отражения от структуры и, соответственно, временного разрешения. Одним из способов решения этого противоречия является поиск новых материалов для МРЗ.

Традиционно в этой области используются Mo/Si, Si/Al и Zr/Al МРЗ [58–60]. В данной диссертации, в качестве альтернативы изучаются МРЗ на основе пары Be/Al, которая ранее не исследовалась.

Для создания узкополосных МРЗ, оптимизированных на  $\lambda \sim 17$  нм, в качестве слабопоглощающего (spacer) материала оптимальным является алюминий,  $L$ -край поглощения которого соответствует длине волны  $\lambda_L = 17.04$  нм. Его высокая прозрачность на рабочей длине волны влечёт за собой увеличение глубины проникновения излучения в структуру, рост числа отражающих границ раздела и, как следствие, сужение спектральной полосы пропускания зеркала. Выбор контрастного (рассеивающего) материала, должен основываться на анализе оптических свойств перспективных материалов. На рис. 1.17 приведены дисперсионные добавки  $\delta$  и мнимые части  $\gamma$  ( $\epsilon = 1 - \delta + i\gamma$ ) диэлектрических проницаемостей наиболее перспективных материалов, способных составить пару с алюминием, в зависимости от длины волны. Оптические константы, использованные в расчёте и далее по тексту, взяты из [61].

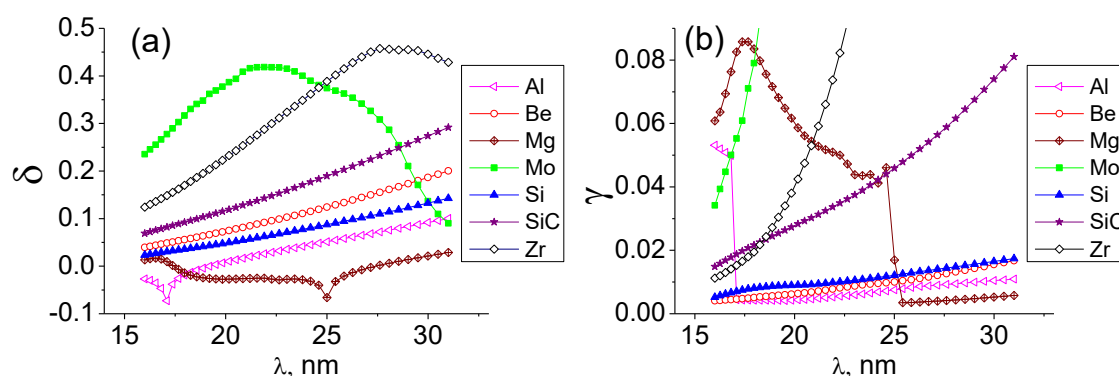


Рис. 1.17. Действительные (а) и мнимые (б) части отклонения диэлектрической проницаемости от единицы, ( $\epsilon = 1 - \delta + i\gamma$ ) для наиболее перспективных материалов.

Традиционно Be рассматривался как спейсер – низкоплотный прозрачный материал с диэлектрической проницаемостью, близкой к единице [62, 63] в ЭУФ спектральном диапазоне. Однако в данном случае мы видим уникальное сочетание оптических констант у Be и Al в области  $\lambda > 17$  нм. С одной стороны, наблюдается значительный контраст диэлектрической проницаемости  $\delta_{\text{Be}} - \delta_{\text{Al}} \approx 0.05$ , даже больший, чем  $\delta_{\text{Si}} - \delta_{\text{Al}}$ , что обеспечивает



заметный коэффициент отражения на границе, а с другой, Be имеет наименьшее поглощение (после Al) в интересующем нас диапазоне. Иными словами, мы имеем рассеивающий материал с поглощением спейсера! Все это позволяет ожидать и высоких коэффициентов отражения, и спектральной селективности. Остальные материалы, несмотря на большой оптический контраст с алюминием, имеют слишком большое поглощение  $\gamma$ , что исключает возможность создания узкополосных МРЗ на их основе.

Результаты сравнения отражательных свойств МРЗ, синтезированных и изученных ранее, приведены в таблице 1.1. На рис. 1.18 приводится сравнение потенциальных характеристик Be/Al структур с некоторыми из возможных альтернатив. Расчёты сделаны для «идеальных» структур с резкими границами и толщинами слоёв, оптимизированными на максимум коэффициента отражения.

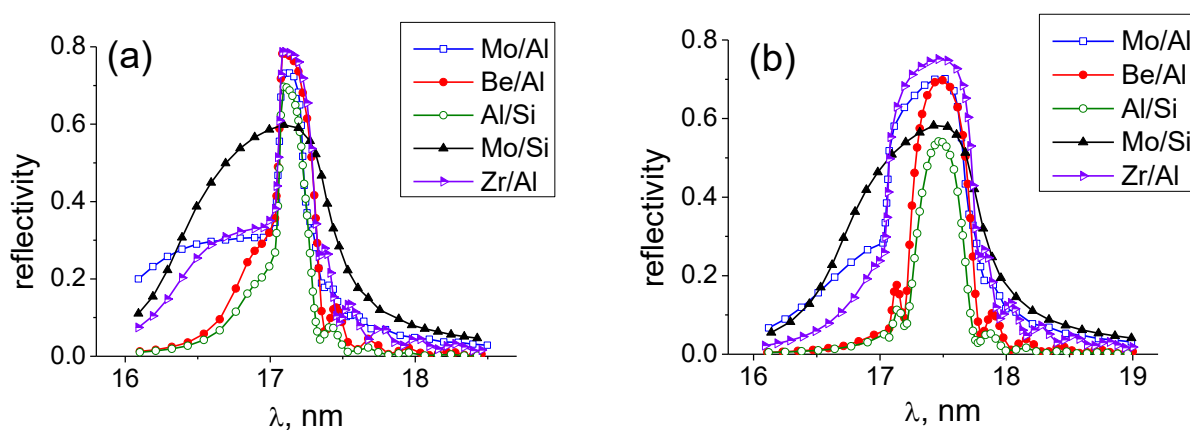


Рис. 1.18. Расчётные спектры отражения 60-периодных МРЗ с резкими границами, оптимизированных для длин волн (а)  $\lambda=17.14$  и (б)  $\lambda=17.5$  нм. Нормальное падение, оптические константы [61].

Таблица 1.1. Параметры существующих МРЗ для спектрального диапазона 17–19.5 нм.

МРЗ	Измеренный $R_{\text{peak}}$ , %	Измеренная $\Delta\lambda_{1/2}$ , нм	$\lambda_{\text{peak}}$ , нм
Mo/Si [58]	36	1.6	19.5
Mo <sub>2</sub> C/Si [64]	52	1	17.3
SiC/Al [65]	37.8	0.31	17.2
Mo/SiC/Al [66, 67]	53.4	0.76	17.5
Mo/B <sub>4</sub> C/Al [66, 67]	55.5	0.875	17.5
Zr/Al [60]	56	0.6	17.1
Si/Al [59]	48	0.32	17.2

Как видно из рис. 1.18, Be/Al структура имеет близкую к Si/Al спектральную селективность при значительно большем коэффициенте отражения и близкий к Zr/Al пиковый коэффициент отражения при существенно лучшей спектральной селективности. Т.е. Be/Al сочетает в себе одновременно рекордные коэффициенты отражения и спектральную селективность. Стоит еще раз оговориться, что почти все имеющиеся структуры позволяют получить аналогичную Be/Al спектральную селективность путем уменьшения доли сильнопоглощающего материала в периоде структуры, но в этом случае, даже теоретически, коэффициент отражения будет существенно ниже, чем у Be/Al.

#### 1.4.2 Зеркала для фотолитографии ЭУФ диапазона

Уже двадцать пять лет одним из важнейших приложений МРЗ является фотолитография в ЭУФ диапазоне (ЭУФЛ) [9, 68]. Выбор рабочей длины волны для конкретной разрабатываемой технологии обуславливается возможностью создания оптических элементов с требуемыми параметрами производительности и пространственного и спектрального разрешения, а также наличием эффективных источников излучения в данном спектральном диапазоне. В действительности только два наиболее перспективных спектральных диапазона рассматривались как имеющие промышленный потенциал в ЭУФЛ: «стронций-бериллиевое окно» (10.5–12.4 нм) и «кремниевое окно» (12.5–14 нм) [63, 69, 70]. Максимальный достигнутый коэффициент отражения Mo/Be МРЗ составил 70.2% на длине волны 11.34 нм, спектральная ширина кривой отражения составила 0.27 нм [63, 71]. Максимальный коэффициент отражения МРЗ на основе Mo/Si составляет 70.15% на 13.5 нм и 70.5% на 13.3 нм при спектральной ширине 0.53–0.56 нм [72] (см. рис. 1.19). В последние годы работы по Mo/Si касались, в основном, изучения процессов роста и формирования переходных областей [73–75], инжиниринга интерфейсов для уменьшения взаимодиффузии материалов [76], повышения устойчивости к нагреву и окислению [77–79] и не привели к повышению коэффициента отражения. Прогресс последних лет в повышении производительности ЭУФЛ связан с увеличением коэффициента конверсии энергии лазерного излучения в ЭУФ и с повышением мощности лазерной системы [80].

С начала 2000-х, когда окончательный выбор между «бериллиевой» и «кремниевой» технологиями ЭУФЛ был сделан в пользу кремния, МРЗ на основе Be практически перестали синтезировать и изучать. Немалую роль в этой стагнации сыграли также жёсткие санитарные требования к оборудованию для работы с Be. В то же время Be является уникальным прозрачным материалом в ЭУФ области на длинах волн >11.1 нм; даже более прозрачным, чем Si в окрестности 13.5 нм согласно [61]. Поэтому потенциал этого материала как

компонента высокоотражающих покрытий для литографии на данный момент далеко не исчерпан [81].

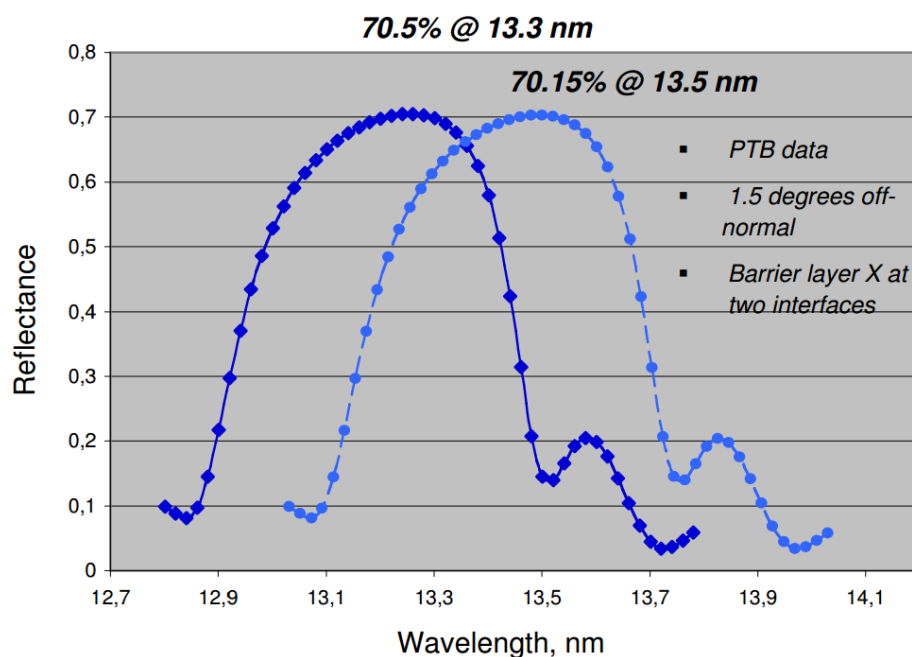


Рис. 1.19. Измеренные спектры отражения 50-периодных Mo/B<sub>4</sub>C/Si/B<sub>4</sub>C МРЗ. Угол падения 1.5° [72].

В работе [11] анализируются перспективы технологий с рабочими длинами волн 6.7, 10.8 и 11.2 нм, которые могут прийти на смену современной 13.5 нм ЭУФЛ. Авторы делают вывод, что технология 11.2 нм с зеркалами на основе Ве по-прежнему является перспективной в качестве ЭУФЛ следующего поколения, благодаря гораздо более высокой производительности, чем в 6.7 нм технологии, и более «чистому» источнику, чем в 13.5 нм технологии, при сравнимой производительности.

Перспективы длины волны 11.2 нм для литографии еще более возросли в связи с работами по безмасочной рентгеновской литографии [82, 83], так как на первое место в этой технологии ставится не производительность литографического процесса, а стоимость оборудования и его пользования. Источник на основе ксенона в области 11 нм имеет максимум конверсионной эффективности близкий к оловянному [11], при этом он намного дешевле и проще в эксплуатации. Поэтому развитие технологии нанесения и оптимизации отражающих покрытий в окрестности К-края поглощения Ве представляет значительный интерес в настоящее время.

## **Глава 2. Обнаружение среднечастотных шероховатостей методом интерферометрии с дифракционной волной сравнения**

В этом разделе рассматривается возможность применения метода интерферометрии с дифракционной волной сравнения (ИДВС) для наблюдения среднечастотного рельефа. За основу был взят уже существующий интерферометр на основе волоконного источника с субволновой выходной апертурой [84], разработанный в ИФМ для измерения аберраций оптических элементов телескопов и объективов с субнанометровой точностью. Рабочая длина волны интерферометра – 632.8 нм (He-Ne лазер) или 532 нм (вторая гармоника Nd:YAG лазера). Возможна схема работы интерферометра с одним или с двумя источниками. Наличие «идеальной» сферической волны делает удобной работу со сферическими оптическими поверхностями. Поэтому эксперимент предполагал наблюдение вогнутой сферической кварцевой подложки с радиусом кривизны 100 мм, покрытой алюминиевой наноплёнкой для высокого отражения. Проанализирована возможность представления широкого диапазона латеральных масштабов рельефа (диапазон  $\sim 10^3$ ) в виде разложения рельефа по круговым полиномам Цернике, традиционно использующимся для представления аберраций. Также продемонстрировано влияние акустических вибраций и нестабильности мощности источника во времени на результаты измерений.

Результаты, представленные в данной главе диссертационной работы, подробно описаны в авторских публикациях [A2-3, A7, B1-2, B4].

### **2.1 Наблюдение среднечастотного рельефа методом ИДВС**

Схема работы интерферометра приведена на рис. 2.1. Источник эталонной сферической волны 4 освещает изучаемую вогнутую сферическую поверхность 5 и ПЗС-матрицу 8 (через наблюдательную систему (НС)). Эталонная волна отражается от исследуемой поверхности, деформируясь в соответствии с ее формой, фокусируется на плоском зеркале 3 возле источника и, переотразившись от него, попадает на ПЗС-матрицу, где интерферирует с исходным фронтом источника. В результате на экране видна интерференционная картина.

Наблюдательная система 7 нужна для переноса поля с поверхности подложки на ПЗС-матрицу, т.е. она работает в режиме построения изображения. При этом влияние наблюдательной системы на конечную интерферограмму, фактически, сказывается только на латеральном разрешении, а фазовые искажения пренебрежимо малы. Это связано с тем, что эталонный и рабочий фронты проходят практически одинаковые пути через НС и, соответственно, получают одинаковые искажения. Проверяется это экспериментом Юнга с НС в той же самой геометрии, когда вместо рабочего фронта подводится еще один эталонный

источник. Эта карта деформаций, привнесенных НС, позже вычитается из карты поверхности образца.

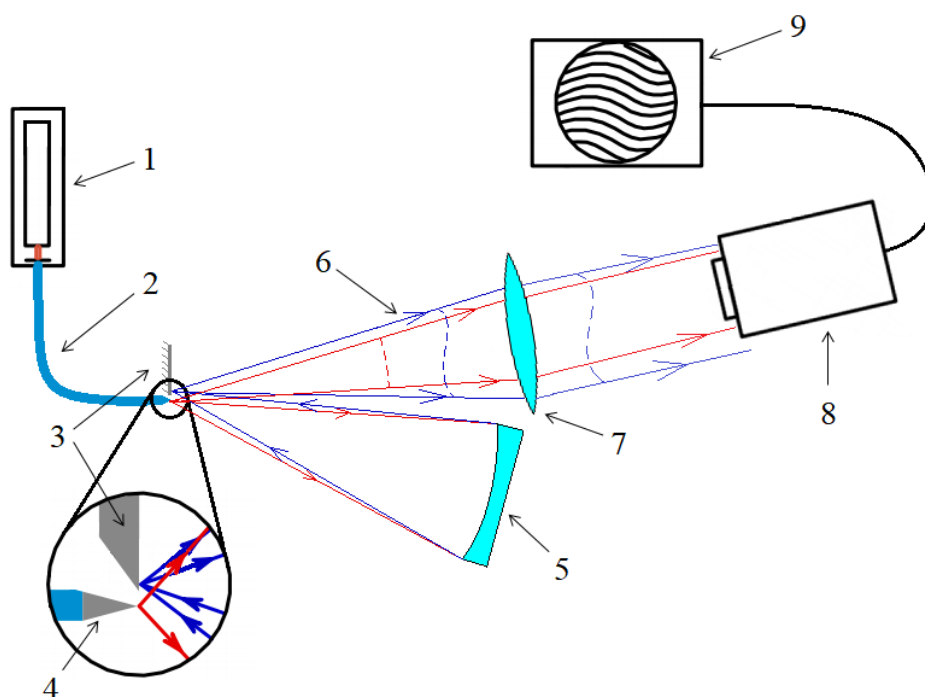


Рис. 2.1. Схема ИДВС с одним источником. 1 – лазер, 2 – оптоволокно, 3 – плоское зеркало, 4 – источник эталонной сферической волны, 5 – изучаемая сферическая подложка, 6 – интерферирующие волновые фронты, 7 – наблюдательная система (НС), 8 – CCD-камера, 9 – компьютер.

Для наблюдения aberrаций, связанных с формой подложек, на ПЗС-матрицу должно попадать изображение всей оптической поверхности, поэтому изначально НС интерферометра была настроена на работу с уменьшением (примерно в  $\sim 10-20$  раз). Для наблюдения СШ с размерами менее 1 мм нужна схема с уменьшением в 1–10 раз. В эксперименте в качестве НС мы использовали плоско-сферическую линзу диаметром 50 мм и с фокусным расстоянием 250 мм. Реальные коэффициенты увеличения составляли 2.8 и 12.5 в двух последовательных измерениях.

Латеральное разрешение интерферометра, по сути, соответствует латеральному разрешению НС. Если в качестве НС использовать объектив дифракционного качества (для рабочей длины волны интерферометра, т.е. видимого света), то его разрешение можно оценить по критерию Рэля для когерентного освещения

$$\frac{0.77 \lambda}{n \sin \alpha} = 5.7 \text{ мкм}, \text{ где } n - \text{показатель}$$

преломления воздуха,  $\alpha$  – половина углового размера линзы с плоскости изображения,  $\lambda$  – рабочая длина волны интерферометра. Поскольку, в конечном счёте, нас интересует такая характеристика рельефа, как PSD шероховатостей, то можно вычислить максимальную

пространственную частоту, которая еще будет передаваться системой. Расчёт дифракционного разрешения проводился вычислением поля по теории дифракции Кирхгофа:

$$U(P) = \frac{-ik}{4\pi} * \frac{\exp(-ikR)}{R} \int_{S_1} A(x,y) \frac{\exp(iks + i\varphi(x,y))}{s} (1 + \cos \chi) dS \quad (2.1)$$

где  $R$  – радиус кривизны подложки,  $A(x,y)$  – заданное распределение амплитуды поля на подложке,  $\varphi(x,y)$  – заданное распределение фазы поля на подложке,  $s$  – расстояние от точки интегрирования до точки  $P$ , в которой вычисляется поле,  $\chi$  – угол между нормалью к подложке в точке интегрирования и направлением на точку  $P$ ,  $U(P)$  – амплитуда скалярного поля. Интегрирование ведётся по всей поверхности подложки. Скалярная теория здесь применима в силу малых числовых апертур оптических элементов ( $NA < 0.05$ ) и почти нормального падения света (углы падения  $< 5^\circ$ ).

Поле  $U(P)$  находилось численно. Задавалось распределение амплитуды и фазы вблизи подложки, вычислялось распределение поля в плоскости изображения, которое для получения интерференционной картины складывалось с полем эталонной волны. Линза в расчётах представлялась как поверхность, на которой к распространяющемуся фронту в каждой точке прибавлялась фаза, пропорциональная квадрату расстояния от этой точки до оптической оси. Обратные расшифровки интерферограмм, полученных в результате этих операций, позволяли проводить сравнение заданных и расшифрованных рельефов и делать предварительные выводы о разрешении метода. В качестве рельефа задавались одномерные синусоиды амплитудой 5 нм с различными периодами. Период, при котором амплитуда восстановленной синусоиды падает в два раза, принимался за дифракционный предел.

Для численных экспериментов параметры расчётной схемы выбирались близкими к параметрам реальной экспериментальной схемы:

- радиус кривизны подложки  $R=100$  мм – такие зеркала используются в увеличительной системе рентгеновского микроскопа
- длина волны света  $\lambda=532$  нм – рабочая длина волны интерферометра
- фокусное расстояние линзы  $F=250$  мм, источник находится в фокусе линзы
- диаметр линзы 50 мм
- расстояние от линзы до матрицы 875 мм

Коэффициент увеличения такой оптической системы равен 2.5 и при размерах ПЗС-матрицы  $5 \times 7$  мм это позволило бы изучать участок поверхности зеркала  $2 \times 2.8$  мм.

На рис. 2.2 приведены примеры одномерного синусоидального рельефа, восстановленного по модельным интерферограммам. При уменьшении периода рельефа падает восстановленная амплитуда и появляется зависимость высоты от координаты  $Y$ , связанная с ошибкой

восстановления (ошибка, связанная с методом расшифровки). Дифракционно разрешаемый период равен 7.5 мкм по критерию двукратного падения восстановленной амплитуды рельефа.

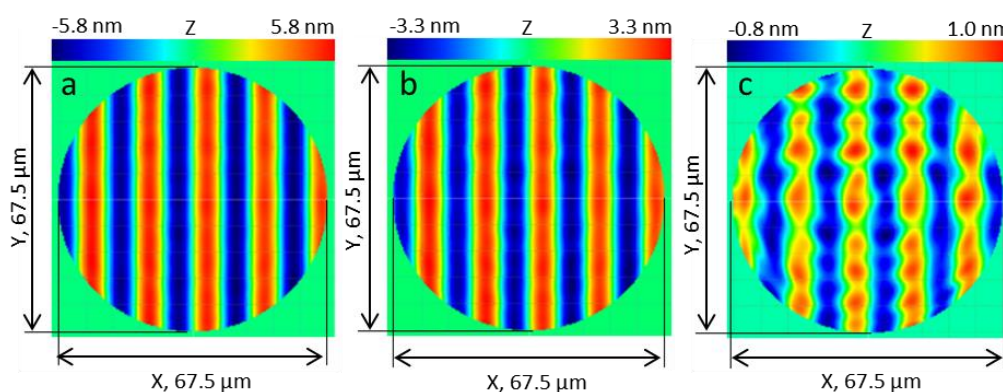


Рис. 2.2. Моделирование разрешающей способности линзы. Период: (a) – 7.7 мкм, (b) – 7.5 мкм, (c) – 7.3 мкм. Исходная амплитуда 5 нм. Восстановленная амплитуда: (a) – 5.8 нм, (b) – 3.3 нм, (c) – 0.9 нм.

Фотография интерферометра приведена на рис. 2.3. Все элементы расположены на оптическом столе с пневматической и пружинной подвеской для виброизоляции, под прозрачным кожухом, защищающим от потоков воздуха. Эксперимент проводился в изолированной комнате с температурной стабилизацией.

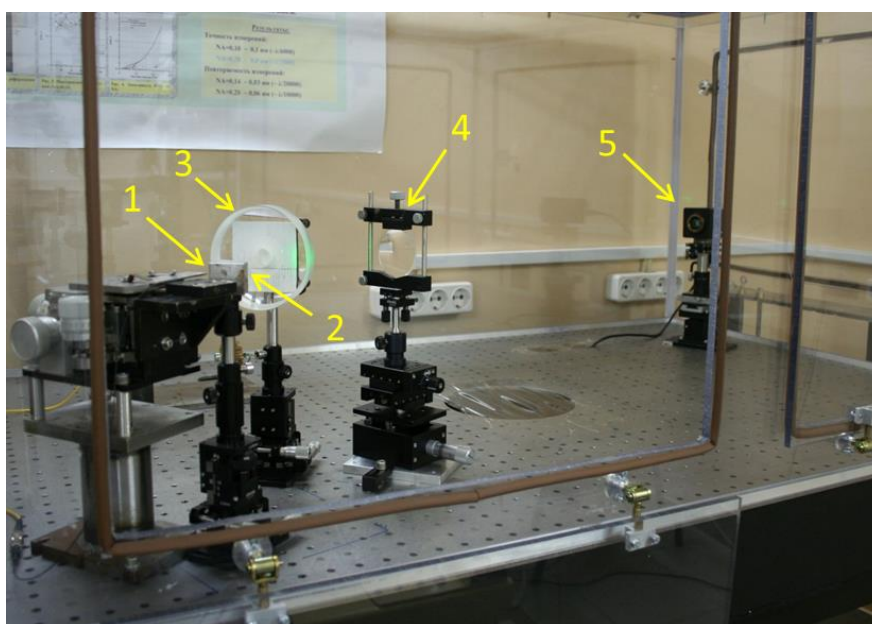


Рис. 2.3. Внешний вид интерферометра с кварцевой подложкой без напыления. 1 – волоконный источник эталонной сферической волны, 2 – плоское зеркало (с обратной стороны), 3 – кварцевая подложка, 4 – изображающая линза, 5 – ПЗС-камера.

Основным методом расшифровки интерферограмм в данном интерферометре являлся т. н. «амплитудный» подход, основанный на анализе количества и формы экстремумов интерференционных полос. Таким образом, информация о реальной форме поверхности

измеряется только в точках экстремумов, форма промежуточных участков восстанавливается в результате аппроксимации поверхности.

В эксперименте по обнаружению СШ интерферометр настраивается таким образом, чтобы на ПЗС-матрице оказалось около 20 интерференционных полос. Это число – компромисс между увеличением числа точек, в которых будет вычислена деформация волнового фронта (чем больше полос, тем лучше) и увеличением точности определения координат этих точек (чем меньше полос, тем лучше). В результате расшифровки интерференционной картины получаем карту деформаций, представленную в виде набора аппроксимирующих функций – полиномов Цернике. Для большей точности проводится аппроксимация карт по нескольким интерферограммам, сдвинутым по фазе друг относительно друга. По карте деформаций строится спектральная функция шероховатости.

На рис. 2.4. представлены типичные интерферограммы, а также найденные карты рельефа двух участков поверхности подложки. Рельеф представлен в виде разложения по круговым полиномам Цернике:

$$\{ R_n^m \cos m\varphi, R_n^m \sin m\varphi, n = 2..68, m = -n..n, m + n \leq 68 \} \quad (2.2)$$

где  $R_n^m(r)$  – собственно полиномы, зависящие от расстояния до центра круга.

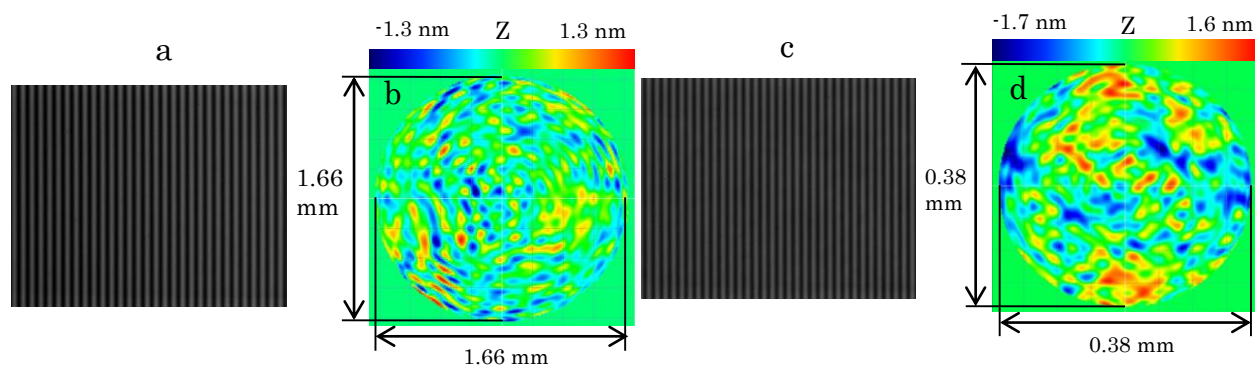


Рис. 2.4. Интерферограммы и восстановленный рельеф двух участков подложки. Карта (b) получена из серии интерферограмм типа (a), коэффициент увеличения НС 2.8. Карта (d) получена из серии интерферограмм типа (c), коэффициент увеличения НС 12.5.

Одномерные PSD вычислялись по квадратным участкам, вписанным в соответствующий круг. На рис. 2.5. приведены спектральные кривые шероховатости подложки, измеренные методами ИДВС и АСМ. Две кривые, лежащие в диапазоне пространственных частот  $0.0017-0.1 \text{ мкм}^{-1}$  получены ИДВС по квадратному участку поверхности со стороной 1.17 мм при коэффициенте увеличения оптической системы 2.8. Они представляют собой усреднённые или по строкам или по столбцам одномерные PSD-функции в двух взаимно перпендикулярных направлениях.



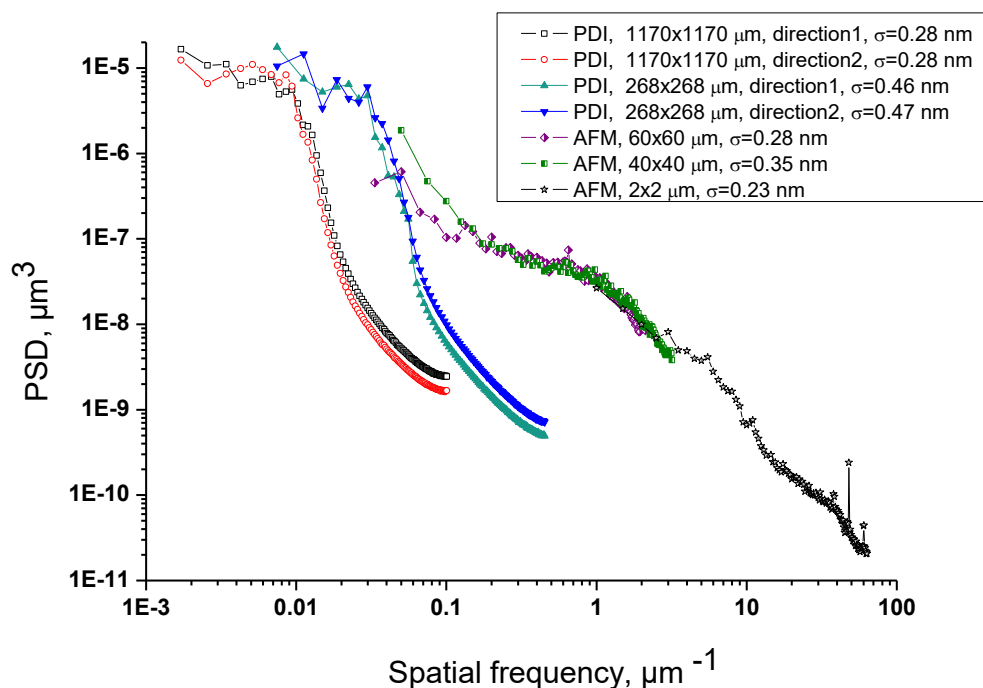


Рис. 2.5. PSD-функции сферической подложки радиуса кривизны 100 мм. Эффективная шероховатость по ИДВС в диапазоне  $0.0017\text{--}0.05\text{ мкм}^{-1}$  составляет 0.8 нм, по АСМ в диапазоне  $0.05\text{--}70\text{ мкм}^{-1}$  составляет 0.5 нм.

Совпадение эффективных шероховатостей в двух направлениях говорит об изотропном характере шероховатостей поверхности. Аналогично, PSD в диапазоне  $0.0075\text{--}0.51\text{ мкм}^{-1}$  получены ИДВС по участку размером 0.268 мм, коэффициент увеличения 12.5. Более высокочастотные одномерные PSD получены АСМ по квадратным кадрам размером 60, 40 и 2 мкм. На рис. 2.5 видно, что спектры ИДВС после короткого участка правдоподобной величины начинают быстро спадать. Это связано с представлением рельефа в виде разложения по полиномам Цернике; подробно этот вопрос будет обсуждаться в параграфе 2.2. Тем не менее, PSD функции, полученные методом ИДВС, перекрывают проблемную часть спектра шероховатостей  $0.001\text{--}0.01\text{ мкм}^{-1}$ , непротиворечиво (с учётом вышеуказанного спадания) стыкуясь с кривыми АСМ. Эффективная среднеквадратичная шероховатость измеренной подложки составила 1.3 нм в диапазоне  $0.0017\text{--}70\text{ мкм}^{-1}$ .

Подводя итог, можно отметить, что методом ИДВС удалось восстановить карту деформаций среднечастотного диапазона, спектр которых разумно стыкуется с результатами атомно-силовых измерений. Основной проблемой, затрудняющей дальнейшее развитие этого метода, в нашем случае является узкий диапазон латеральных масштабов, передаваемый в одном кадре. Согласно рис. 2.5, это диапазон частот, отличающихся в пять раз. В то же время изначальным требованием к методу была возможность наблюдать частоты  $0.001\text{--}0.1\text{ мкм}^{-1}$ , т.е. отличающихся в 100 раз. Нам же для расширения диапазона пришлось перестраивать

схему на большее увеличение для получения меньшего кадра. Основная причина – представление рельефа в виде разложения по набору функций (2.2). Этот набор был достаточным для обнаружения низкочастотных aberrаций зеркал, для чего интерферометр и был предназначен; для СШ нужен большой динамический диапазон. Еще один потенциальный фактор – использование «амплитудной» интерферометрии, т.е. определение деформации волнового фронта происходит только в экстремумах интерферограммы (т.е. вдоль полос). Большое количество интерферограмм с фазовым сдвигом между ними значительно повышает плотность точек, но, тем не менее, такой способ дешифровки не оптимален для нашей задачи. Гораздо более подходящей выглядит фазосдвигающая интерферометрия, потенциально позволяющая восстановить деформацию в каждом пикселе ПЗС-матрицы. Требования к фазосдвигающей интерферометрии сформулированы в параграфе 2.3.

## **2.2 Разрешающая способность полиномов Цернике**

Слабым звеном методики наблюдения СШ, описанной в предыдущем разделе, является представление рельефа в виде разложения по полиномам Цернике. В этом разделе мы проанализируем, какие именно ограничения накладывает подобный подход.

### **2.2.1 Литературный обзор**

Полиномы Цернике широко используются для описания оптических поверхностей и волновых фронтов оптических систем. Такая популярность обусловлена ортогональностью и симметричными свойствами этих функций, а также прямым соответствием отдельных полиномов Цернике сбалансированным классическим aberrациям [41, 85]. Многие оптические системы обладают осью вращения, а рабочие области зеркал и линз имеют круглую или кольцеобразную форму. Возможность выделения из полной деформации волнового фронта определенных типов aberrаций, aberrаций с осью вращения определенного порядка, симметричных и антисимметричных искажений сильно упрощает анализ оптических систем и позволяет легко разделять влияние тех или иных факторов на качество волновых фронтов.

Исследованию свойств и применению полиномов Цернике для описания реальных систем посвящено большое количество работ. Последовательный вывод полиномов Цернике как системы, ортогональной на единичном круге и обладающей определенными симметричными свойствами изложен в [41]. Подробно свойства полиномов Цернике, ссылки на ключевые работы по данной теме описаны в [86, 87], там же приведены выражения для кольцевых ортогональных полиномов. Ортогональные системы на основе круговых полиномов Цернике были построены для более сложных областей, например прямоугольника, эллипса,

правильного шестиугольника [87, 88]. Немало работ посвящено вопросам вычисления полиномов Цернике и численного разложения по ним функции, определённой в дискретном наборе точек [86, 89, 90]. Связь фурье-коэффициентов и коэффициентов разложения по полиномам Цернике показана в [91, 92].

Во всех вышеприведенных исследованиях, несмотря на их разносторонность, не рассмотрена способность полиномов Цернике отображать рельеф определенного латерального масштаба. В то же время, полиномы Цернике применяются не только для наблюдения за определенными абберациями, но и для представления полного волнового фронта, который после прохождения оптической системы может иметь весьма сложную форму. Низкое качество аппроксимации сложного рельефа полиномами Цернике по сравнению с интерполяцией сплайнами отмечалось в [93]. Rimmer и Wyant в работе [94] приводят следующие соображения касательно порядка полиномов, которым следует проводить аппроксимацию волнового фронта: «The order to which the data must be fit depends on the nature of the data. The goal is to get a good representation of the data without fitting noise as well. This can usually be done by fitting to successively higher orders and stopping when there is no further significant reduction in the rms residual error.» С ними трудно не согласиться, поскольку данное утверждение выражает цель аппроксимации данных с точки зрения здравого смысла. В работе [95] также делается акцент на зависимости точности представления рельефа от набора полиномов Цернике. Авторы приводят остаточные RMS при использовании 9, 16, 25, 36, 45, 100 и 230 первых членов разложения волнового фронта и карты ошибок представления, содержащие высокочастотную часть рельефа. Авторы работы [96] также критикуют широко распространенное приближение волнового фронта 36 первыми полиномами. В статье [97] приведены пространственные спектры поверхности, аппроксимированной полиномами 10, 20, 30 и 40 порядков, однако не делается никаких количественных выводов о зависимости отображаемого спектра от порядка полиномов.

Итак, можно сказать, что вопрос о необходимом количестве полиномов для аппроксимации волнового фронта до сих пор не был систематически разобран. Здесь мы попытаемся восполнить этот пробел, ответив на следующие вопросы:

- какое минимальное число полиномов необходимо, чтобы адекватно отобразить локальную деформацию определённых размеров,
- каков разрешаемый масштаб рельефа при его приближении определённым числом полиномов Цернике,
- как зависит разрешаемый масштаб от типа рельефа,
- какова связь между числом аппроксимирующих полиномов и отображаемым ими частотным спектром произвольного рельефа,

- как связаны среднеквадратичная ошибка аппроксимации и число аппроксимирующих полиномов.

### 2.2.2 Обозначения

Мы будем использовать следующие определения и обозначения:

$$Z_n^m(r, \theta) = \sqrt{\frac{2(n+1)}{\pi(1+\delta_m^0)}} R_n^m(r) \Theta^m(\theta) \text{ – круговые полиномы Цернике, } \delta_m^0 \text{ – дельта Кронекера} \quad (2.3)$$

$$\Theta^m(\theta) = \begin{cases} \cos|m|\theta & (m > 0) \\ 1 & (m = 0) \\ \sin|m|\theta & (m < 0) \end{cases} \text{ – угловые функции} \quad (2.4)$$

$$R_n^m(r) = \sum_{s=0}^{(n-|m|)/2} \frac{(-1)^s (n-s)!}{s! \left(\frac{n+m}{2} - s\right)! \left(\frac{n-m}{2} - s\right)!} r^{n-2s} \text{ – радиальные полиномы} \quad (2.5)$$

$$W(\vec{r}) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{\substack{m=-n \\ m+=2}}^n c_{nm} Z_n^m(r, \theta) \text{ – разложение функции } W(\vec{r}) \quad (2.6)$$

$$c_{nm} = \iint_{r \leq 1} W(\vec{r}) Z_n^m(r, \theta) d^2 \vec{r} \text{ – коэффициенты разложения функции } W(\vec{r}) \quad (2.7)$$

Набором полиномов порядка  $n_0$  мы будем называть множество  $\{Z_n^m(r, \theta), \forall n \leq n_0\}$  и обозначать  $Z_{n_0}$ . Так, например, часто используемый 36-членный набор полиномов Цернике, приводимый, в частности, в [86], будет обозначаться  $Z_7$ . Число членов в наборе порядка  $n_0$  вычисляется следующим образом:

$$N_{n_0} = \frac{(n_0 + 1)(n_0 + 2)}{2} \quad (2.8)$$

Следует заметить, что разные авторы используют различные определения круговых полиномов [41, 86, 91, 97]. Поэтому при использовании нескольких источников одновременно следует внимательно следить за множителями перед радиальными и угловыми функциями и перед коэффициентами разложения.

### 2.2.3 Разложение тестовых функций

Для начала мы будем представлять заданный рельеф в виде разложения по полиномам различных порядков, вплоть до 200, и наблюдать за зависимостью остаточного RMS от порядка разложения и от типа рельефа. В качестве разлагаемой функции (рельефа) мы будем брать своего рода «примитивы», а именно: одиночные гауссовы пики различных размеров и

расположенные в разных частях единичного круга, уединенные полосы с разной шириной и расположением, кольца различных ширины и диаметра.

### Гауссов пик в центре

Первая структура, разложение которой мы будем рассматривать, это одиночный пик, описываемый функцией Гаусса (рис. 2.6). Для начала установим  $2\sigma$ -ширину пика равной 0.64 (это примерно третья часть диаметра всего круга) и расположим наш пик в центре единичного круга.

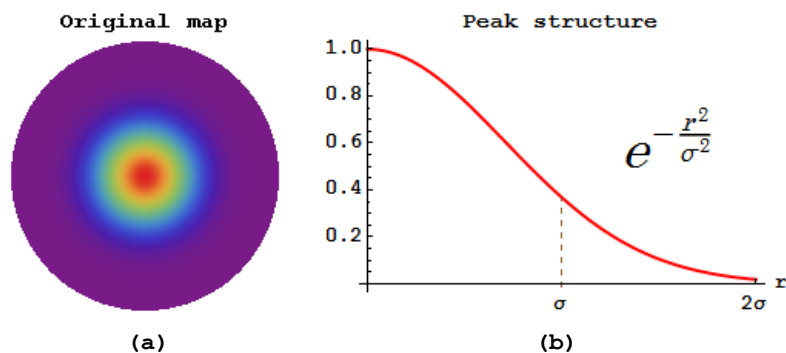


Рис. 2.6. Разлагаемая функция.  $\sigma=0.32$ , пик расположен в центре единичного круга.

При увеличении числа полиномов Цернике, участвующих в представлении исходной функции, отображаемый рельеф приближается к истинному. Рис. 2.7 иллюстрирует этот процесс на примере разложения по трем различным порядкам: 3, 7 и 12. Как видно из рис. 2.7 (b) и рис. 2.7 (c), разница между функцией и ее разложением с ростом порядка разложения становится все более высокочастотной и уменьшается по величине. Цветовая карта высот передает относительный масштаб, когда красный и синий цвета соответствуют самой высокой и самой низкой точкам соответственно. Как видно из рис. 2.7 (c), при использовании популярного 36-членного разложения (Z7) среднеквадратическая ошибка составляет более 18% для пика с шириной  $1/3$  размера кадра.

Здесь и далее за 100% RMS принято RMS исходного рельефа.

Скорость уменьшения ошибки при увеличении порядка разложения иллюстрирует рис. 2.8 (a). Рис. 2.8 (b) показывает, какие члены разложения дают наиболее существенный вклад в аппроксимирующую функцию.

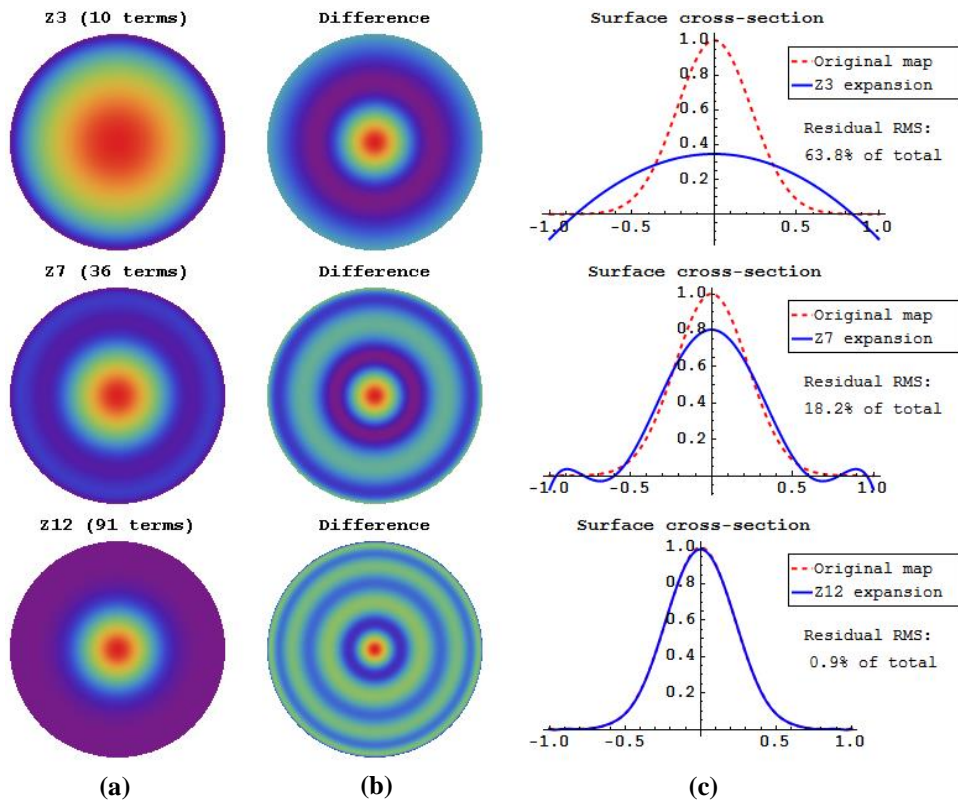


Рис. 2.7. (a) – Представление исходной функции наборами полиномов Z3, Z7 и Z12, (b) – разница между исходной функцией и соответствующим её разложением, (c) – центральные сечения функции и её разложений. Остаточные RMS, указанные в столбце (c), это RMS разницы (b).

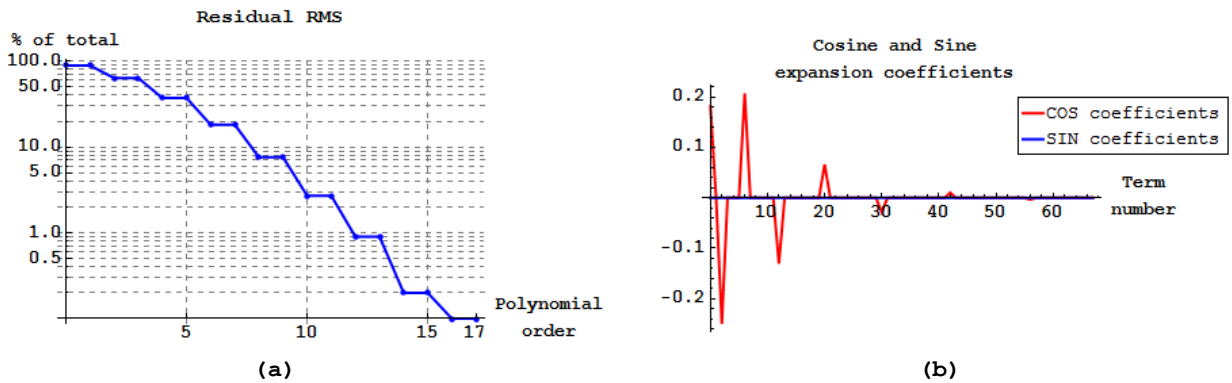


Рис. 2.8. (a) – зависимость остаточной деформации от порядка разложения, (b) – коэффициенты разложения по соответствующим полиномам.

Теперь будем уменьшать ширину пика и следить за ростом порядка полиномов, необходимого для представления функции с прежней ошибкой. Рис. 2.9 иллюстрирует наблюдаемый рельеф при аппроксимации одного и того же пика различными порядками в зависимости от ширины этого пика. По горизонтали расположены разложения одного и того же пика, по вертикали идет уменьшение ширины пика.

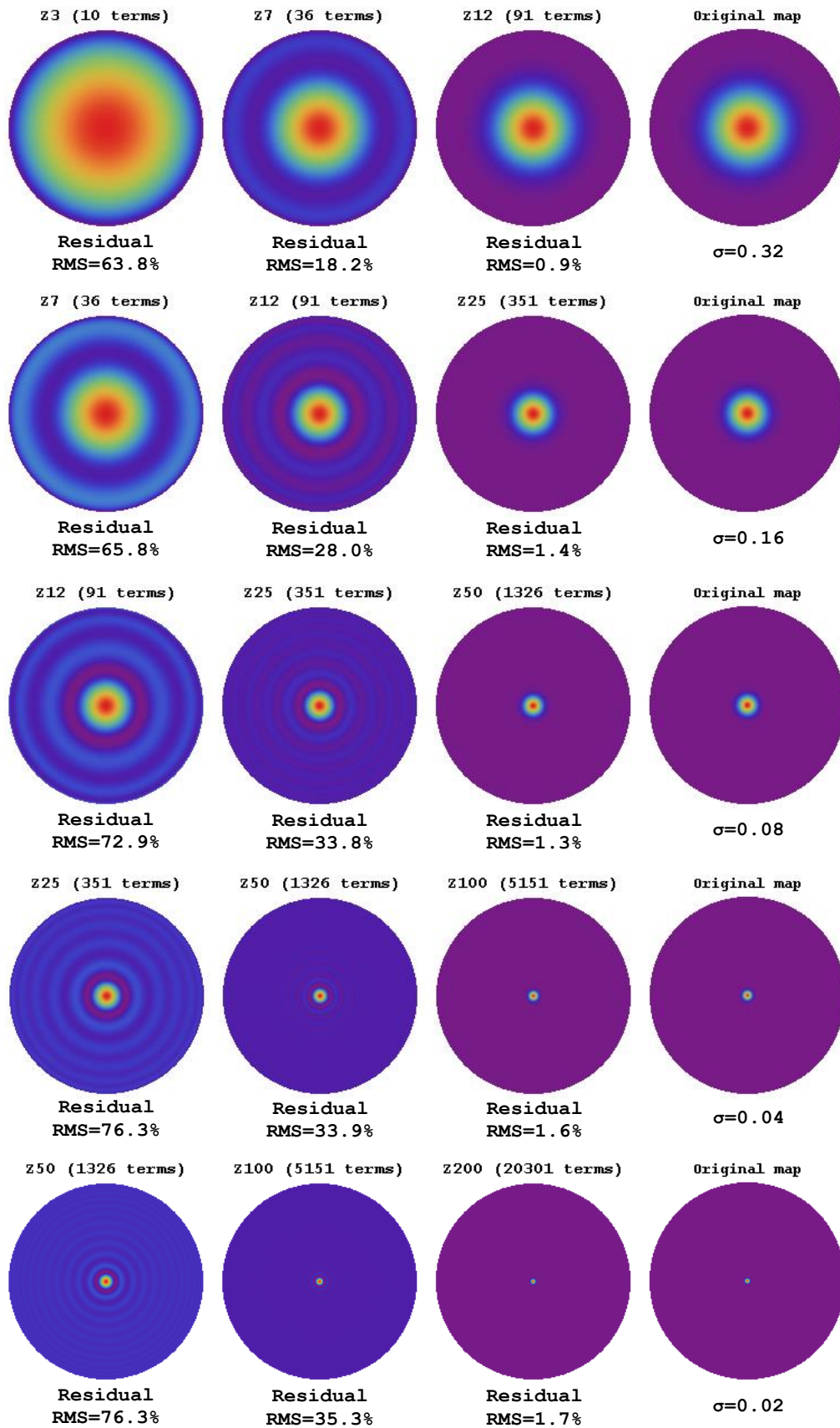


Рис. 2.9. Представление сужающихся пиков полиномами возрастающих порядков. Над каждым разложением указан использованный порядок полиномов, под каждым разложением указана его среднеквадратическая ошибка (столбцы (a), (b) и (c)). Под оригинальными картами (столбец (d)) указаны  $\sigma$ -ширины изображаемых гауссовских пиков.

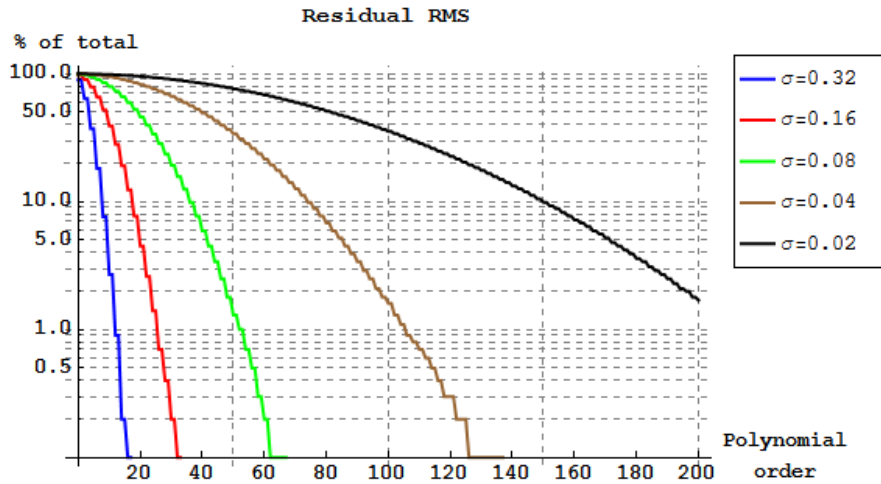


Рис. 2.10. Зависимость ошибки представления пяти гауссовых пиков, характеризуемых соответствующими  $\sigma$ , от порядка полиномов.

На рис. 2.10 приведены зависимости остаточного RMS от порядка полиномов при различных ширинах гауссовых пиков. По этим зависимостям можно сделать следующий вывод: чтобы отобразить более узкий пик с такой же относительной ошибкой, как и широкий, порядок используемых полиномов должен быть увеличен во столько же раз, во сколько раз уменьшена ширина пика. Пока это «эмпирическое» наблюдение. Теоретическое обоснование этого факта и конкретный вид зависимости остаточного RMS от порядка полиномов мы приведем далее.

### Гауссов пик на краю

Теперь расположим наш пик не в центре единичного круга, а на расстоянии 0.75 от центра. Теперь в разложение будут давать вклад функции, зависящие от угла. Ширины пиков возьмем такие же, как в предыдущей симуляции:  $\sigma=0.32, 0.16, 0.08, 0.04, 0.02$ .

Рис. 2.11, подобно рис. 2.9, иллюстрирует эффекты недостаточной аппроксимации. В таблице 2.1 проведено сравнение ошибок аппроксимации одинаковых пиков, расположенных в центре и на расстоянии 0.75 от центра единичного круга. Это сравнение показывает, что при использовании одного и того же порядка аппроксимирующих полиномов элементы рельефа, находящиеся ближе к краю, разрешаются лучше, чем такие же элементы, находящиеся ближе к центру. При разложении гауссовых пиков отношение RMS ошибок составило от 1.1 до 2.



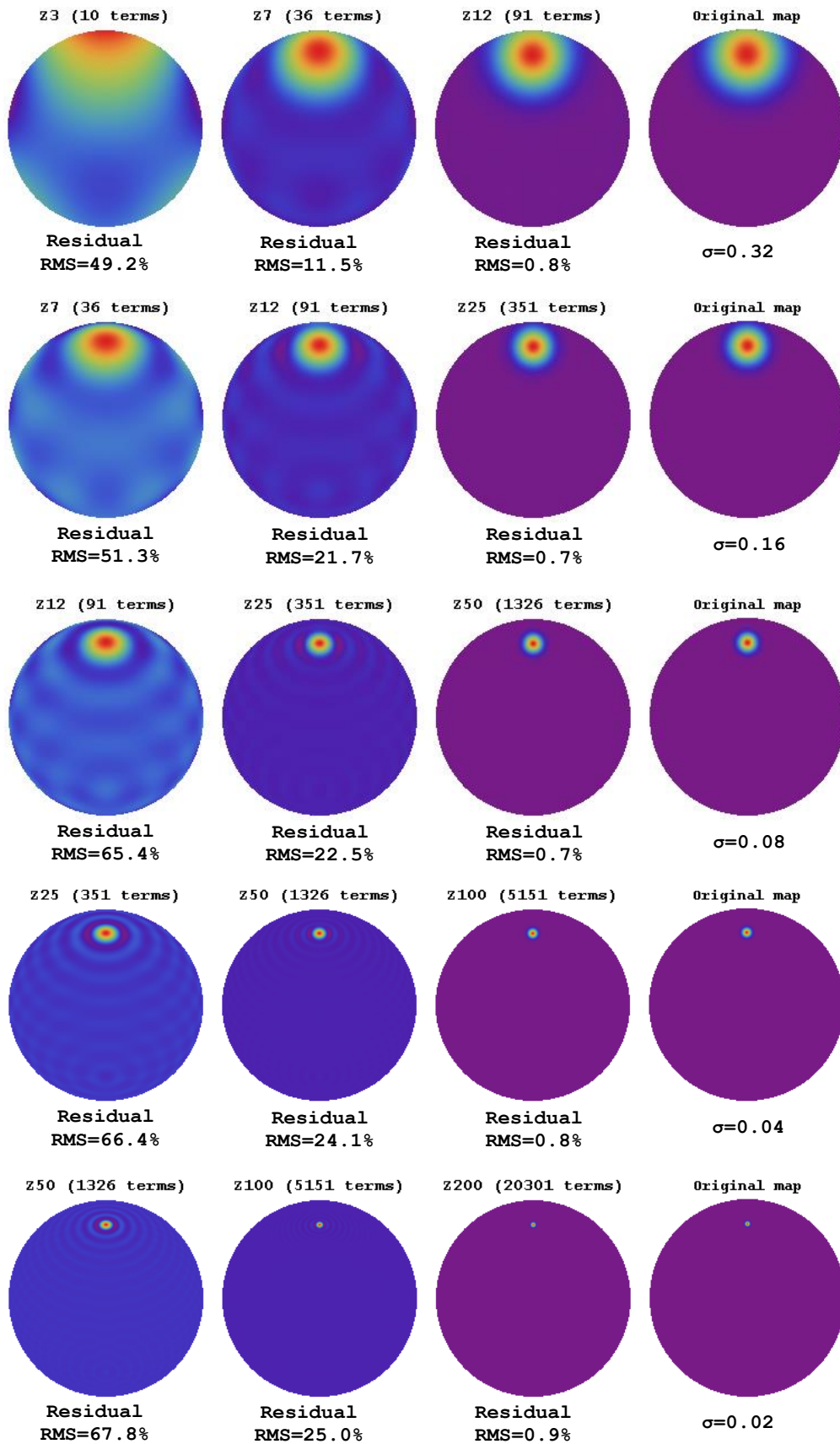


Рис. 2.11. Представление сужающихся пиков полиномами возрастающих порядков. Над каждым разложением указан использованный порядок полиномов, под каждым разложением указана его среднеквадратическая ошибка (столбцы a, b и c). Под оригинальными картами (столбец d) указаны  $\sigma$ -ширины изображаемых гауссовых пиков.

Таблица 2.1. Сравнение ошибок представления центрального и сдвинутого пиков. Приводятся остаточные RMS в процентах от полного RMS рельефа.

Ширина пика	$\sigma=0.32$		$\sigma=0.16$		$\sigma=0.08$		$\sigma=0.04$		$\sigma=0.02$	
	Z3	Z12	Z7	Z25	Z12	Z50	Z25	Z100	Z50	Z200
Порядок аппроксимации										
Центральное расположение	63.8%	0.9%	65.8%	1.4%	72.9%	1.3%	76.3%	1.6%	76.3%	1.7%
Сдвиг на 0.75 от центра	49.2%	0.8%	51.3%	0.7%	65.4%	0.7%	66.4%	0.8%	67.8%	0.9%
$\frac{RMS_{residual}(centered)}{RMS_{residual}(shifted)}$	1.3	1.125	1.28	2	1.11	1.85	1.15	2	1.125	1.89

### Кольца и полосы с гауссовым профилем

Набор полиномов, достаточно хорошо аппроксимирующий одиночный пик некоторой ширины  $S$ , будет также достаточно хорош для аппроксимации любого рельефа, наименьший размер которого  $\geq S$ . Это легко понять, если представить рельеф в виде суммы пиков, каждый из которых будет адекватно отображен при аппроксимации.

Проверим это предположение на следующих структурах: кольца с различными толщинами и радиусами, одиночные полосы различной ширины и расстояния до центра круга, изображенные на рис. 2.12. Все эти элементы имеют гауссов профиль.

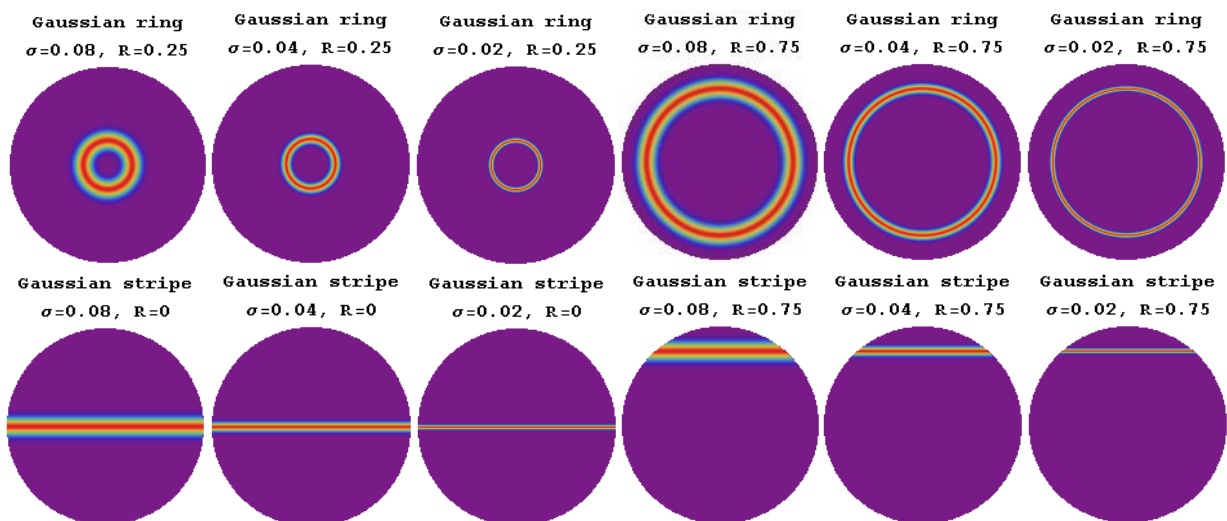


Рис. 2.12. Тестовые функции. Полосы и кольца имеют гауссов профиль с высотой 1 и указанной  $\sigma$ . Такие же  $\sigma$  (а также  $\sigma=0.32$  и  $0.16$ ) имели одиночные пики, рассмотренные ранее. Параметр  $R$  обозначает наименьшее расстояние от максимума структуры до центра единичного круга.

В таблице 2.2 приведены ошибки аппроксимации всех рассмотренных структур. Эти цифры показывают, что действительно, одиночный пик является наиболее плохо разрешаемой структурой среди структур с одним и тем же наименьшим размером. Также все смоделированные объекты лучше разрешаются, будучи расположенными ближе к краю круга.

Таблица 2.2. Сравнение ошибок представления пиков, колец и полос, имеющих гауссов профиль. Приводятся остаточные RMS в процентах от полного RMS рельефа.

Ширина	$\sigma=0.08$			$\sigma=0.04$			$\sigma=0.02$		
	Z7	Z20	Z40	Z14	Z40	Z80	Z28	Z80	Z160
Пик в центре	90.2%	45.9%	5.9%	90.2%	49.3%	6.8%	91.4%	51%	7.2%
Пик на 0.75 от центра	84%	36%	3.6%	86.35%	38.3%	3.9%	87.7%	39.5%	4.1%
Полоса в центре	72.2%	27.9%	2.8%	72.2%	30.4%	3.2%	74%	31.8%	3.5%
Полоса на 0.75 от центра	53.6%	10.4%	0.17%	58.3%	11%	0.13%	59.9%	11.4%	0.13%
Кольцо радиуса 0.25	65.7%	27.1%	2%	70.4%	26.9%	2.3%	71.5%	28.9%	3.1%
Кольцо радиуса 0.75	58.6%	10.6%	0.17%	56.1%	10.2%	0.13%	61.3%	11.8%	0.1%

Все результаты, приведенные в данном разделе, получены численным разложением тестовых функций, имеющих гауссов профиль. Прежде, чем получить аналитические выражения для зависимости ошибки аппроксимации локальных деформаций от порядка полиномов, мы рассмотрим произвольный рельеф и введем подходящий способ описания поверхности.

#### 2.2.4 Описание произвольного рельефа

Требования к ошибкам волнового фронта, как правило, формулируются в форме, не зависящей от конкретной реализации этих ошибок. Так, например, критерий Марешаля [41] (стр.429) гласит, что для достижения дифракционного разрешения изображающей оптической системы среднеквадратичное отклонение волнового фронта от сферы, центр которой находится в дифракционном фокусе, не должно превышать  $\lambda/14$ , где  $\lambda$  – рабочая длина волны. Под дифракционным качеством здесь подразумевается число Штреля больше 0.8. Число

Штреля определяется как отношение пиковой интенсивности изображения, построенного системой с aberrациями, к максимально достижимой пиковой интенсивности. Подобные требования могут быть выражены и для отдельно взятых aberrаций ([41] стр.432), причем для некоторых из них требования значительно мягче.

Рельеф оптических (да и любых других) поверхностей может быть весьма сложным. Хотя форма зеркал и подложек в процессе вытачивания и полировки может воспроизводиться от образца к образцу с достаточной точностью, рельеф меньшего масштаба, например, с латеральным размером менее миллиметра, уже оказывается случайным. Однако характеристики такого случайного рельефа могут быть вовсе не случайными и определяются технологией обработки поверхности.

Вместо того чтобы работать с самой функцией, описывающей рельеф, можно работать с ее фурье-образом, причем эти представления эквивалентны. Однако если требования к рельефу поверхности сформулированы в терминах среднеквадратического отклонения, то полная информация о рельефе является избыточной. В этом случае возможно упрощенное описание поверхности с помощью PSD-функции, являющейся фурье-образом автокорреляционной функции рельефа. PSD описывает статистические свойства рельефа и позволяет легко находить среднеквадратическое отклонение в любом диапазоне пространственных частот. PSD используется, как правило, для описания шероховатостей, рельефа с масштабом от долей миллиметра и до нанометров. Тем не менее, разграничение формы и шероховатости весьма условно, а подход к описанию поверхности может быть общим. Так, например, в работе [98], форма зеркала телескопа представлена в виде PSD-функции, наравне с шероховатостью.

Определим  $PSD_{2D}(v)$  как усредненную по всевозможным направлениям спектральную плотность мощности, зависящую только от модуля пространственной частоты:

$$PSD_{2D}(v) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} PSD_{2D}(v, \phi) d\phi \quad (2.9)$$

Эффективное RMS рельефа в спектральном диапазоне  $\{v_{\min}, v_{\max}\}$  находится по следующей формуле

$$\sigma_{eff}^2 = 2\pi \int_{v_{\min}}^{v_{\max}} PSD_{2D}(v) v dv \quad (2.10)$$

Сама спектральная функция может быть найдена по рельефу  $W(\vec{r})$  следующим образом:

$$PSD_{2D}(v) = \frac{1}{S} \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} |F(\vec{v})|^2 d\phi \quad (2.11)$$

где  $F(\vec{v}) = \iint W(\vec{r}) e^{-2\pi i \vec{v} \vec{r}} d^2 \vec{r}$  – фурье-образ поверхности.

Если поверхность задана в виде разложения по полиномам Цернике

$$W(\vec{r}) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{\substack{m=-n \\ m+=2}}^n c_{nm} Z_n^m(r, \theta) \quad (2.12)$$

где  $c_{nm}$  - коэффициенты разложения, тогда

$$F(\vec{v}) = \frac{1}{2\pi} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{\substack{m=-n \\ m+=2}}^n c_{nm} \iint_{r \leq 1} Z_n^m(r, \theta) e^{-2\pi i \vec{v} \vec{r}} d^2 \vec{r} \quad (2.13)$$

Следуя [91, 92], возьмем интеграл в полярных координатах:

$$\iint_{r \leq 1} Z_n^m(r, \theta) e^{-2\pi i \vec{v} \vec{r}} d^2 \vec{r} = U_n^m(v) \Theta^m(\varphi), \quad \text{где } U_n^m(v) = (-1)^{n/2+|m|} \sqrt{n+1} \frac{J_{n+1}(2\pi v)}{v}, \quad J_n - \text{функция}$$

Бесселя первого рода порядка  $n$ . Итак, PSD выражается через коэффициенты разложения Цернике следующим образом:

$$PSD_{2D}(v, \varphi) = \frac{1}{S} \left| \frac{1}{2\pi} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{\substack{m=-n \\ m+=2}}^n c_{nm} U_n^m(v) \Theta^m(\varphi) \right|^2 \quad (2.14)$$

Перейдём к усредненной по направлениям функции (2.9):  $PSD_{2D}(v, \varphi) \rightarrow PSD_{2D}(v)$ .

Практический способ вычисления  $PSD_{2D}(v)$  в случае, когда рельеф задан в квадратной матрице точек, приведен в [99].

$$PSD_{2D}(v) = \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{1}{S} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{n'=0}^{\infty} \sum_{\substack{m=-n \\ m+=2}}^n \sum_{\substack{m'=-n' \\ m'+=2}}^{n'} c_{nm} c_{n'm'} (U_n^m(v))^* U_{n'}^{m'}(v) \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \Theta^m(\varphi) \Theta^{m'}(\varphi) d\varphi \quad (2.15)$$

Из ортогональности тригонометрических функций  $\Theta^m(\varphi)$  следует равенство

$$\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \Theta^m(\varphi) \Theta^{m'}(\varphi) d\varphi = \delta_m^{m'}, \quad \text{где } \delta_m^{m'} - \text{символ Кронекера. Функции } U_n^m(v) \text{ зависят от индекса}$$

$m$  как  $(-1)^{|m|}$ , поэтому произведение  $(U_n^m(v))^* U_{n'}^{m'}(v)$  оказывается не зависящим от  $m$ . Для

дальнейшего удобства введем функции  $U_n(v) = U_n^{m=0}(v)/2\pi$ . Теперь  $m$  содержится только в

коэффициентах разложения  $c_{nm}$  и  $c_{n'm}$ . Выделим суммирование по  $m$ :  $B_n^{n'} = \sum_{\substack{m=-\min(n, n') \\ m+=2}}^{\min(n, n')} c_{nm} c_{n'm}$ .

Поскольку коэффициенты разложения действительны,  $B_n^{n'}$  тоже действительно.

На данный момент формула для спектральной плотности мощности выглядит следующим образом:

$$PSD_{2D}(\nu) = \frac{1}{S} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{n'=0}^{\infty} B_n^{n'} U_n(\nu) (U_{n'}(\nu))^* \quad (2.16)$$

Продолжим упрощение. Функции  $U_n(\nu)$  чисто действительные, если  $n$  кратно 2 или чисто мнимые, если не кратно. Поэтому  $(U_n(\nu))^* = \pm U_n(\nu)$ . При суммировании  $n$  и  $n'$  пробегают общий набор значений, поэтому вся сумма может быть разбита на пары

$$\frac{1}{1+\delta_n^{n'}} B_n^{n'} U_n(\nu) (U_{n'}(\nu))^* + \frac{1}{1+\delta_{n'}^n} B_n^n U_n(\nu) (U_{n'}(\nu))^* \text{ или } \frac{B_n^{n'}}{1+\delta_n^{n'}} (U_{n'}(\nu) (U_n(\nu))^* + U_n(\nu) (U_{n'}(\nu))^*),$$

так как  $B_n^{n'} = B_{n'}^n$ .

$$\frac{B_n^{n'}}{1+\delta_n^{n'}} (U_{n'}(\nu) (U_n(\nu))^* + U_n(\nu) (U_{n'}(\nu))^*) = \begin{cases} (2-\delta_n^{n'}) B_n^{n'} U_n(\nu) U_{n'}(\nu) & (n+n') \bmod 2 = 0 \\ 0 & (n+n') \bmod 2 \neq 0 \end{cases}$$

Итоговое выражение:

$$PSD_{2D}(\nu) = \frac{2\pi}{S} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{\substack{n'=n \\ n'+2}}^{\infty} (2-\delta_n^{n'}) B_n^{n'} U_n(\nu) (U_{n'}(\nu))^* \quad (2.17)$$

$$B_n^{n'} = \sum_{\substack{m=-n \\ m+2}}^n c_{nm} c_{n'm'}, \quad U_n(\nu) = (-1)^{n/2} \sqrt{2(n+1)} \frac{J_{n+1}(2\pi\nu)}{2\pi\nu}, \quad S - \text{площадь единичного круга, } \delta_n^{n'} -$$

символ Кронекера,  $J_n$  - функция Бесселя первого рода порядка  $n$ . Таким образом

$$PSD_{2D}(\nu) \propto \sum_{n,n'} A_n^{n'} \frac{J_{n+1}(2\pi\nu) J_{n'+1}(2\pi\nu)}{(2\pi\nu)^2} \quad (2.18)$$

Исходя из вида функций  $U_n(\nu)$ , а именно из наличия функций Бесселя, можно сказать, что  $n$ -й радиальный полином Цернике почти не содержит частот ниже  $n/2\pi$ , так как функция Бесселя  $n$ -го порядка пренебрежимо мала, если аргумент существенно меньше  $n$ . Это позволяет сформулировать критерий достаточного числа полиномов в разложении произвольной функции. Условие следующее: для достоверного отображения рельефа с пространственной частотой  $\leq \nu$  достаточно иметь набор полиномов порядка  $\geq 2\pi\nu$ . В этом критерии пространственная частота указана в обратных радиусах круга (у нас круг единичный). Проиллюстрируем критерий, раскладывая сгенерированный случайный рельеф по полиномам различных порядков.

На рис. 2.13 проиллюстрировано представление сложного рельефа полиномами различных порядков и указаны среднеквадратические ошибки. На рис. 2.14 приведены спектры этих представлений и отмечены пороговые частоты по критерию  $n/2\pi$ , где  $n$  – порядок разложения.

Видно, что при частоте ниже пороговой спектр разложения практически идеально совпадает со спектром исходного рельефа, а после пороговой частоты начинает быстро спадать. Также соотношение  $\nu_{\max} \propto n$  подтверждает наблюдение, сделанное для локальных деформаций: во сколько раз уменьшен элемент рельефа, во столько раз должен быть увеличен порядок полиномов, чтобы отобразить этот элемент с прежней ошибкой.

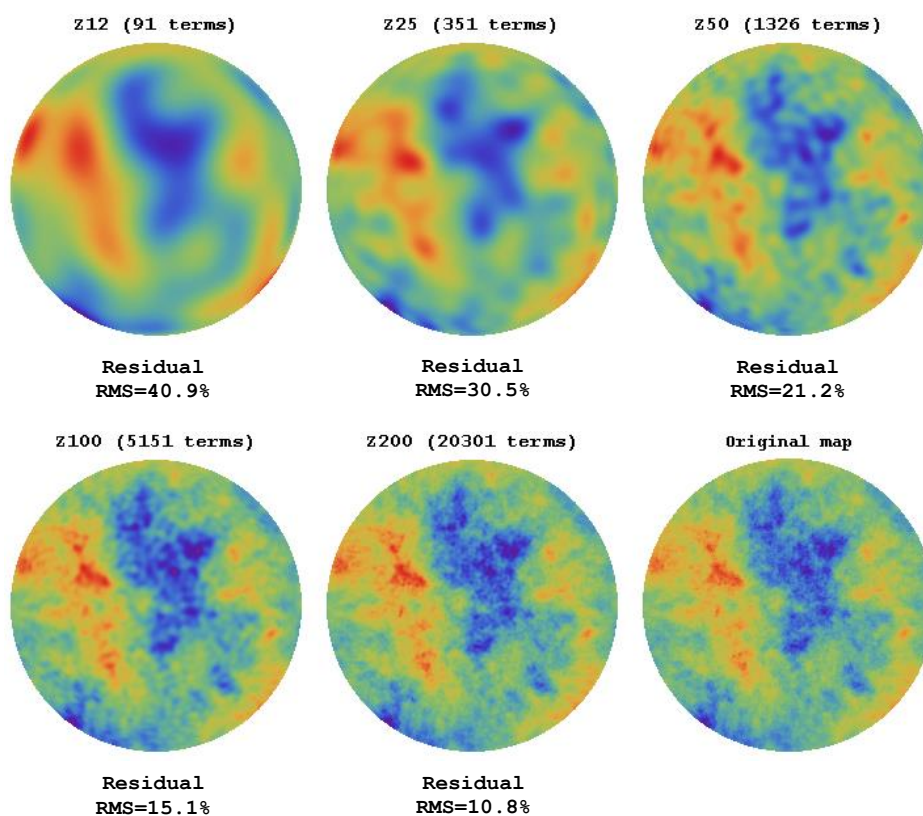


Рис. 2.13. Разложение случайного рельефа по наборам полиномов Цернике различных порядков.

С проблемой узкого спектра разложения мы столкнулись в разделе 2.1. Быстрое спадание PSD в область высоких частот наблюдается на рис. 2.5. Чтобы обойти это ограничение, нам пришлось перестраивать оптическую схему для работы с меньшим кадром. Предложенный выше критерий позволяет заранее сказать, какой спектральный диапазон будет доступен после аппроксимации и, таким образом, сразу выбрать наиболее оптимальный подход к решению задачи.

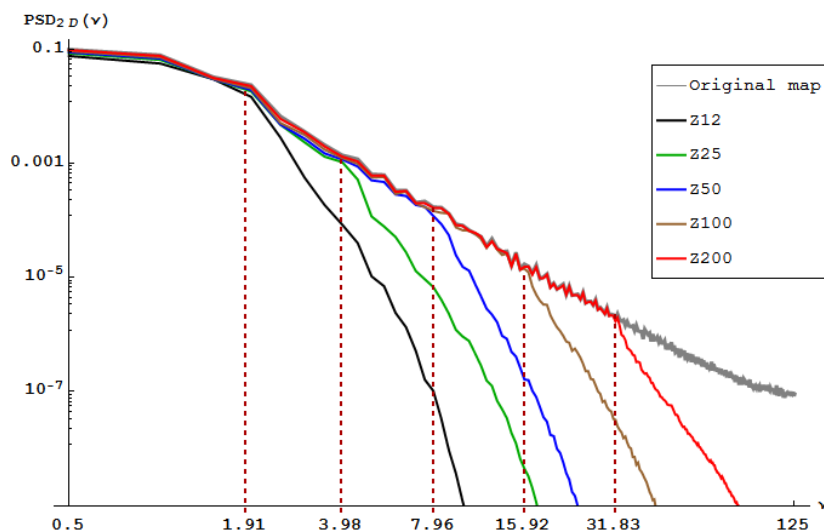


Рис. 2.14. Спектры исходного рельефа и его разложений, представленных на рис. 2.13. Красные пунктирные линии обозначают частоты, равные  $n/2\pi$  для соответствующего разложения порядка  $n$ . Единица частоты – обратный радиус круга, единица  $PSD_{2D}(\nu)$  – радиус круга в 4 степени.

### 2.2.5 Зависимость ошибок аппроксимации от порядка полиномов

Связь максимальной пространственной частоты с порядком полиномов даёт возможность сравнительно просто оценивать среднеквадратическую ошибку аппроксимации, используя PSD-функцию. Поскольку

$$RMS_{approx}^2 \approx 2\pi \int_0^{\nu_{max}=n/2\pi} PSD_{2D}(\nu) \nu d\nu \quad (2.19)$$

то

$$RMS_{error}^2 \approx 2\pi \int_{\nu_{max}=n/2\pi}^{\infty} PSD_{2D}(\nu) \nu d\nu \quad (2.20)$$

Тогда интересующее нас соотношение будет записано как

$$\frac{RMS_{error}}{RMS_{relief}}(n) \approx \sqrt{\frac{2\pi \int_0^{\infty} PSD_{2D}(\nu) \nu d\nu}{\frac{1}{S} \iint W(\vec{r})^2 d^2\vec{r}}} = \sqrt{\frac{\int_0^{2\pi} \int_{n/2\pi}^{\infty} |F(\nu, \phi)|^2 \nu d\nu d\phi}{\iint W(\vec{r})^2 d^2\vec{r}}} \quad (2.21)$$

Мы пишем приближенное равенство вместо точного, потому что в действительности радиальные полиномы порядка  $n$   $R_n^m(r)$  содержат частоты, большие  $n/2\pi$ . По этой причине PSD-функция не обращается резко в 0, а постепенно спадает, что иллюстрирует рис. 2.14. В спадающем «хвосте» содержится часть шероховатости,  $RMS_{tail}$ , но она, в большинстве



случаев, много меньше полной деформации рельефа. Это не всегда так, например если рельеф полностью представляется полиномами очень низкого порядка, например 0 или 1, то  $RMS_{tail} \approx RMS_{relief}$  и почти вся деформация будет содержаться в спадающем «хвосте».

Если  $RMS_{tail} \ll RMS_{error}$ , то выражение (2.21) описывает настоящую ошибку аппроксимации. Но возможна ситуация, когда  $RMS_{tail} \gg RMS_{error}$ , например, если поверхность практически полностью представляется набором полиномов Цернике порядка  $n$  ( $n$  не мало). В этом случае настоящая ошибка аппроксимации будет крайне мала и формула (2.21) будет являться оценкой сверху.

Итак, в случае «недостаточной аппроксимации» (когда  $RMS_{tail} \ll RMS_{error}$ ), формула (2.21) работает. Получим зависимость ошибки аппроксимации от порядка полиномов для одиночных пиков, расположенных в центре единичного круга.

### Гауссов пик

$$W(\vec{r}) = e^{-\frac{r^2}{\sigma^2}} \quad (2.22)$$

Воспользуемся [100] (формула 11.4.29)

$$F(v, \phi) = \int_0^{2\pi} \int_0^1 W(r) e^{2\pi i v \vec{r}} r dr d\phi \approx 2\pi \int_0^\infty e^{-\frac{r^2}{\sigma^2}} J_0(2\pi v r) r dr = \pi \sigma^2 e^{-\frac{(2\pi v)^2 v^2}{4}} \quad (2.23)$$

$$\frac{RMS_{residual}}{RMS_{peak}} \approx \sqrt{\frac{2\pi \int_0^\infty \pi \sigma^4 e^{-\frac{(2\pi v)^2 v^2}{2}} v dv}{\frac{\sigma^2}{2}}} = e^{-\frac{n^2 \sigma^2}{4}} \quad (2.24)$$

При выводе (2.24) предполагалось, что  $\sigma < 0.5$  и возможна замена верхнего предела интегрирования по радиусу на  $\infty$ .

### Тригонометрический пик

$$W(\vec{r}) = \begin{cases} \frac{1}{2} \left( \cos(\sqrt{\pi} \frac{r}{\sigma}) + 1 \right) & r \leq \sqrt{\pi} \sigma \\ 0 & r > \sqrt{\pi} \sigma \end{cases} \quad (2.25)$$

$$F(v, \phi) = \pi \int_0^{\sqrt{\pi} \sigma} \left( \cos(\sqrt{\pi} \frac{r}{\sigma}) + 1 \right) J_0(2\pi v r) r dr \quad (2.26)$$

Интеграл (2.26) и  $\frac{RMS_{residual}}{RMS_{peak}}$  были найдены численно.

## Прямоугольный пик

$$W(\vec{r}) = \begin{cases} 1 & r \leq \sigma \\ 0 & r > \sigma \end{cases} \quad (2.27)$$

$$F(v, ) = 2\pi \int_0^\sigma J_0(2\pi v r) r dr = \frac{\sigma}{v} J_1(2\pi v \sigma) \quad (\text{см. [100] формула 11.3.20}) \quad (2.28)$$

$$\frac{RMS_{residual}}{RMS_{peak}} \approx \sqrt{\frac{2\pi \int_0^\infty \frac{\sigma^2}{n/2\pi \pi v} J_1^2(2\pi v \sigma) dv}{\frac{\sigma^2}{2}}} = \sqrt{J_0^2(\sigma n) + J_1^2(\sigma n)} \quad (2.29)$$

На рис. 2.15 изображены все три рассмотренных пика.

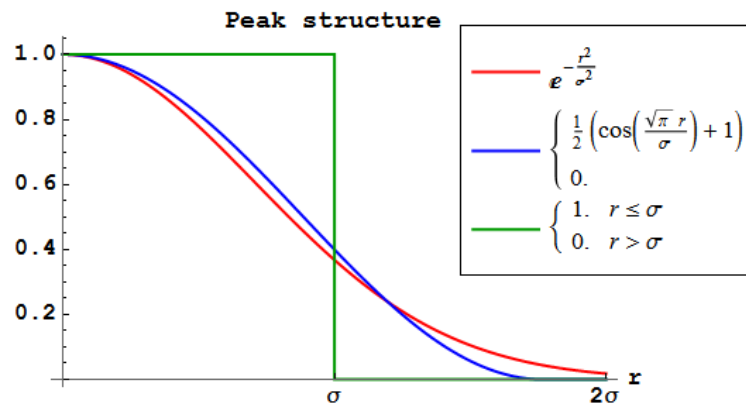


Рис. 2.15. Гауссов, тригонометрический и прямоугольный пики.

Ошибки приближения всех трех пиков представлены на графиках на рис. 2.16 в логарифмическом и линейном масштабах. На графиках представлены реальные ошибки, полученные при численном разложении, и теоретические расчёты, проведенные выше. Аналитические и численные кривые весьма хорошо совпадают для всех  $n$  от 0 до 200.

На рис. 2.16 (а) хорошо видно, что, хотя тригонометрический и гауссов пики весьма похожи (см. рис. 2.15), зависимости ошибки от порядка полиномов существенно отличаются, начиная с некоторого  $n$ . Прямоугольный пик представляется полиномами Цернике существенно хуже гауссовского и тригонометрического. Таким образом, чем глаже пик и чем менее крутые фронты он содержит, тем меньшее количество полиномов требуется для его аппроксимации.

Ранее на примере полос, колец и пиков, имеющих гауссовский профиль, мы показали, что локальные деформации несколько лучше представляются конечным набором полиномов, будучи расположенными ближе к краю круга. Таким образом, теоретические оценки

$\frac{RMS_{residual}}{RMS_{peak}}$  сделанные для центрированных деформаций, могут служить оценками сверху для

таких же деформаций, смещенных к краю.

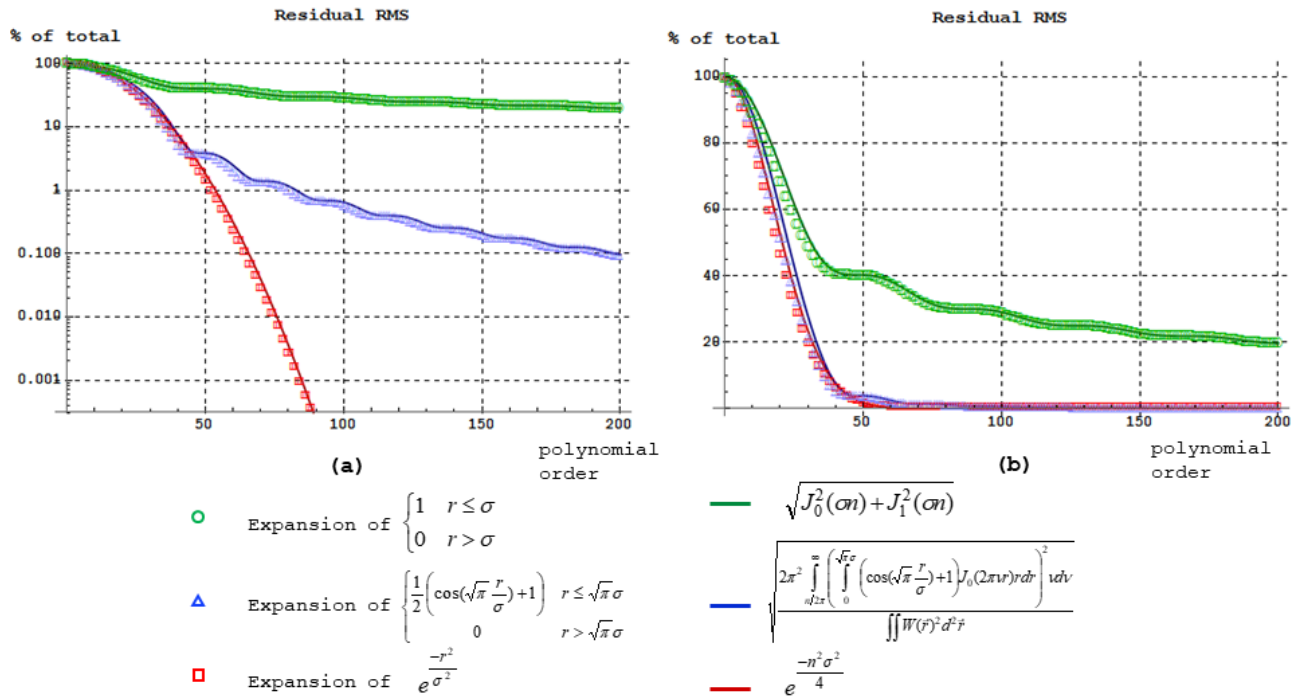


Рис. 2.16. Зависимость ошибки аппроксимации трех типов пиков от порядка полиномов Цернике. Пики расположены в центре единичного круга. Маркерами обозначены значения, полученные при численном разложении, сплошные линии изображают теоретическую оценку, полученную выше. На рисунках (a) и (b) изображены одни и те же величины в логарифмическом (a) и линейном (b) масштабе.  $\sigma=0.08$ .

Итак, пространственный масштаб, отображаемый при аппроксимации рельефа конечным набором полиномов Цернике, прямо пропорционален порядку аппроксимирующих полиномов. Если требования к латеральному разрешению высоки, это приведет к необходимости использовать очень большое число полиномов Цернике для аппроксимации, поскольку это число растет как квадрат разрешающей способности. Чем выше порядок полиномов, тем чувствительнее коэффициенты разложения к ошибкам в исходных данных. Также становится существенным время вычисления коэффициентов. Таким образом, для работы с широким диапазоном латеральных масштабов следует использовать другие способы аппроксимации карты поверхности, лучше отвечающие этой задаче.

### 2.3 Влияние шумовых факторов на точность фазосдвигающей ИДВС

Фазосдвигающая интерферометрия – наиболее информативный и наиболее распространенный способ получения и расшифровки интерференционных изображений. В

этом подходе кадры серии интерференционных изображений с различным фазовым сдвигом относительно опорного фронта анализируются в совокупности. В результате получается карта деформаций, восстановленная в каждом пикселе регистрирующей матрицы. Соответственно, при разрешении матрицы  $\sim 1000 \times 2000$  пикселей этот метод потенциально позволяет детектировать широкий диапазон латеральных масштабов – 3 порядка – что так необходимо для наблюдения СШ.

В интерферометре, разработанном в ИФМ РАН, при обработке фазовых интерферограмм каждый пиксель изображения анализируется независимо. Из динамики яркости одного и того же пикселя на всех кадрах серии, а также информации о фазовых сдвигах между кадрами однозначно восстанавливается фаза волнового фронта в этой точке. Отсюда следует, что есть два основных проявления аппаратных ошибок, непосредственно влияющих на конечный результат: ошибки в определении фазового сдвига и флуктуации интенсивности между кадрами серии в отдельно взятом пикселе. Ошибки определения фазы могут быть алгоритмическими или вызванными реальными колебаниями оптического пути. Колебания интенсивности могут быть связаны с источником (флуктуации мощности лазера, однородны по кадру) или с детектором (шум матрицы, индивидуальный для каждого пикселя).

В данном разделе проанализирован вклад упомянутых выше факторов на точность восстановления волнового фронта. Для определения величины допустимых искажений использовалась численная симуляция интерферограмм с искусственно внесенными ошибками и последующая обработка этих интерферограмм тем же программным обеспечением интерферометра, что и при реальных измерениях. Число интерферограмм в серии было равным 5 и 50, чтобы оценить также влияние длительности серии на чувствительность к шумовым факторам. Также экспериментально были измерены шумовые характеристики используемых матриц и источников, а также временная стабильность разницы фаз эталонных фронтов.

### **2.3.1 Флуктуации интенсивности источника**

Стабильность источника света во времени оценивалась следующим образом: свет лазера заводился в источник эталонной сферической волны, закреплённый на оптическом столике; по оси источника перпендикулярно ему в 30 см располагался фотодиод. Сигнал с фотодиода записывался с помощью осциллографа Tektronix DPO2024. Частота фильтрации составляла 1.4 МГц (соответственно, период фильтрации равен 0.7 мкс). Длина записи составляла 0.1, 1, 10 и 100 с, шаг записи – 16, 80, 160 мкс, а также 1.6 и 16 мс. Для сравнения, характерные времена регистрации интерферограмм в реальных измерениях следующие: длительность серии 1–5 с, время между кадрами серии  $\sim 140$  мс, время экспозиции матрицы – от  $\sim 200$  мкс. В

тесте участвовали 3 лазера: He-Ne лазер (JDS Uniphase, США,  $\lambda=632.8$  нм) без стабилизации, Nd:YAG лазер с генератором второй гармоники ( $\lambda=532$  нм) и стабилизированный He-Ne лазер с изолятором Фарадея между лазером и оптическим вводом ( $\lambda=632.8$  нм). Все лазеры перед измерениями прогревались в течение нескольких часов, измерения проводились в отдельной комнате. В процессе сравнения работающие лазеры по очереди подключались к волоконному источнику.

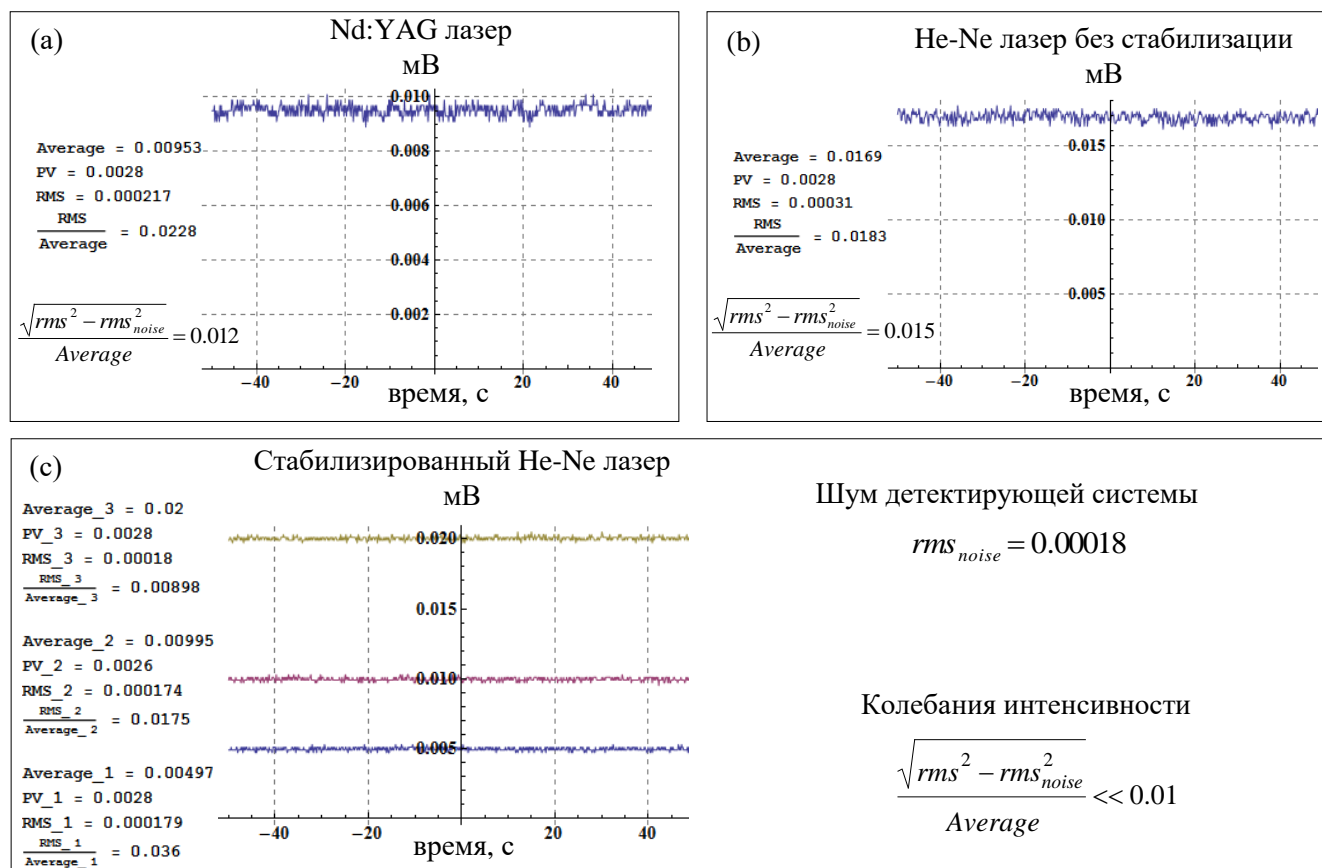


Рис. 2.17. Зависимости сигнала с фотодиода от времени в течение 100 секунд для трех лазеров. Каждая точка графиков получена с выдержкой 80 мкс, расстояние между точками 140 мс. Шум детектора связан с наводками и постоянен по величине.

На рис. 2.17 приведены зависимости сигнала с фотодиода от времени в течение 100 секунд. Каждая точка графиков получена с выдержкой 80 мкс, расстояние между точками 140 мс соответствует интервалу времени между соседними интерферограммами в серии. Сигнал искажен наводками в соединяющих проводах, поэтому из колебаний интенсивности лазера следует вычитать шум детектирующей системы. Интенсивность этих помех не зависела от мощности излучения лазера и составила около 0.00018 мВ. Параметр, характеризующий стабильность источника – отношение шум-сигнал. У Nd:YAG лазера оно составило  $\sim 0.012$ , у He-Ne лазера без стабилизации  $\sim 0.015$ . Флуктуации стабилизированного источника были существенно меньше шума детектора, поэтому его отношение шум-сигнал считаем  $\ll 0.01$ .

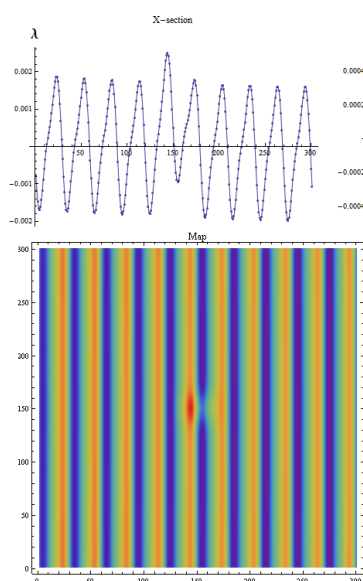
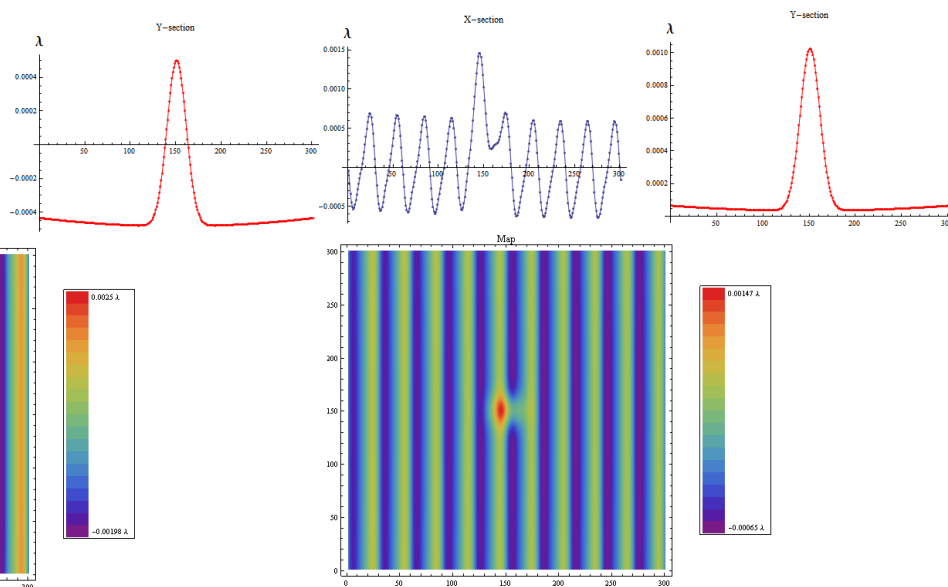
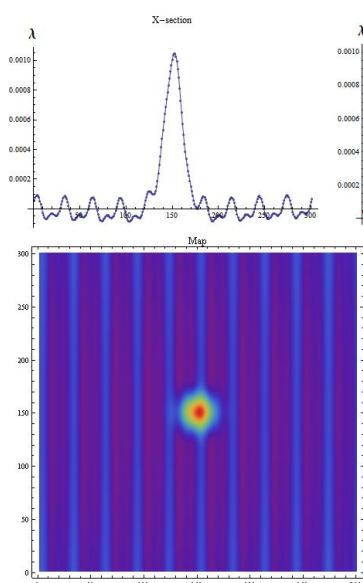
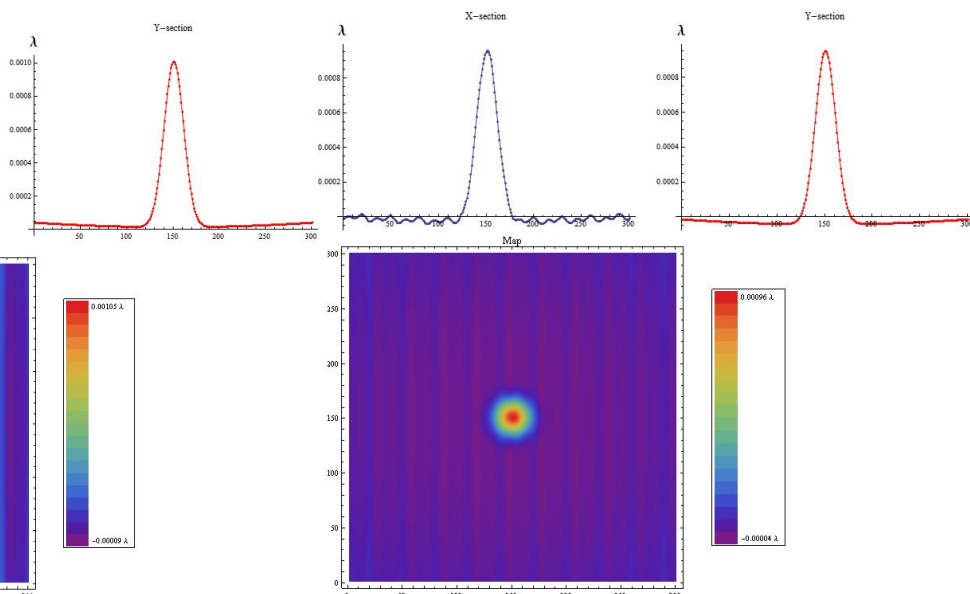
(a) 5 интерферограмм,  $dI=0.01$ (b) 50 интерферограмм,  $dI=0.01$ (c) 5 интерферограмм,  $dI=0.001$ (d) 50 интерферограмм,  $dI=0.001$ 

Рис. 2.18. Восстановленные карты рельефа гауссова пика высотой  $0.001 \lambda$ , с разным числом интерферограмм в фазовой серии и случайными колебаниями интенсивности между интерферограммами со среднеквадратичным отклонением  $dI=0.01$  и  $dI=0.001$ . Синий график – горизонтальное сечение, красный – вертикальное. Число интерференционных полос на исходных интерферограммах – 10.

На рис. 2.18 приведены восстановленные карты заданного рельефа в виде гауссова пика высотой  $0.001 \lambda$ . При длине волны 500–600 нм это соответствует высоте 5–6 Å. Возможность отчётливо отобразить рельеф такой высоты необходима для заявленной точности контроля оптических поверхностей на ангстремном уровне. Приведены центральные сечения в горизонтальном (синий) и в вертикальном (красный) направлениях. Видно, что при

колебаниях интенсивности между кадрами  $dI=0.01$  возникает сильный артефактный рельеф, параллельный интерференционным полосам. При пяти интерферограммах в серии (рис. 2.18(a)) его величина втрое превышает высоту исходного пика, при переходе к пятидесяти интерферограммам (рис. 2.18(b)) величина артефактной гребенки падает в  $\sqrt{10}$  раз. При увеличении стабильности интенсивности до  $dI=0.001$  высота гребенки падает до  $0.0002 \lambda$  уже при пяти интерферограммах в серии (рис. 2.18(c)), а при увеличении числа интерферограмм до пятидесяти становится пренебрежимо малой (рис. 2.18(d)).

Таким образом, допустимой среднеквадратичной величиной флуктуаций мощности источника между кадрами фазовой серии для нашей задачи следует считать  $dI=0.001$ . Из приведенных выше измерений следует, что только стабилизированный лазер может использоваться для реальных измерений рельефа поверхности в широком диапазоне латеральных масштабов с точностью  $\sim 1 \text{ \AA}$ .

### 2.3.2 Флуктуации разности фаз волновых фронтов

Классический алгоритм анализа фазовой серии интерферограмм предполагает использование заранее просчитанных величин фазового сдвига, т.к. это позволяет применять упрощенные выражения для вычисления деформаций волнового фронта. Для этого фазосдвигающий элемент должен быть прокалиброван перед экспериментом, а непосредственно при измерении значения сдвигов будут считаться известными.

Недостаток предварительной калибровки очевиден – неконтролируемые уходы фазы между контролируемыми сдвигами. Основные причины уходов – потоки воздуха разной плотности и температуры в рабочем плече интерферометра и механические колебания компонентов интерферометра. С первым фактором можно бороться, смонтировав интерферометр в вакуумной камере [51], со вторым – жёстко фиксируя элементы на оптическом столе и изолируя оптический стол от источников вибрации.

Калибровка фазосдвигающего элемента производится по серии интерферограмм следующим образом. Интерферометр настраивается так, чтобы интерферограмма содержала 10–30 полос, при этом желательно, чтобы они были параллельны, т.е. деформация фронта при калибровке была мала. Число полос должно быть достаточно большим, чтобы на интерференционной картине резко выделялась основная гармоника. После того, как на первой интерферограмме серии определена несущая частота (в двумерном обратном пространстве, учитывающем направление полос), на последующих интерферограммах комплексным преобразованием Фурье определяются сдвиги фаз для этой частоты. Напряжение, подаваемое на фазосдвигающий пьезоэлемент, ставится в соответствие вычисленному фазовому сдвигу.

Чтобы определить требования к стабильности фазовых сдвигов, смоделируем серию интерферограмм с фазовыми сдвигами, отличающимися от номинальных на случайную величину. На рис. 2.19 приведены восстановленные карты того же гауссова пика высотой  $0.001 \lambda$ . Теперь вместо интенсивности флуктуировала фаза. Колебания фазы приводят к появлению артефактных полос, как и в случае с нестабильной интенсивностью. При среднеквадратичном отклонении фазы  $dF=0.001$  и 5 интерферограммах в серии (рис. 2.19(a)) амплитуда артефактной гармоники равна  $0.001 \lambda$ , при 50 интерферограммах – в несколько раз меньше (рис. 2.19(b)). При флуктуациях фазы  $dF=0.0001$  величина артефактного рельефа становится пренебрежимо малой (рис. 2.19(c,d)).

Итак, нестабильность фазового сдвига между эталонным и рабочим фронтами не должна существенно превышать  $dF=0.0001$  в среднеквадратичном смысле. Помимо хаотических колебаний фазы должно быть исключено линейное нарастание фазового сдвига во времени, связанное с тепловыми эффектами. Измерения показали, что случайные колебания фазы при размещении интерферометра на оптическом столе с виброзащитой, но без жёсткой связи между отдельными элементами достигают  $0.01 \lambda$  по RMS. Линейный же уход фазы на протяжении нескольких минут, т.е. за время получения фазовой серии, составлял до  $0.1 \lambda$ . Эти величины на порядки превышают максимально допустимые значения.

Здесь стоит еще раз упомянуть, что артефактный рельеф повторяет направление интерференционных полос и, таким образом, пренебрежимо мал в одном из направлений даже при наличии флуктуаций. Это значит, что если реальный рельеф изотропный, то по его статистические свойства можно установить даже при наличии вышеупомянутых флуктуаций фазы и интенсивности. Также флуктуации не помеха при изучении рельефа с крупным латеральным масштабом, большим, чем период интерференционной интенсивности.

Для уменьшения флуктуаций фазы можно применять дополнительную стабилизацию, но оптимальным вариантом будет определение фазового сдвига непосредственно по рабочим интерферограммам. В этом случае требование точности определения фазовых сдвигов  $dF \leq 0.0001$  предъявляется к алгоритму обработки интерферограмм. Нестабильность фазы при этом перестает играть сколь-нибудь существенную роль. Численные симуляции показали, что используемое программное обеспечение удовлетворяет этому критерию.



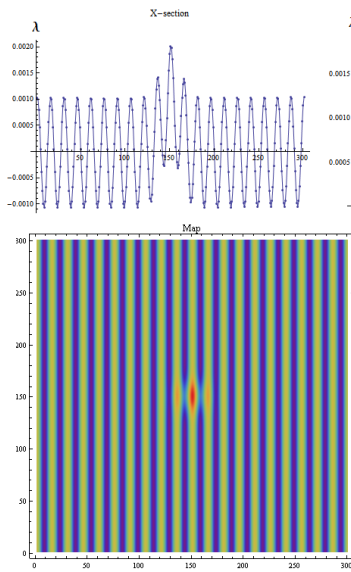
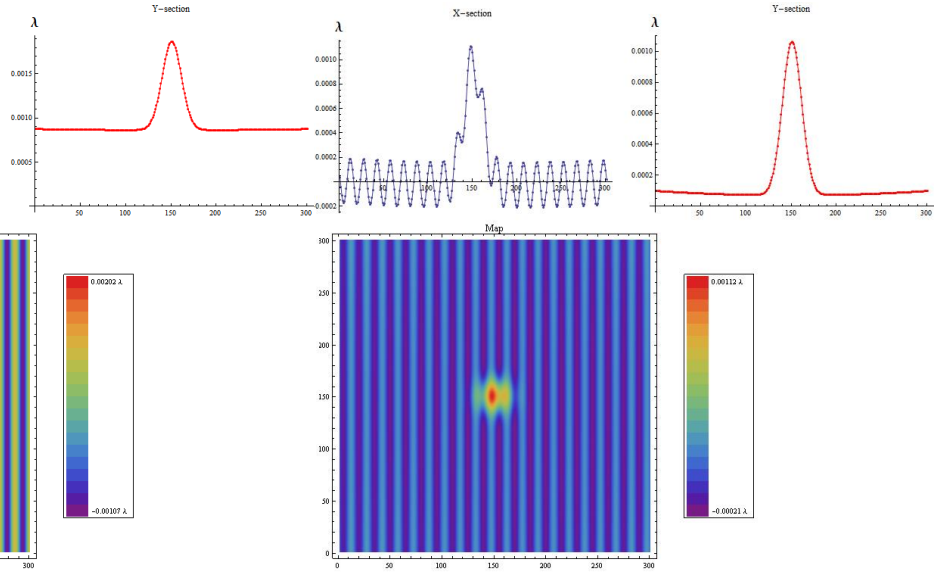
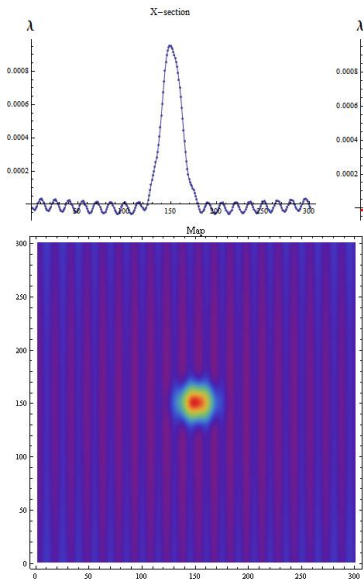
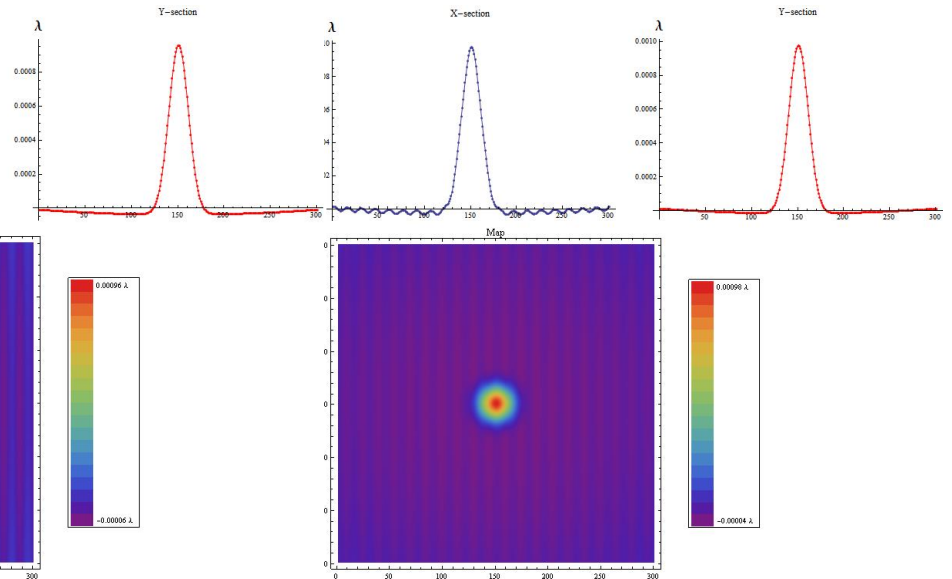
(a) 5 интерферограмм,  $dF=0.001$ (b) 50 интерферограмм,  $dF=0.001$ (c) 5 интерферограмм,  $dF=0.0001$ (d) 50 интерферограмм,  $dF=0.0001$ 

Рис. 2.19. Восстановленные карты гауссова пика высотой  $0.001 \lambda$ , с разным числом интерферограмм в фазовой серии и случайными колебаниями фазового сдвига со среднеквадратичным отклонением  $dF=0.001$  и  $dF=0.0001$ . Синий график – горизонтальное сечение, красный – вертикальное. Число интерференционных полос на исходных интерферограммах – 10.

### 2.3.3 Пиксельные шумы матрицы

Изображение с ПЗС-матрицы всегда зашумлено. Статистика значений сигнала с каждого пикселя зависит от экспозиции, от усиления или подавления, а также от дефектности того или иного пикселя. Как было показано выше, флуктуации освещенности, большие  $0.001$  вносят существенные искажения в восстановленную карту поверхности. Соответственно, флуктуации сигнала каждого пикселя также могут приводить к неправильным значениям

высоты рельефа. Поскольку пиксели более-менее независимы (зависимость от состояния соседних пикселей может возникнуть при пересвете), то искажения также будут независимы, т.е. будут затрагивать самый мелкий пространственный масштаб.

Измеренная вариативность сигнала с каждого пикселя приведена на рис. 2.20. Матрица была однородно освещена с помощью стабильного He-Ne лазера. Были получены серии кадров при интенсивности освещения (средней по кадру) в 0.23, 0.31, 0.43, 0.44 от интенсивности насыщения. В рамках каждой серии кадры были выровнены по интенсивности, т.е. отнормированы на собственную среднюю яркость. Для каждого пикселя в каждом кадре находилось его отклонение от среднего значения этого пикселя по всем «выровненным» кадрам. Результат – распределение количества пикселей по величине флуктуаций сигнала при фиксированной освещенности.

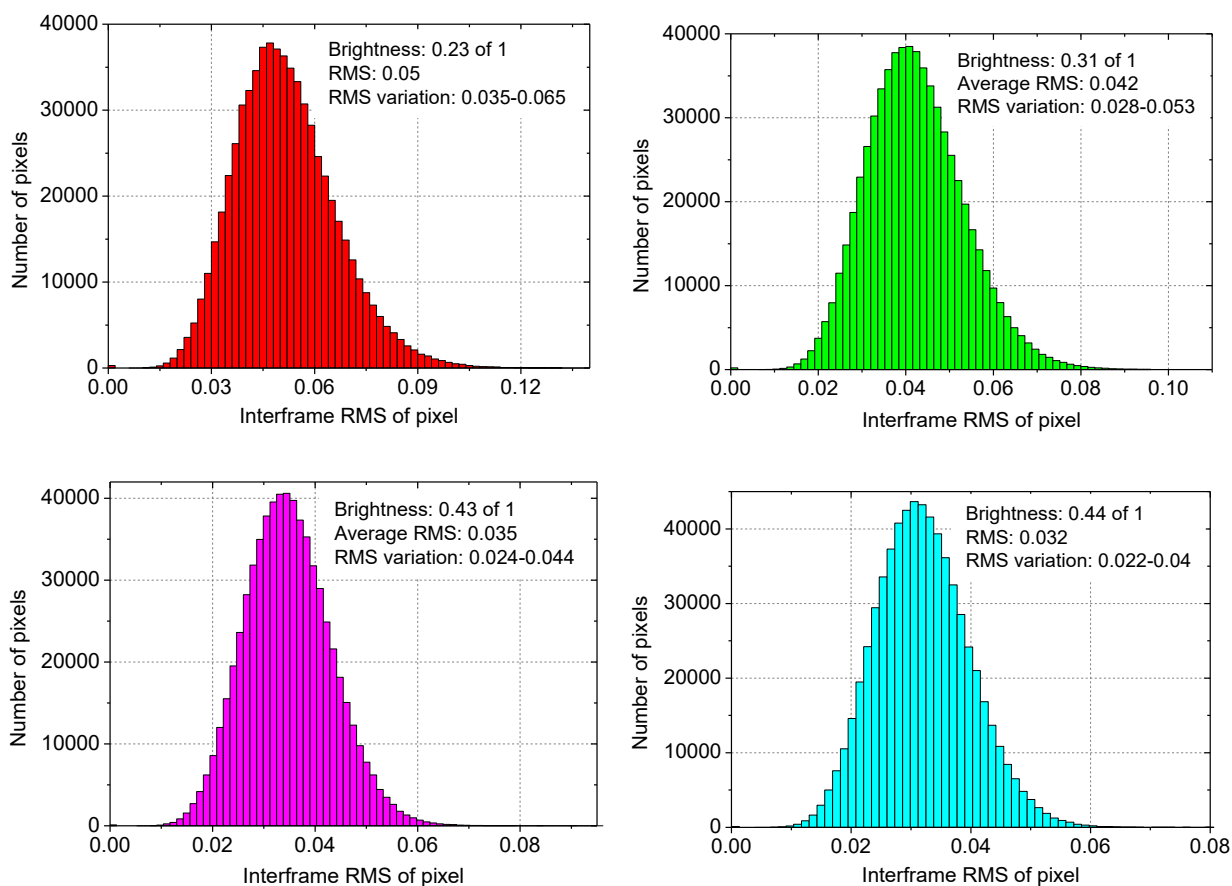


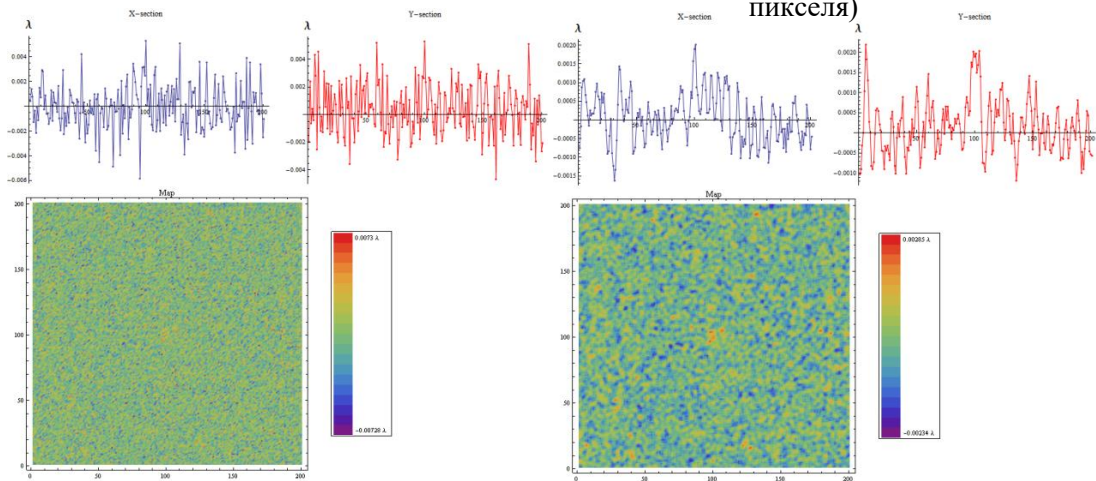
Рис. 2.20. Измеренные гистограммы отклонения яркости пикселей от среднего значения в серии снимков. ПЗС-матрица однородно освещена, источник – стабилизированный He-Ne лазер.

Выводы из рис.2.20 следующие. Относительная величина шума падает с ростом освещенности, что совершенно ожидаемо. При освещенности около половины от насыщения средний разброс значений пикселей между считываниями составляет 0.03 по RMS. При этом неоднородность уровня шума сравнима со средним значением.

5 интерферограмм

(a) Без усреднения

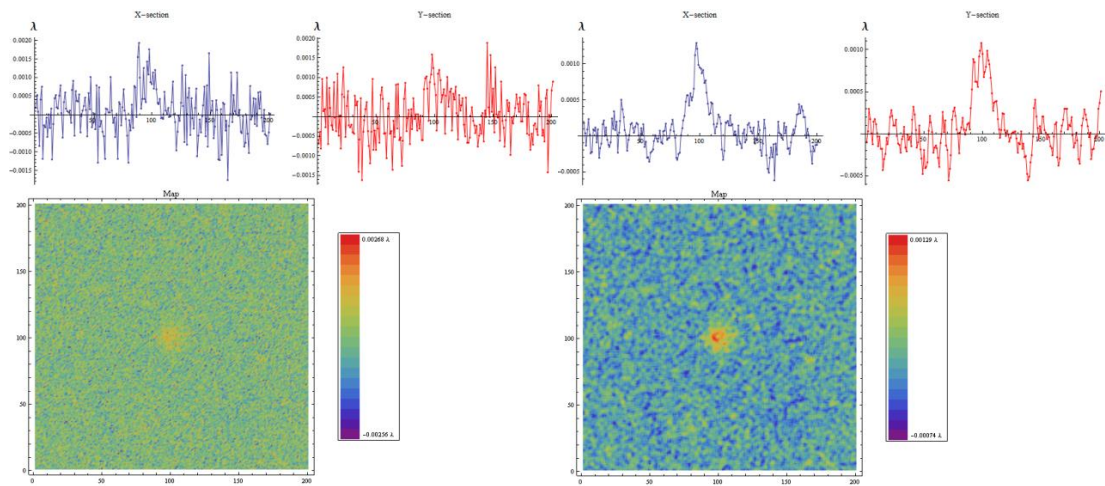
(b) Усреднение по соседям (3x3 пикселя)



50 интерферограмм

(c) Без усреднения

(d) Усреднение по соседям (3x3 пикселя)



200 интерферограмм

(e) Без усреднения

(f) Усреднение по соседям (3x3 пикселя)

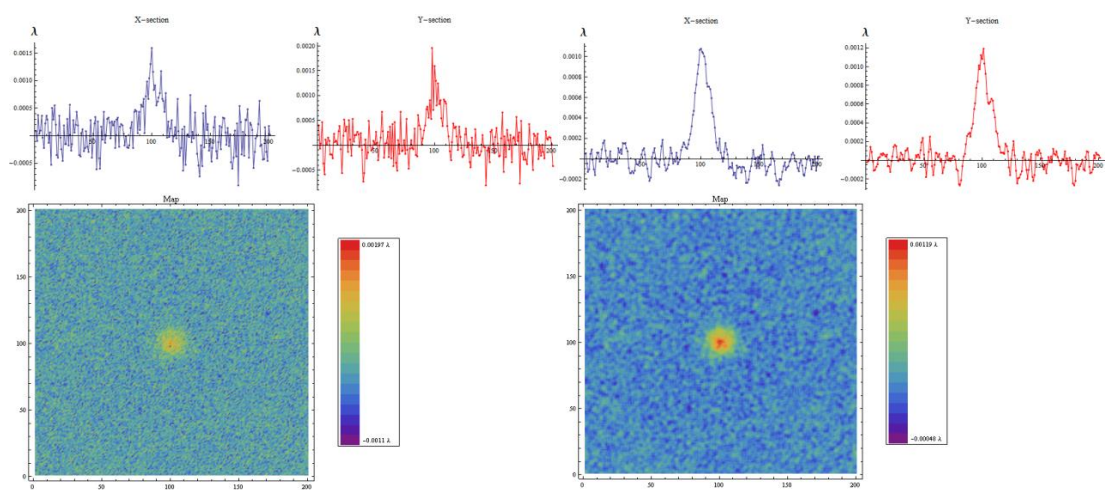


Рис. 2.21. Карты гауссова пика высотой  $0.001 \lambda$ , восстановленного из интерферограмм с пиксельным шумом. RMS шума составляет 0.02 от среднего значения. Синий график – горизонтальное сечение, красный – вертикальное.

Эффект, производимый пиксельным шумом на карту рельефа, может быть оценен из реконструкции гауссова пика высотой  $0.001 \lambda$ . На рис. 2.21 приведены карты, восстановленные по сериям из 5, 50 и 200 зашумленных интерферограмм. RMS шума для всех пикселей установлено одинаковым и равно 0.02. Расчётные карты имеют размерность  $300 \times 300$  точек. Для наглядности также приведены карты после фильтрации – замене значения в каждой точке на среднее по ближайшим соседям. Уже такой уровень шума приводит к шумам на карте рельефа с высотой, превышающей высоту исходного пика при 5 интерферограммах в серии и без применения фильтра. При переходе к 50 интерферограммам в серии шум уменьшается до сравнимых значений, а при 200 интерферограммах исходный пик доминирует над шумом. Однопроходное усреднение карты высот по соседним пикселям приводит к снижению амплитуды шума в  $\sim 2$  раза.

Вывод, который можно сделать из данного моделирования, следующий: при шумящей матрице латеральное разрешение в несколько раз хуже расстояния между пикселями из-за необходимости отфильтровывать высокочастотный шум. Соответственно, при построении PSD-функции зашумленного рельефа в высокочастотной области будет видно резкое возрастание шероховатости, которое должно быть отсечено.

## 2.4 Основные результаты главы 2

1. Предложено применение интерферометрии с дифракционной волной сравнения для изучения шероховатости среднечастотного диапазона (латеральные размеры 1 мкм – 1 мм).
2. Создан экспериментальный стенд ИДВС, и проведены эксперименты, подтвердившие работоспособность принципов, заложенных в основу предложенного метода. Получен спектр шероховатости тестовой подложки в диапазоне 0.0017–0.05 мкм<sup>-1</sup>, среднеквадратическая эффективная шероховатость составила 0.8 нм.
3. Выявлены ограничения интерферометра, не позволившие экспериментально наблюдать в одном кадре весь требуемый диапазон латеральных масштабов рельефа. Основные из них: восстановление деформаций фронта в экстремумах интерферограмм и представление рельефа в виде разложения по полиномам Цернике.
4. Установлена связь между порядком полиномов Цернике, использованным при разложении рельефа, и пространственным спектром, отображаемым таким разложением. Минимальный порядок полиномов, необходимый для отображения пространственной частоты  $\nu$  составляет  $n_{\min} = 2\pi\nu$ , при условии, что частота измеряется в обратных радиусах единичного круга.
5. Сформулированы требования к характеристикам фазосдвигающего интерферометра при наличии флуктуаций интенсивности лазера, акустических вибраций и пиксельных шумов регистрирующей матрицы. Установлено, что допустимые флуктуации мощности источника не должны превышать 0.001, а ошибки определения фазовых сдвигов между кадрами не должны превышать  $0.0001 \lambda$  при длительности серии от 5 кадров.

## **Глава 3. Реконструкция многослойных структур по данным рентгеновской рефлектометрии**

Характеризация планарной многослойной наноструктуры – это в первую очередь характеристика ее одномерной геометрии «по глубине», т.е. толщин слоёв и резкости интерфейсов. Латеральные неоднородности при данном подходе приводят к поправкам к одномерным параметрам, если площадь изучаемого образца достаточно велика, а упомянутые неоднородности вообще могут быть усреднены. Конечно, слоистая геометрия – далеко не единственная характеристика многослойной структуры. Для более детальной и всесторонней характеристики образцов применяются специальные техники и методики. При необходимости получить информацию о качестве поверхности – сканирующая зондовая микроскопия или микроинтерферометрия; для оценки шероховатостей интерфейсов – малоугловое рассеяние рентгеновского излучения (GIXS); для определения химического состава структуры по глубине – вторично-ионная масс-спектрометрия (ВИМС), для химического профилирования периодической многослойной структуры также может быть применен флуоресцентный анализ с использованием стоячих рентгеновских волн; чтобы обнаружить химические соединения на интерфейсах и внутри слоёв могут быть использованы спектроскопические методы; процессы кристаллизации и текстурирования можно отслеживать с помощью рентгеновского кристаллографического анализа. Часть из упомянутых методов не требует априорного знания геометрии структуры, другая же часть непосредственно эту информацию использует. Тем не менее, одномерный профиль структуры по глубине – это её базовая характеристика и во многом ответ на вопрос «Что есть данная структура?».

Эта глава посвящена решению данной одномерной задачи с помощью метода рентгеновской рефлектометрии, а именно построению адекватной модели структуры и нахождению ее параметров для наилучшего соответствия экспериментальных и расчётных кривых отражения.

Авторские исследования по данной теме опубликованы в работах [А6, А9, В3, В6-7, В11-12, В18-19].

### **3.1 Расширенная модель многослойной структуры**

В данном разделе предлагается расширенная модель многослойной структуры с функциями переходных слоёв в виде линейной комбинации некоторого заранее заданного набора зависимостей. Таким образом, вид переходного слоя перестаёт быть фиксированным, но, в то же время, содержит меньше степеней свободы, чем в безмодельных подходах. Особенности такой расширенной модели будут рассмотрены в общем ключе и

проиллюстрированы на примерах реальных зеркал, оптимизированных для ЭУФ фотолитографии на длине волны 11.2 нм [11, 63].

### 3.1.1 Модель

Точный вид эффективного переходного слоя в образце, как правило, заранее неизвестен. Одна из задач моделирования как раз и состоит в его поиске. Но из общих соображений понятно, что модель переходного слоя должна отражать возможные ситуации. Например, если известно, что основной вклад в переходную область дает шероховатость, то следует использовать интеграл от функции распределения высот шероховатостей в качестве функции переходного слоя. Напомним, что геометрическая шероховатость приводит к уменьшению зеркального отражения, как если бы вместо этой шероховатости был плавный переходный слой соответствующей формы. С другой стороны, настоящий переходный слой формируется на границе веществ в результате их механического перемешивания при напылении, химических реакций и тепловой диффузии. Этот переходный слой может иметь собственную форму, например в Mo/Si МРЗ на границах образуются сравнительно однородные слои  $Mo_xSi_y$  [44].

Таким образом, форма переходного слоя определяется сразу несколькими независимыми физическими процессами, и даже для одной и той же пары материалов при различных толщинах слоёв, при различных условиях напыления и температурах эти формы будут различны. В данных обстоятельствах нелогично предполагать один-единственный вид переходной области, тем более, совпадающий с какой-нибудь известной «простой» функцией. Тем не менее, именно это обычно и делается при моделировании многослойных систем.

Более разумным выглядит задание функции переходного слоя в виде линейной комбинации заранее заданного набора функций, в которой весовые коэффициенты являются подгоночными параметрами. Каждая из компонент может соответствовать некоторому физическому процессу (или сразу нескольким), происходящему на границе при формировании, хранении и эксплуатации многослойного покрытия. Эти компоненты могут быть достаточно универсальными (пример – функция ошибок) или специфическими для конкретных материалов (пример – однородная ступенька). Из наличия той или иной функции в выбранном наборе необязательно следует, что она даст вклад в конечный профиль; в случае, если предполагаемой особенности в действительности не существует, весовой коэффициент соответствующей функции окажется по результатам реконструкции малой величиной. Наш набор должен обладать свойством достаточности, но не необходимости. Этот факт позволяет подходить к вопросу выбора «базовых» функций не слишком строго, предполагая лишь

примерные распределения вещества и не проводя никаких предварительных экспериментов в попытке выяснить истинные тенденции.

В данной работе мы использовали следующий набор профилей:

Функция ошибок ("erf"):  $f_1(z, \sigma) = \frac{1}{2} \left( 1 + \operatorname{erf} \left( \frac{z}{\sqrt{2}\sigma} \right) \right)$

Линейный ("lin"):  $f_2(z, \sigma) = \begin{cases} 0, & z \leq -\sqrt{3}\sigma \\ \frac{1}{2} + \frac{z}{2\sqrt{3}\sigma}, & -\sqrt{3}\sigma < z < \sqrt{3}\sigma \\ 1, & z \geq \sqrt{3}\sigma \end{cases}$

Экспоненциальный ("exp"):  $f_3(z, \sigma) = \begin{cases} \frac{1}{2} \exp\left(\frac{\sqrt{2}z}{\sigma}\right), & z \leq 0 \\ 1 - \frac{1}{2} \exp\left(\frac{\sqrt{2}z}{\sigma}\right), & z > 0 \end{cases}$

Гиперболический тангенс ("tanh"):  $f_4(z, \sigma) = \frac{1}{2} \left( 1 + \tanh\left(\frac{\pi z}{2\sqrt{3}\sigma}\right) \right)$  (3.1)

Синусоидальный ("sin"):  $f_5(z, \sigma) = \begin{cases} 0, & z \leq -\gamma\sigma \\ \frac{1}{2} + \sin\left(\frac{\pi z}{2\gamma\sigma}\right), & -\gamma\sigma < z < \gamma\sigma \\ 1, & z \geq \gamma\sigma \end{cases}; \quad \gamma = \pi/\sqrt{\pi^2 - 8}$

Ступенчатый ("step"):  $f_6(z, \sigma) = \begin{cases} 0, & z \leq -\sigma \\ \frac{1}{2}, & -\sigma < z < \sigma \\ 1, & z \geq \sigma \end{cases}$

Все эти функции упоминались в других работах [24, 35, 101], но одновременно не применялись ни разу. Их графики приведены на рис. 3.1 (a).

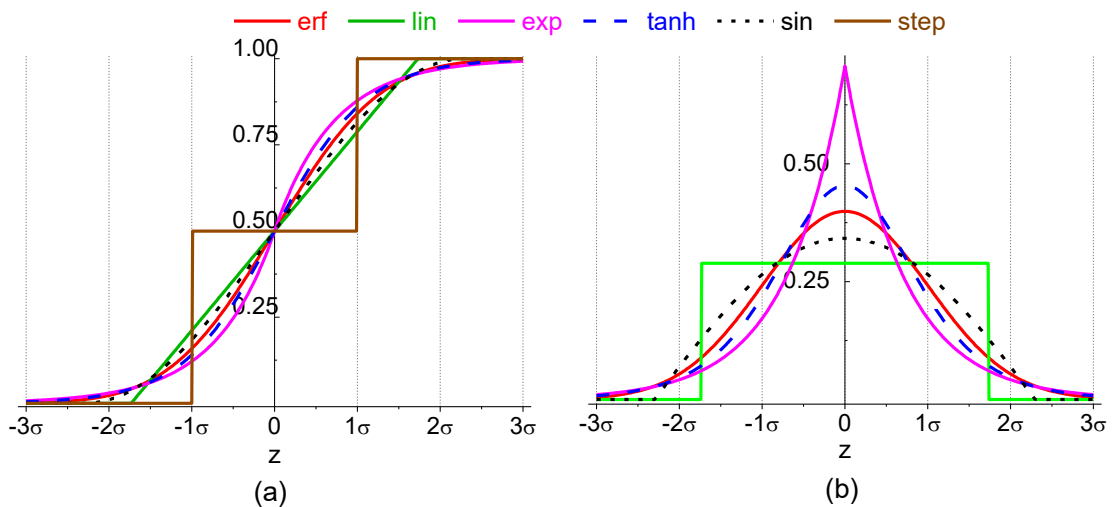


Рис. 3.1. Графики функций (3.1) (a) и их производных (b).

Результирующий профиль конструируется следующим образом:



$$f(z, \sigma) = \frac{\alpha_1 f_1(z, \sigma) + \alpha_2 f_2(z, \sigma) + \alpha_3 f_3(z, \sigma) + \alpha_4 f_4(z, \sigma) + \alpha_5 f_5(z, \sigma) + \alpha_6 f_6(z, \sigma)}{\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3 + \alpha_4 + \alpha_5 + \alpha_6}, \quad \alpha_j \geq 0, \sum_j \alpha_j > 0 \quad (3.2)$$

Вектор параметров  $\vec{\alpha} = \{\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, \alpha_4, \alpha_5, \alpha_6\}$  определяет форму профиля и может быть задан вручную или найден в результате автоматической подгонки. На рис. 3.2 приведен пример гипотетической элементарной ячейки МРЗ Mo/Be/Si, в которой  $\vec{\alpha}$  уникален для каждого интерфейса. Пунктиром на заднем плане отмечен профиль идеальной структуры с теми же толщинами слоёв:  $d(\text{Si})=2.895$  нм,  $d(\text{Be})=1.534$  нм,  $d(\text{Mo})=2.47$  нм.

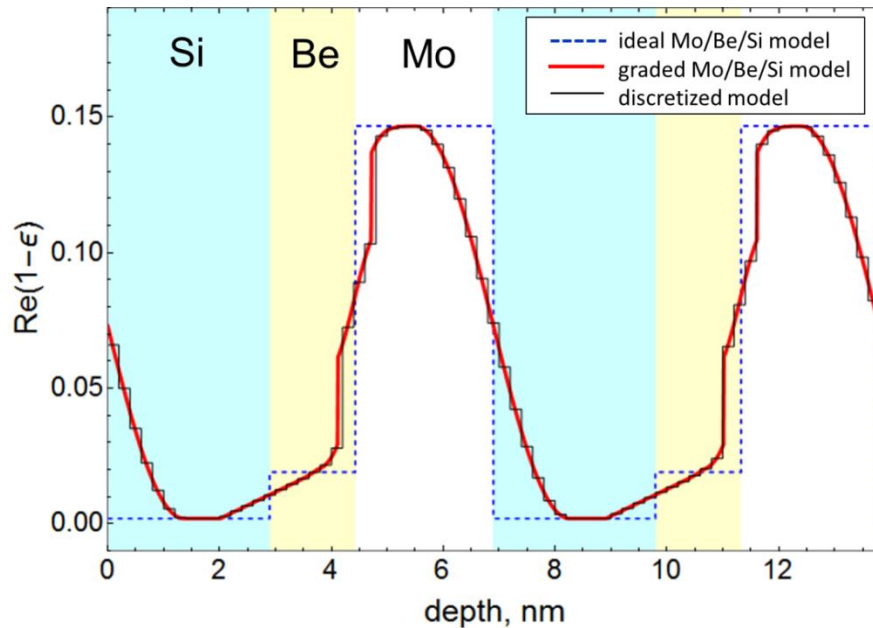


Рис. 3.2. Действительная часть поляризуемости гипотетической элементарной ячейки структуры Mo/Be/Si на длине волны 13.5 нм. Глубина отсчитывается от внешней поверхности вглубь МРЗ. Переходные слои заданы отдельно для каждого интерфейса:

$$\vec{\alpha}(\text{Si-on-Be}) = \{\text{erf}=0, \text{lin}=1, \text{exp}=0, \text{tanh}=0, \text{sin}=0, \text{step}=0\}, \quad \sigma=0.5 \text{ нм}$$

$$\vec{\alpha}(\text{Be-on-Mo}) = \{\text{erf}=1, \text{lin}=0, \text{exp}=0, \text{tanh}=0, \text{sin}=0, \text{step}=1\}, \quad \sigma=0.3 \text{ нм}$$

$$\vec{\alpha}(\text{Mo-on-Si}) = \{\text{erf}=0, \text{lin}=0, \text{exp}=0, \text{tanh}=0, \text{sin}=1, \text{step}=0\}, \quad \sigma=0.6 \text{ нм.}$$

На рис. 3.1 бросается в глаза существенное отличие step-функции от других функций набора (3.1). Step-функция введена специально для выявления квазиоднородных стехиометрических областей, образовавшихся на границе материалов в результате химической реакции. Пример такого соединения -  $\text{Mo}_x\text{Si}_y$  [44] в Mo/Si МРЗ. Если весовой коэффициент при step-функции сравним с весами других функций набора, это может быть сигналом, что модель следует скорректировать, введя между соответствующими материалами отдельный слой и подбирая его толщину, химический состав и другие параметры.

Переходный слой в виде функции ошибок соответствует шероховатости с гауссовым распределением высот. Линейный переходный слой образуется при одновременном действии

химического взаимодействия, диффузии и шероховатости как, например, в МРЗ на основе La/B [102].

В целом, различия между первыми пятью функциями набора (3.1) существенно менее радикальные. Можно отметить разницу в максимальных наклонах, в длине «хвостов», в наличии или отсутствии изломов. Тем не менее, хоть и чисто визуально (см. рис. 3.4) профили поляризуемости, образуемые этими функциями, различаются несильно, далее будет продемонстрировано, что разница в коэффициентах отражения от разных профилей может быть весьма значительной при достаточно больших углах скольжения.

### 3.1.2 Влияние формы интерфейсов на кривые отражения

Основными особенностями кривых отражения от периодических МРЗ являются брэгговские резонансы. Расчёт отражения в области резонанса может быть проведен приближенно, в том числе в рамках метода медленных амплитуд [103]

$$R_n^{s,p}(\phi, \lambda) = \left| \frac{(B_n \zeta / 2) \tanh S_n L}{b_n \tanh S_n L - i \sqrt{(B_n \zeta / 2)^2 - b_n^2}} \right|^2 \quad (3.3)$$

где  $L = Nd$  – толщина структуры,  $N$  – число периодов,  $d$  – период,  $S_n = \frac{\pi n}{2d \sin^2 \phi} \sqrt{(B_n \zeta / 2)^2 - b_n^2}$

– коэффициент затухания волны в МРЗ, индексы  $s$  и  $p$  обозначают поляризацию. Индекс  $n$  –

номер пика,  $b_n = \left( \frac{n\lambda}{2d} \right)^2 + \cos^2 \phi - \langle \varepsilon \rangle$  – т.н. брэгговский резонансный член,  $\langle \varepsilon \rangle$  – средняя по

периоду МРЗ диэлектрическая проницаемость,  $B_n$  – соответствующий коэффициент разложения диэлектрической проницаемости  $\varepsilon(z)$  в ряд Фурье, т.е. амплитуда  $n$ -й гармоники,

$\zeta = \begin{cases} 1 & s\text{-polarization} \\ \cos 2\phi & p\text{-polarization} \end{cases}$  – поляризационный множитель.

Из выражения (3.3) можно видеть, что максимум коэффициента отражения  $R_n$  в  $n$ -ом брэгговском пике в значительной степени определяется амплитудой соответствующей пространственной гармоники диэлектрической проницаемости  $B_n$ . По определению, амплитуда  $n$ -й гармоники

$$B_n = \frac{2}{d} \int_0^d \varepsilon(z) \exp(i \frac{2\pi n}{d} z) dz \quad (3.4)$$

Применяя интегрирование по частям, получаем

$$B_n = \frac{2}{d} \int_0^d \varepsilon(z) \exp(i \frac{2\pi n}{d} z) dz = \frac{i}{\pi n} \int_0^d \frac{d\varepsilon(z)}{dz} \exp(i \frac{2\pi n}{d} z) dz \quad (3.5)$$

Рассмотрим случай, когда размеры переходных областей меньше, чем толщина слоя (интерслои с различных границ не перекрываются). Тогда зависимость диэлектрической проницаемости в элементарной ячейке МРЗ, содержащей  $k$  слоёв, от глубины можно записать следующим образом:

$$\varepsilon(z) = \varepsilon_1^0 + \sum_{j=1}^k (\varepsilon_{j+1}^0 - \varepsilon_j^0) f_{\vec{a}_j}(z, z_j, \sigma_j), \quad \varepsilon_{k+1}^0 = \varepsilon_1^0 \quad (3.6)$$

где  $\varepsilon_j^0$  – номинальные диэлектрические проницаемости слоёв,  $f_{\vec{a}_j}(z, z_j, \sigma_j)$  – функции переходных слоёв, определяемые векторами параметров  $\vec{a}_j$ , ширинами  $\sigma_j$  и положениями границы  $z_j$ .

$$\begin{aligned} B_n &= \frac{i}{\pi n} \int_0^d \sum_{j=1}^k (\varepsilon_{j+1}^0 - \varepsilon_j^0) \frac{df_{\vec{a}_j}(z, z_j, \sigma_j)}{dz} \exp(i \frac{2\pi n}{d} z) dz = \\ &= \frac{i}{\pi n} \sum_{j=1}^k (\varepsilon_{j+1}^0 - \varepsilon_j^0) \int_0^d \frac{df_{\vec{a}_j}(z, z_j, \sigma_j)}{dz} \exp(i \frac{2\pi n}{d} z) dz = \\ &= \frac{i}{\pi n} \sum_{j=1}^k (\varepsilon_{j+1}^0 - \varepsilon_j^0) F_{\vec{a}_j}(q, z_j, \sigma_j) \end{aligned} \quad (3.7)$$

где

$$F_{\vec{a}_j}(q, z_j, \sigma_j) = \int_0^d \frac{df_{\vec{a}_j}(z, z_j, \sigma_j)}{dz} \exp(i \frac{2\pi n}{d} z) dz, \quad q = \frac{\pi n}{d} \quad (3.8)$$

Величина гармоники, как видно из (3.7), определяется фурье-образами от производных переходных слоёв по глубине  $F_{\vec{a}_j}(q, z_j, \sigma_j)$ . Итак, можно ожидать, что падение коэффициента отражения от МРЗ с переходными слоями будет в значительной степени схоже с падением коэффициента отражения от полупространства (подложки) с одним поверхностным переходным слоем, рассмотренным, например, в [35]. Значения могут быть получены аналитически для описанных выше функций  $f_1 - f_6(z, \sigma)$ :

$$\begin{aligned} F_{erf}(q\sigma) &= \exp(-2q^2\sigma^2) \\ F_{lin}(q\sigma) &= \frac{\sin(2\sqrt{3}q\sigma)}{2\sqrt{3}q\sigma} \\ F_{exp}(q\sigma) &= \frac{1}{1+2q^2\sigma^2} \\ F_{tanh}(q\sigma) &= \frac{2\sqrt{3}q\sigma}{\sinh(2\sqrt{3}q\sigma)} \end{aligned} \quad (3.9)$$

$$F_{\sin}(q\sigma) = \frac{\pi}{4} \left( \frac{\sin(2\gamma q\sigma - \pi/2)}{2\gamma q\sigma - \pi/2} + \frac{\sin(2\gamma q\sigma + \pi/2)}{2\gamma q\sigma + \pi/2} \right), \quad \gamma = \pi/\sqrt{\pi^2 - 8}$$

$$F_{\text{step}}(q\sigma) = \cos(2q\sigma)$$

В (3.9)  $F_{\alpha_j}(q, z_j, \sigma_j)$  не содержат мнимых частей, но если форма интерфейса станет несимметричной, то величина  $F_{\alpha_j}(q, z_j, \sigma_j)$  может стать комплексной.

На рис. 3.3 приведены графики функций  $F_{\alpha_j}(q, z_j = 0, \sigma)$  с одинаковыми  $\sigma$  и положением границы в начале координат (как на рис. 3.1). Тогда ширина интерфейса  $\sigma$  и волновое число  $q$  входят в зависимость только в составе произведения:  $F_{\alpha_j}(q, z_j = 0, \sigma) = F_{\alpha_j}(q\sigma) = F_{\alpha_j}(\frac{\pi\sigma}{d})$ . Видно, что при значениях  $q\sigma > 0.5$  абсолютные значения  $F_{\alpha_j}(q\sigma)$  отличаются в разы для различных профилей.

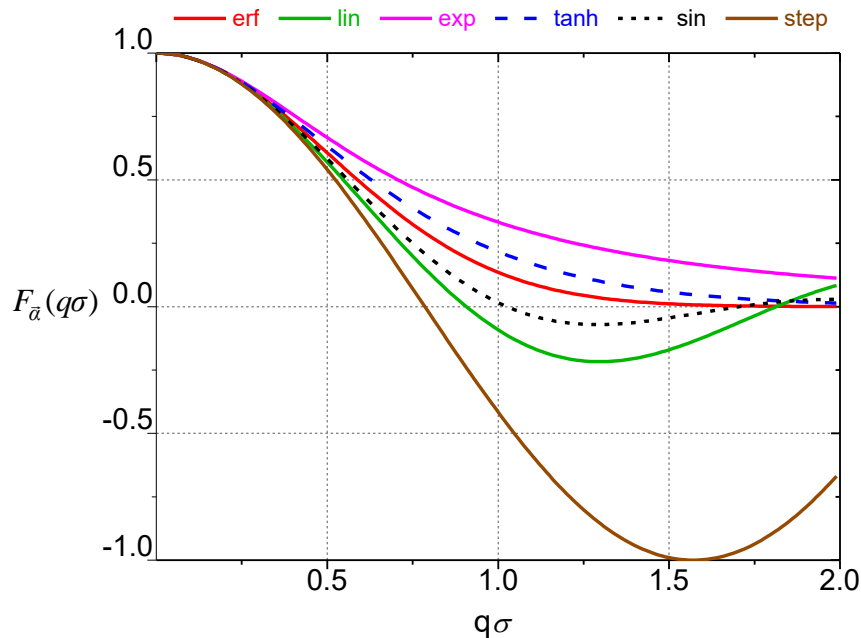


Рис. 3.3. Коэффициенты ослабления пространственных гармоник диэлектрической проницаемости различными функциями профиля, приведенные в (3.9), в зависимости от произведения z-компоненты волнового числа зондирующего излучения на среднеквадратичную ширину переходного слоя.

Между тем, измерения коэффициента отражения от МРЗ вплоть до угла скольжения в  $6^\circ$  вполне типичны для лабораторных дифрактометров с длиной волны 0.154 нм ( $\text{CuK}\alpha$ ). Это значит, что z-компонента волнового числа  $q_z^{\text{max}} = \frac{2\pi}{\lambda} \sin \theta_{\text{max}}$ , определяющая разрешение по глубине структуры, достигает  $4 \text{ нм}^{-1}$ . Таким образом, условие «чувствительности» кривой отражения к различиям в размывающих функциях  $q\sigma > 0.5$  уверенно выполняется уже при

$\sigma > \frac{0.5}{4 \text{ nm}^{-1}} = 0.17 \text{ nm!}$  В действительности, эффективные переходные слои в реальных структурах более широкие; наиболее распространенные значения  $\sigma$  лежат в пределах 0.2 – 1.5 нм [36, 39, 104].

Из проведенных общих оценок следует однозначный вывод: разрешения лабораторных дифрактометров более чем достаточно, чтобы обнаружить различия в форме переходных слоёв, таких как вышеупомянутые функции  $f_1 - f_6(z, \sigma)$ . Теперь проиллюстрируем этот тезис, рассчитав коэффициент отражения для гипотетической Mo/Be структуры.

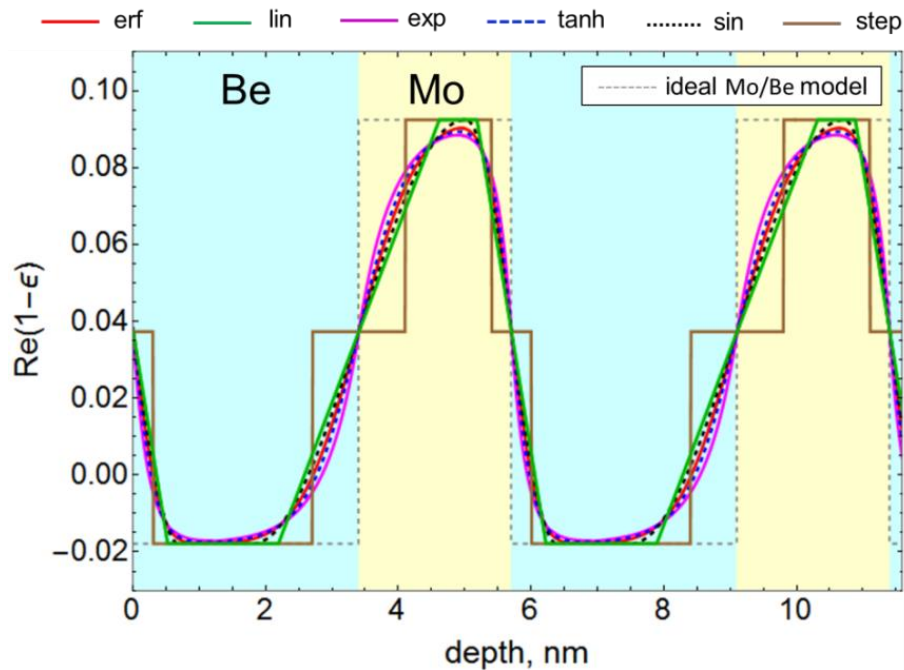


Рис. 3.4. Действительная часть поляризуемости гипотетической элементарной ячейки структуры Mo/Be на длине волны 11.3 нм. Каждый из 6 профилей задан с помощью одной из функций размытия  $f_1 - f_6(z, \sigma)$ , общей для всей интерфейсов структуры. Для сравнения, серым пунктиром показан профиль МРЗ с идеально резкими границами.

На рис. 3.4 приведены профили двух элементарных ячеек Mo/Be МРЗ с переходными слоями в виде различных функций. Среднеквадратичные ширины интерфейсов:  $\sigma(\text{Mo-on-Be})=0.7 \text{ nm}$ ,  $\sigma(\text{Be-on-Mo})=0.3 \text{ nm}$ . Толщина Mo – 2.3 нм, толщина Be – 3.4 нм, число периодов – 100. Расчётные кривые отражения 0.154 нм излучения от Mo/Be МРЗ с различными видами переходных слоёв приведены на рис. 3.5. Для демонстрации различий в интенсивности пиков на рис. 3.5 (а) каждая кривая сдвинута на  $0.09^\circ$  относительно предыдущей.

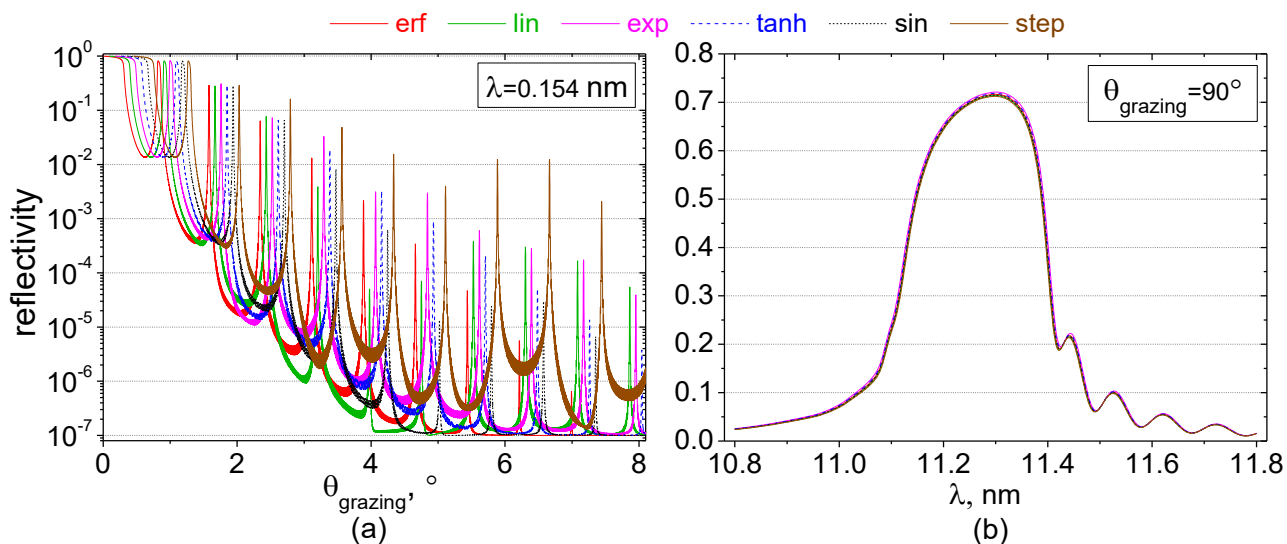


Рис. 3.5. (а) – расчёт коэффициента отражения структуры от Мо/Ве МРЗ на длине волны 0.154 нм. Для наглядности каждый график сдвинут по оси абсцисс на  $0.09^\circ$  относительно предыдущего. (б) – спектральные кривые отражения при нормальном падении.

На рис. 3.5 (а) видно, что эффекты различного подавления высоких гармоник переходными слоями начинают проявляться с третьего пика. При углах скольжения  $>5^\circ$  высоты резонансных пиков отличаются на порядки. При этом первая гармоника диэлектрической проницаемости очень слабо зависит от вида переходного слоя, что иллюстрируется не только первым пиком на рис. 3.5 (а), но и рис. 3.5 (б), где различия кривых вблизи длины волны 11.3 нм не превышают 0.01 при величине пикового отражения около 0.72.

### 3.1.3 Применение расширенной модели для реконструкции МРЗ

#### 3.1.3.1 Реконструкция по симулированным кривым

Применим описанную выше модель для решения обратной задачи. В качестве «экспериментальных данных» мы будем использовать симулированные угловые зависимости отражения на  $\lambda=0.154$  нм и  $\lambda=13.5$  нм от Мо/Si структуры с 50 периодами. На интерфейсе Si-on-Mo расположим 0.8 нм силицида молибдена  $\text{MoSi}_2$ , который образуется в реальных структурах. Схематическое изображение структуры представлено на рис. 3.6 (а), а профиль поляризуемости (реальная часть) – на рис. 3.6 (б). Таким образом, наша модельная структура имеет следующий вид: Si substrate/(Mo/MoSi<sub>2</sub>/Si) $\times$ 50; толщины материалов:  $d(\text{Mo})=2.4$  нм,  $d(\text{MoSi}_2)=0.8$  нм,  $d(\text{Si})=3.9$  нм; плотности материалов:  $\rho(\text{Mo})=10.22$  г/см<sup>3</sup>,  $\rho(\text{MoSi}_2)=6.5$  г/см<sup>3</sup>,  $\rho(\text{Si})=2.33$  г/см<sup>3</sup>. Модель также включает слабую аперриодичность структуры, а именно линейных уход толщин слоёв вглубь структуры на  $-0.02\%$  за период. Кривая отражения на  $\lambda=0.154$  нм учитывает также конечное угловое разрешение в  $0.005^\circ$ . Единственным видом шума, добавленного к кривым отражения, стал пуассоновский шум детектора. За время «измерения» отражения в каждой точке источник испускал  $10^6$  фотонов на  $\lambda=0.154$  нм и  $10^5$

фотонов на  $\lambda=13.5$  нм. Таким образом, квант шума на кривых отражения составляет  $10^{-6}$  и  $10^{-5}$  соответственно.

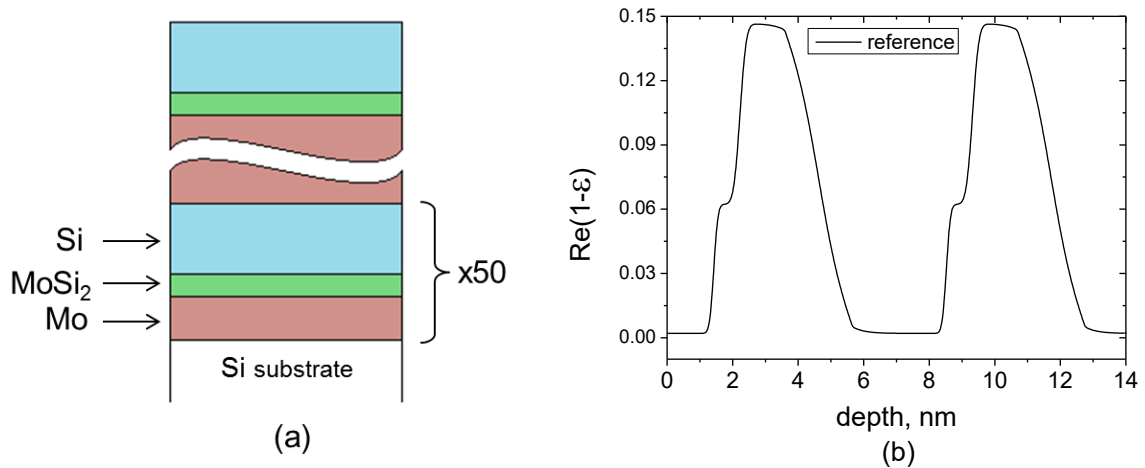


Рис. 3.6. (a) – модельная структура для реконструкции; (b) – модельный профиль поляризуемости на  $\lambda=13.5$  нм. Интерфейсы исходной структуры (а именно, Mo-on-Si, Si-on-MoSi<sub>2</sub> и MoSi<sub>2</sub>-on-Mo) заданы в виде функций  $f_1 - f_5$ , step-функция не используется.

Мы применили два подхода к реконструкции. Первый подход – использование заведомо неверной двухслойной модели, в составе которой только Mo и Si. При этом в составе интерфейса рассматриваются функции  $f_1 - f_6$ . Цель этого подхода – выявить, способно ли введение step-функции в модель компенсировать отсутствие настоящего стехиометрического слоя силицида молибдена. Второй подход – использование корректной модели, с привлечением всех трех слоёв, причем в заведомо правильном порядке; системы функций переходных слоёв при этом брались различные (в т.ч. step-функция), чтобы выявить достаточные и недостаточные наборы. Стехиометрия MoSi<sub>2</sub> считается заранее известной. Технически реконструкция заключается в поиске параметров модели, минимизирующих функционал невязки. Наиболее распространенным таким функционалом является т.н. функционал хи-квадрат [101, 105]

$$\chi^2 = \frac{1}{N_{GIXR} + N_{EUVR} - N_p} \left[ \sum_{\theta} \frac{(R_{GIXR}^{calc}(\theta, \vec{p}) - R_{GIXR}^{exp}(\theta))^2}{\sigma_{GIXR}^2(\theta)} + \sum_{\theta} \frac{(R_{EUVR}^{calc}(\theta, \vec{p}) - R_{EUVR}^{exp}(\theta))^2}{\sigma_{EUVR}^2(\theta)} \right] \quad (3.10)$$

где  $N_{GIXR}$  и  $N_{EUVR}$  – число точек в кривых отражения рентгеновского (grazing incidence X-ray reflectivity, GIXR) и ЭУФ (extreme ultraviolet reflectivity, EUVR) излучения соответственно;  $\vec{p}$  – параметры модели,  $N_p$  – число подгоночных параметров;  $\sigma_{GIXR}$  и  $\sigma_{EUVR}$  – величина систематических и статистических ошибок измерения для каждой кривой. В нашем случае единственный вид ошибок – статистический шум с распределением Пуассона. Идеальный подгон соответствует величине  $\chi^2 \approx 1$ .

Для расчёта и подгонки кривых отражения использовалась программа Multifitting, описанная в разделе 3.2.

На рис. 3.7 приведены исходный и реконструированные профили действительной части поляризуемости Mo/MoSi<sub>2</sub>/Si структуры. Исходный профиль соответствует кривой с легендой «ref», легенда «all» означает, что при реконструкции допускались все функции из набора  $f_1 - f_6$ , в остальных случаях легенда описывает использованные типы переходных слоёв.

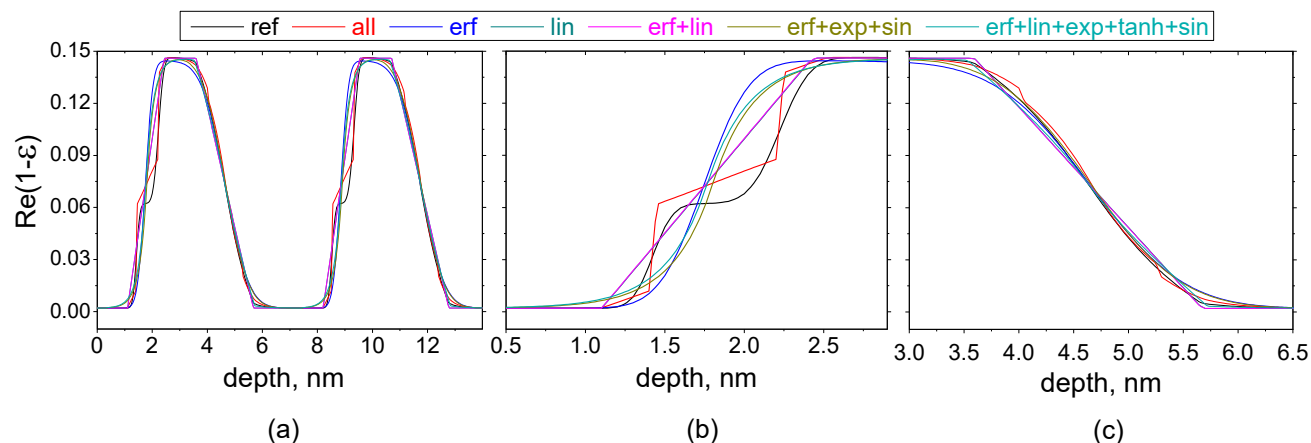


Рис. 3.7. Исходный («ref») и реконструированные профили поляризуемости на  $\lambda=13.5$  нм с использованием различного набора функций из  $f_1 - f_6$  в рамках двухслойной модели. (a) – два периода структуры, (b) – граница Si-on-Mo крупным планом, (c) – граница Mo-on-Si крупным планом.

Step-функция применялась в составе модели «all» на рис. 3.7 (b) (красная линия). Видно, что step-функция позволяет найти приближенное подобие истинного переходного слоя, хотя и достаточно грубое. Основное отличие восстановленного профиля в модели «all» состоит в наличии резких границ (т.е. скачков поляризуемости). Эта особенность заложена в самой модели и является ограничением, не позволяющим находить достаточно точный профиль. Чтобы обойти это ограничение можно вводить дополнительные параметры, такие как размытия на границах, плотность промежуточного слоя и т.д. Однако гораздо логичнее и корректнее учитывать подобные эффекты, просто введя в рассмотрение новый слой. Модельная step-функция выступает как индикатор наличия стехиометрического слоя, т.е. дает возможность выявить саму необходимость усложнения модели структуры.

На рис. 3.8 приведены кривые отражения для двух профилей из числа представленных на рис. 3.7: лучшего («all») и худшего («erf»). Зашумленная оранжевая кривая соответствует исходной модели.



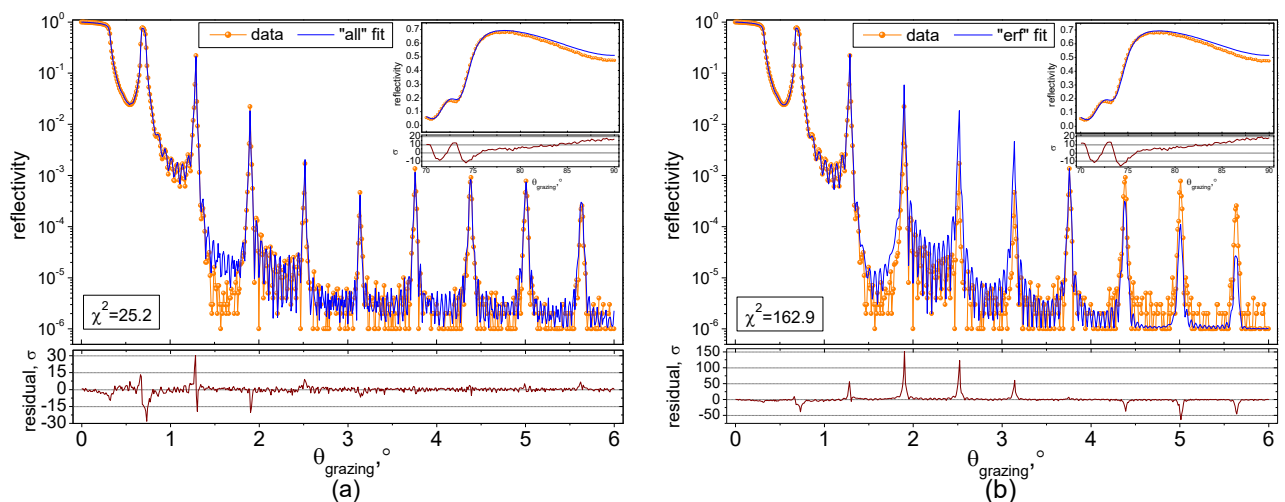


Рис. 3.8. Исходные (симулированные) рефлектометрические данные (оранжевый) и кривые отражения, подогнанные в рамках двухслойной модели (синий). (a) – модель «all», включающая в себя все функции из набора  $f_1 - f_6$ ; (b) – модель «erf». Большие графики демонстрируют результаты на  $\lambda=0.154$  нм, врезки содержат результаты для  $\lambda=13.5$  нм. Графики под кривыми отражения показывают невязку в стандартных отклонениях. Итоговые значения  $\chi^2$  по двум длинам волн представлены в рамке.

Видно, что включение step-функции в подгоночную модель позволяет гораздо лучше описать данные в ЖР диапазоне, в то время как рассогласование в ЭУФ диапазоне остается на том же уровне. Это связано с тем, что в коротковолновом диапазоне большее значение имеет геометрия структуры, в первую очередь расстояния между границами материалов. В длинноволновом диапазоне, где поляризуемость достаточно велика, уже существенное значение играет плотность и поглощение материалов. Такая сравнительно грубая модель, как step-функция может имитировать ширину переходного слоя, но не его среднюю плотность. Отличием плотности, которое можно видеть на рис. 3.7 (b), объясняется несоответствие кривых на  $\lambda=13.5$  нм.

На рис. 3.9 приведены невязки кривых отражения для всех профилей, представленных на рис.3.7. Видно, что качество подгонки на  $\lambda=13.5$  нм почти одинаковое во всех моделях, в то время как на  $\lambda=0.154$  нм добавление step-функции приводит к существенному уменьшению рассогласования.

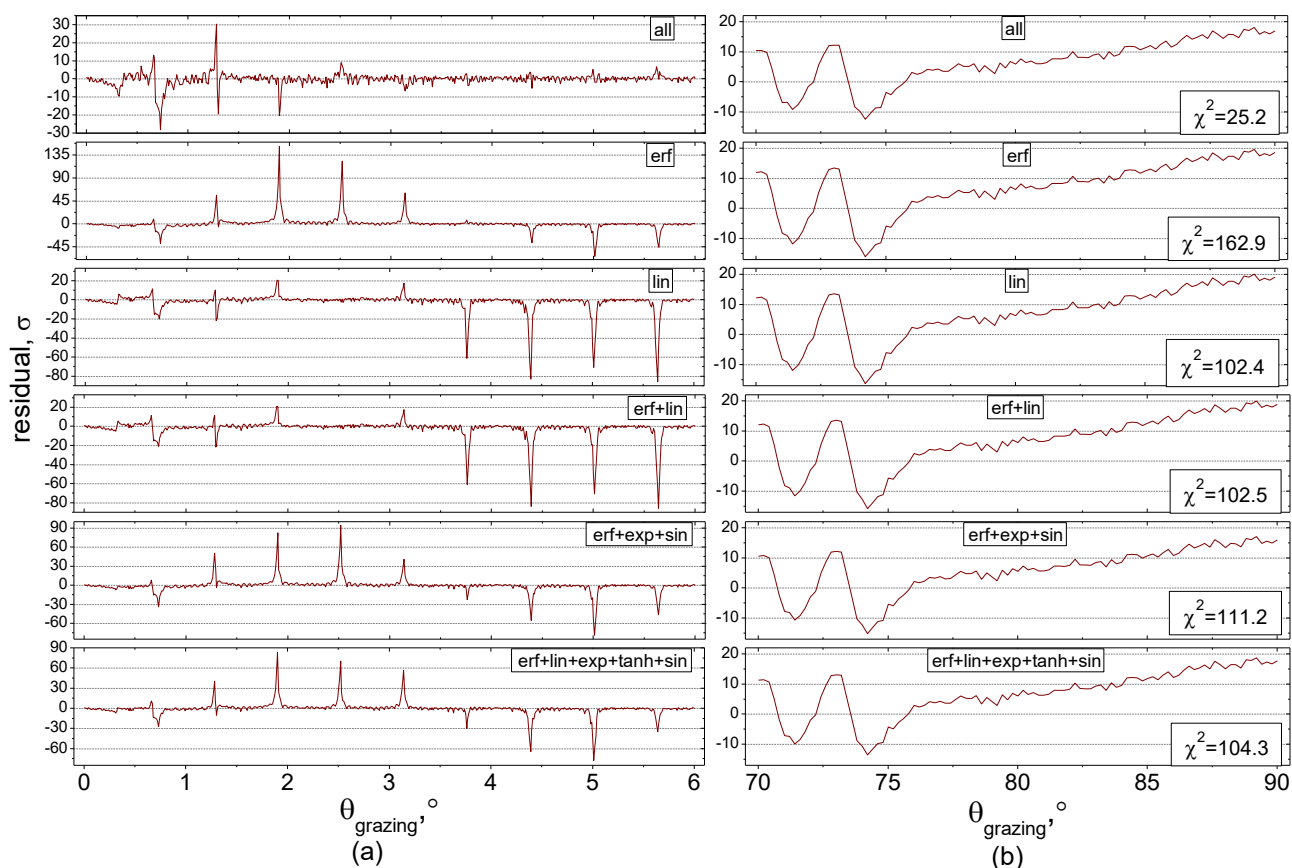


Рис. 3.9. Невязки кривых отражения в рамках двухслойной модели для реконструированных профилей, приведенных на рис. 3.7. Значения  $\chi^2$  приведены для совокупности ЖР и ЭУФ данных.

Мы выяснили, что использование step-функции может указывать на необходимость усложнения модели элементарной ячейки МРЗ. Теперь зададим вопрос: указывает ли модель на то, где именно нужно вводить дополнительные слои? Ведь мы можем добавить  $\text{MoSi}_2$  как на Si-on-Mo, так и на Mo-on-Si границу. Изменим начальные условия и попытаемся найти другое решение в рамках прежней двухслойной модели. На рис. 3.10 красным цветом показано первое решение (он же красный профиль на рис. 3.7 (b)), а зеленым цветом – второе.  $\chi^2$  второго решения несильно отличается от  $\chi^2$  первого решения (величина – 28.9 и 25.2 соответственно). При этом силицид во втором решении расположен на другой границе. Если зеркально отразить второе решение (синяя кривая) и сравнить с первым (красная кривая), то видно, что профили практически идентичны! То есть мы имеем дело с неоднозначностью в порядке следования слоёв. Связана ли эта неоднозначность с грубостью нашей модели? Ответ: нет. Точно такой же эффект мы получили бы, если бы добавили в модель настоящий стехиометрический слой.

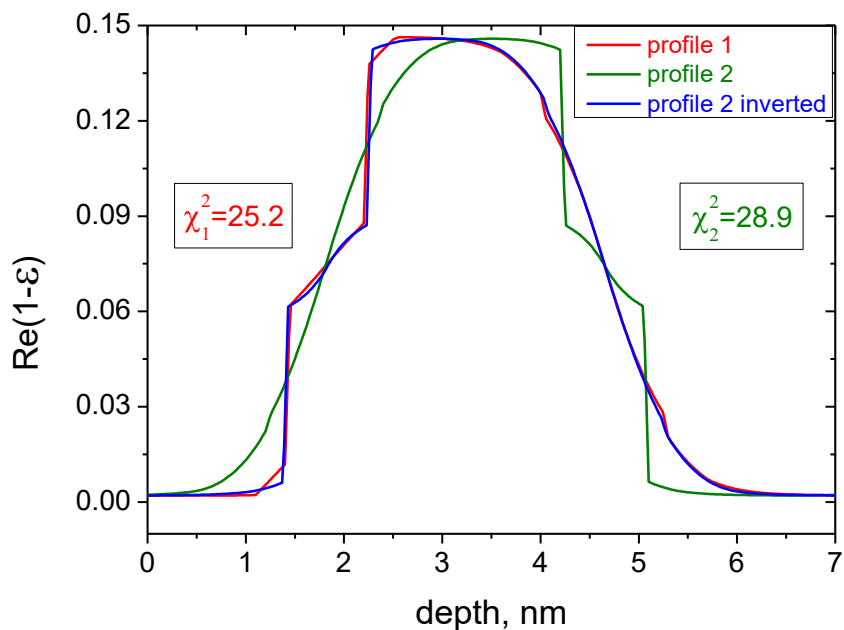


Рис. 3.10. Два профиля поляризуемости (красный и зеленый), найденные в двухслойной модели с использованием всех функций из набора  $f_1 - f_6$  (модель «all»). Синий профиль – зеркально отраженный зеленый.

Подобного рода «зеркальная» неоднозначность типична для обратной задачи рентгеновской рефлектометрии [27, 37]. Это легко понять, вспомнив, что кривая отражения, по сути своей, является интерференционной картиной волн, отраженных от множества границ раздела сред внутри структуры. И как для любой интерферограммы, для кривой отражения определяющее значение имеют попарные расстояния между границами, а не порядок следования границ как таковой. Именно этот факт мешает установить, какой из интерфейсов шире другого даже для структур с ярко выраженной асимметрией границ (особенно в бинарных структурах). Чтобы надежно разрешить этот вопрос, нужно привлекать априорную информацию о структуре или проводить дополнительные измерения, например, получать электронно-микроскопические изображения.

Итак, мы выяснили, что для восстановления исходной структуры необходимо использовать трехслойную элементарную ячейку. Расположение и химический состав силицида молибдена  $\text{MoSi}_2$  будем считать известными.

На рис. 3.11 приведены исходный и реконструированные профили действительной части поляризуемости  $\text{Mo}/\text{MoSi}_2/\text{Si}$  структуры. Исходный профиль соответствует кривой с легендой «ref», легенда «all» означает, что при реконструкции допускались все функции из набора  $f_1 - f_6$ , в остальных случаях легенда описывает использованные типы переходных слоёв. В

отличие от рассмотренной выше двухслойной модели, здесь роль step-функции в модели «all» оказалась пренебрежимо малой.

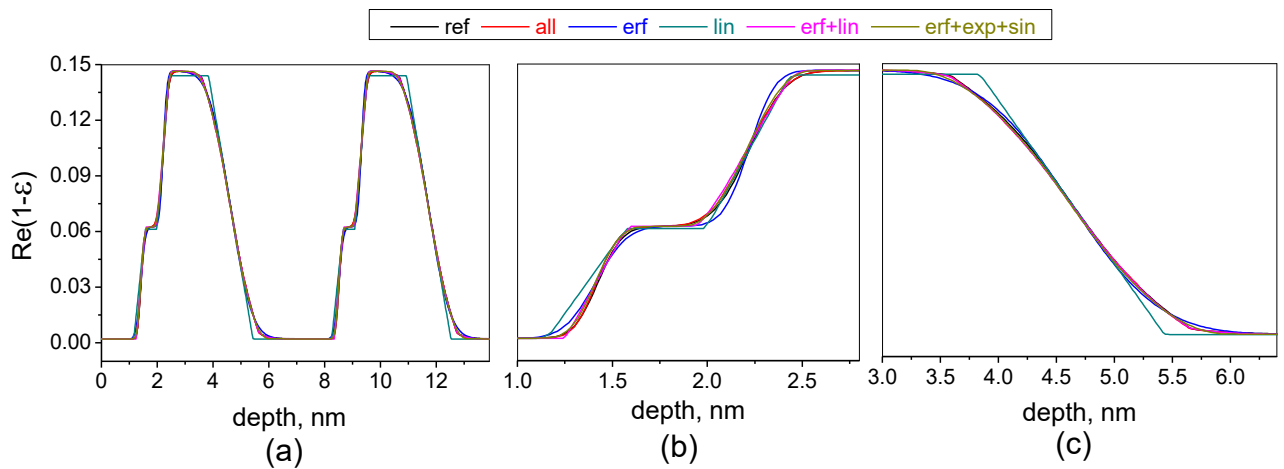


Рис. 3.11. Исходный («ref») и реконструированные профили поляризуемости на  $\lambda=13.5$  нм с использованием различного набора функций из  $f_1 - f_6$  в рамках трехслойной модели. (a) – два периода структуры, (b) – область  $\text{MoSi}_2$  крупным планом, (c) – граница Mo-on-Si крупным планом.

На рис. 3.12 приведены кривые отражения для двух профилей из числа представленных на рис. 3.11: лучшего («erf+lin») и худшего («lin»). Зашумленная оранжевая кривая соответствует исходной модели.

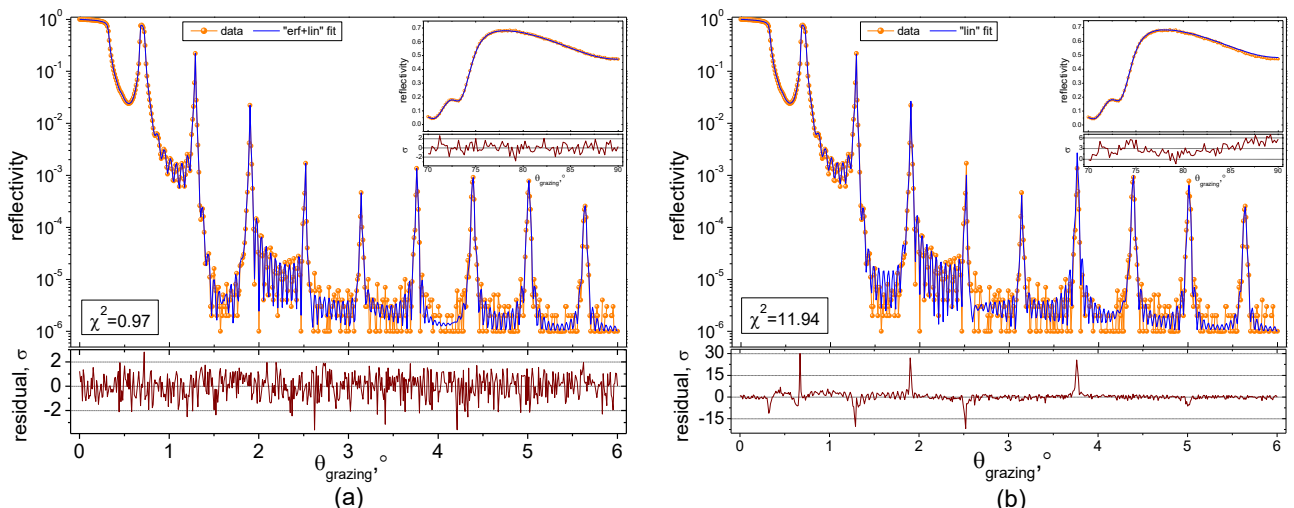


Рис. 3.12. Исходные (симулированные) рефлектометрические данные (оранжевый) и кривые отражения, подогнанные в рамках трехслойной модели (синий). (a) – модель «erf+lin»; (b) – модель «lin». Большие графики демонстрируют результаты на  $\lambda=0.154$  нм, врезки содержат результаты для  $\lambda=13.5$  нм. Графики под кривыми отражения показывают невязку в стандартных отклонениях. Итоговые значения  $\chi^2$  по двум длинам волн представлены в рамке.

На рис. 3.13 приведены невязки кривых отражения для всех профилей, представленных на рис. 3.11. Видно, что большинство из рассмотренных моделей оказались достаточными для описания коэффициента отражения в пределах статистической ошибки. Наименее подходящей оказалась модель линейных переходных слоёв, однако даже она достаточно корректно описала все особенности кривой отражения (см. рис. 3.12 (b))

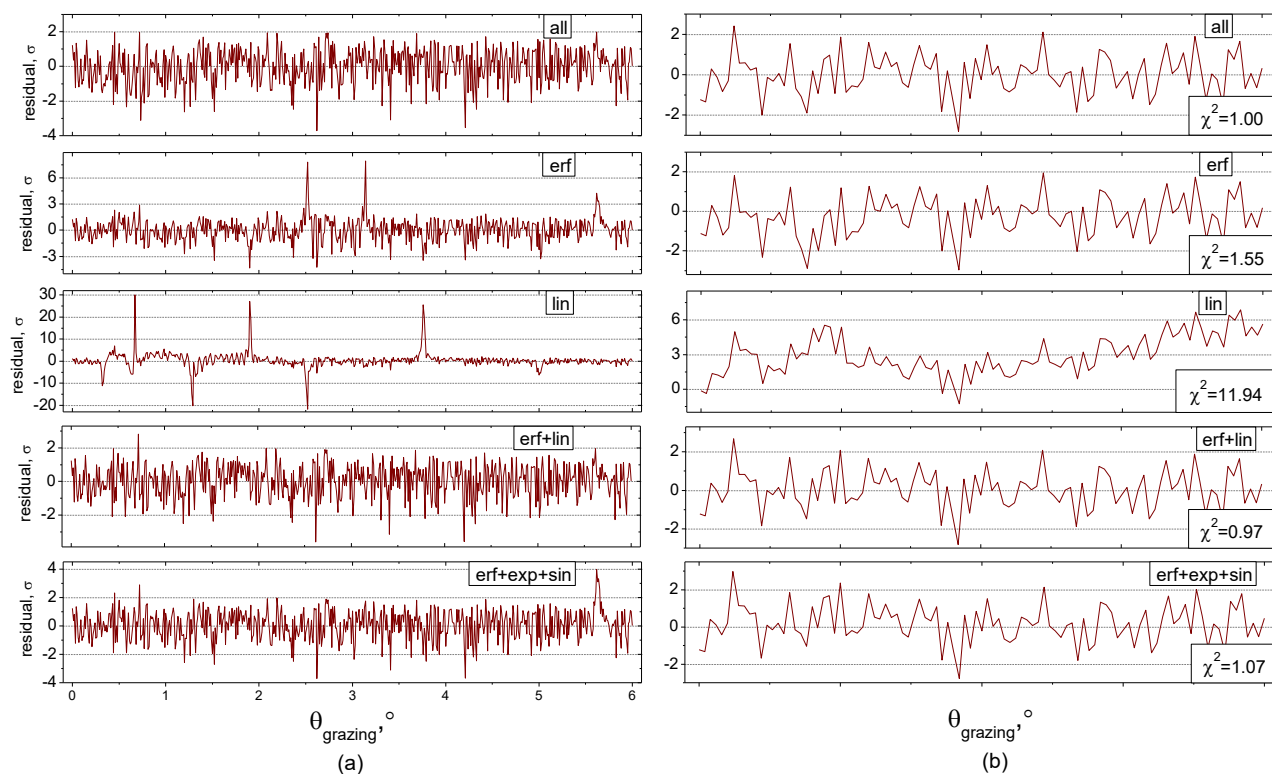


Рис. 3.13. Невязки кривых отражения в рамках трехслойной модели для реконструированных профилей, приведенных на рис. 3.11. Значения  $\chi^2$  приведены для совокупности ЖР и ЭУФ данных.

Обращает на себя внимание тот факт, что хотя по отдельности «erf» и «lin» модели не дают идеального соответствия кривых отражения, их комбинация оказалось достаточной, чтобы минимизировать  $\chi^2$  до уровня 1. Это хорошо иллюстрирует основную идею: привнесение даже небольшой неопределенности в форму переходных слоёв может сильно помочь при реконструкции структуры. Мы рассмотрели пример структуры с тремя слоями в периоде, но подход эффективен для периодических структур с любым количеством слоёв в элементарной ячейке.

### 3.1.3.2 Реконструкция по экспериментальным кривым

Теперь попробуем с помощью нашей модели найти параметры реального МРЗ. Для этого рассмотрим исходные и отоженные периодические Mo/Be зеркала с толщиной периода около 6 нм. Зеркала состоят из 110 периодов на кремниевой подложке. Первым на подложку

осаждался Mo, закрывает структуру слой Be. Сразу после синтеза структуры, угловые зависимости коэффициента отражения были измерены на лабораторном дифрактометре на длине волны  $\lambda=0.154$  нм и на лабораторном рефлектометре на длине волны  $\lambda=11.35$  нм [106]. После этого структура была отожжена в атмосфере в течение 2 часов при температуре  $350^\circ\text{C}$  и снова измерена.

Реконструкция зеркала осуществлялась с одновременной подгонкой кривых GIXR и EUVR с использованием функции невязки (3.10). Мы приняли, что ошибки измерения  $\sigma_{EUVR}$  и  $\sigma_{GIXR}$ , используемые в невязке, вызваны только статистическими шумами. Квант шума на кривых отражения составляет  $4 \times 10^{-6}$  и  $1 \times 10^{-3}$  на  $\lambda=0.154$  нм и  $\lambda=11.35$  нм соответственно. Систематические погрешности измерения в расчёт не принимались.

Измеренные кривые отражения приведены на рис. 3.14.

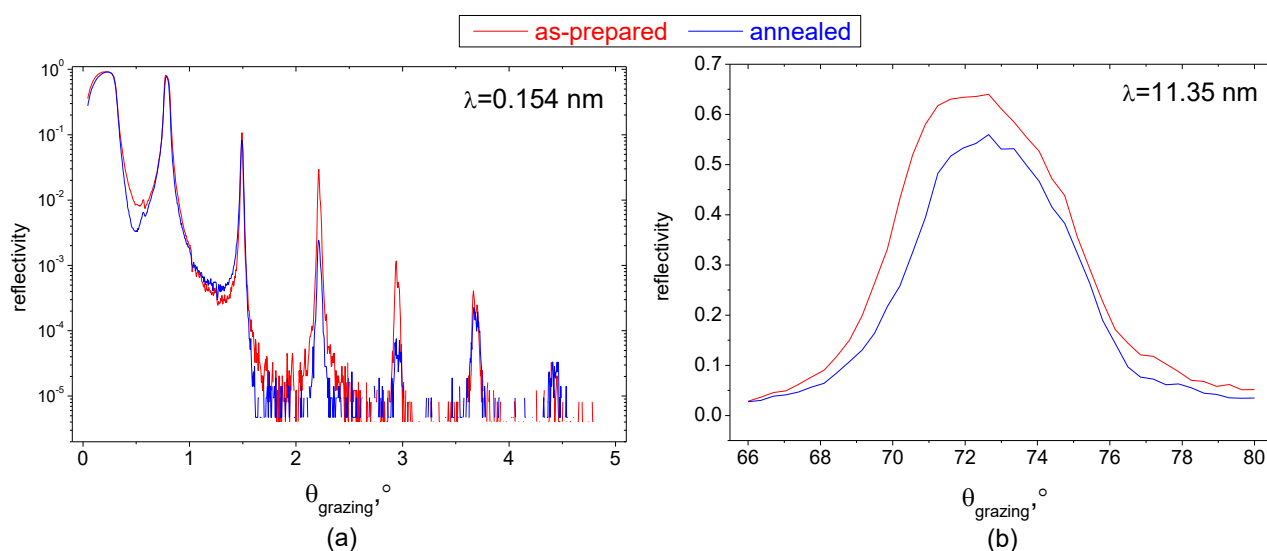


Рис. 3.14. Измеренные кривые GIXR (a) и EUVR (b). Красная кривая – образец сразу после напыления, синяя кривая – отожженный на воздухе образец.

Коэффициенты отражения до и после отжига существенно отличаются. В ЭУФ диапазоне наблюдается падение отражения с 0.64 до 0.56. На  $\lambda=0.154$  нм наблюдается подавление резонансных пиков в середине кривой отражения, что говорит об изменении соотношений между амплитудами различных гармоник диэлектрической проницаемости.

Восстановление структур было осуществлено в рамках трех моделей: с использованием всех функций из набора  $f_1 - f_6$  (модель «all»), а также с использованием только функции «erf» и с использованием только функции «lin». Сравнение найденных профилей поляризуемости структур на 0.154 нм приведено на рис. 3.15.

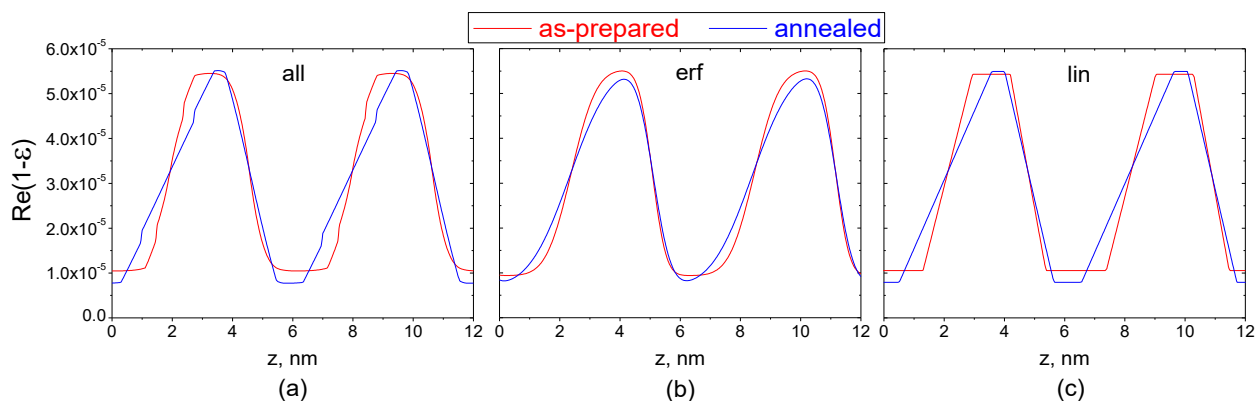


Рис. 3.15. Профили поляризуемости на  $\lambda=0.154$  нм, полученные в результате реконструкции структуры. (a) модель с использованием всех функций из набора  $f_1 - f_6$  («all»), (b) модель с использованием только функции «erf», (c) модель с использованием только функции «lin».

Во всех модельных профилях на рис. 3.15 можно заметить несимметричное уширение переходных областей при отжиге. Пиковые значения плотности  $M_0$  остаются почти неизменными при отжиге в рамках моделей «all» и «lin» и слегка уменьшаются в модели «erf». Плотность  $V_e$  при отжиге уменьшается во всех моделях, слабее в «erf» и сильнее в «all» и «lin».

Наиболее существенной особенностью профилей, приведенных на рис. 3.15 (a) является изменение формы переходного слоя в процессе отжига. Форма более узкого переходного слоя на границе  $Ve-on-Mo$  до отжига не имела изломов и могла быть описана гладкой функцией типа erf или другой, похожей на нее. После отжига переход стал практически линейной функцией. Форма более протяженной границы  $Mo-on-Ve$  подверглась чуть меньшим изменениям, хотя ее «линейность» также повысилась. Изначально являясь, в основном, смесью «lin», «exp» и «step» функций в приблизительном отношении 5:4:1 она уширилась и стала суперпозицией «lin», «sin» и «step» функций в соотношении 8:1:1. То, что наиболее широкая переходная область находится на границе  $Mo-on-Ve$ , стало известно по данным высокоразрешающей просвечивающей электронной микроскопии (HRTEM).

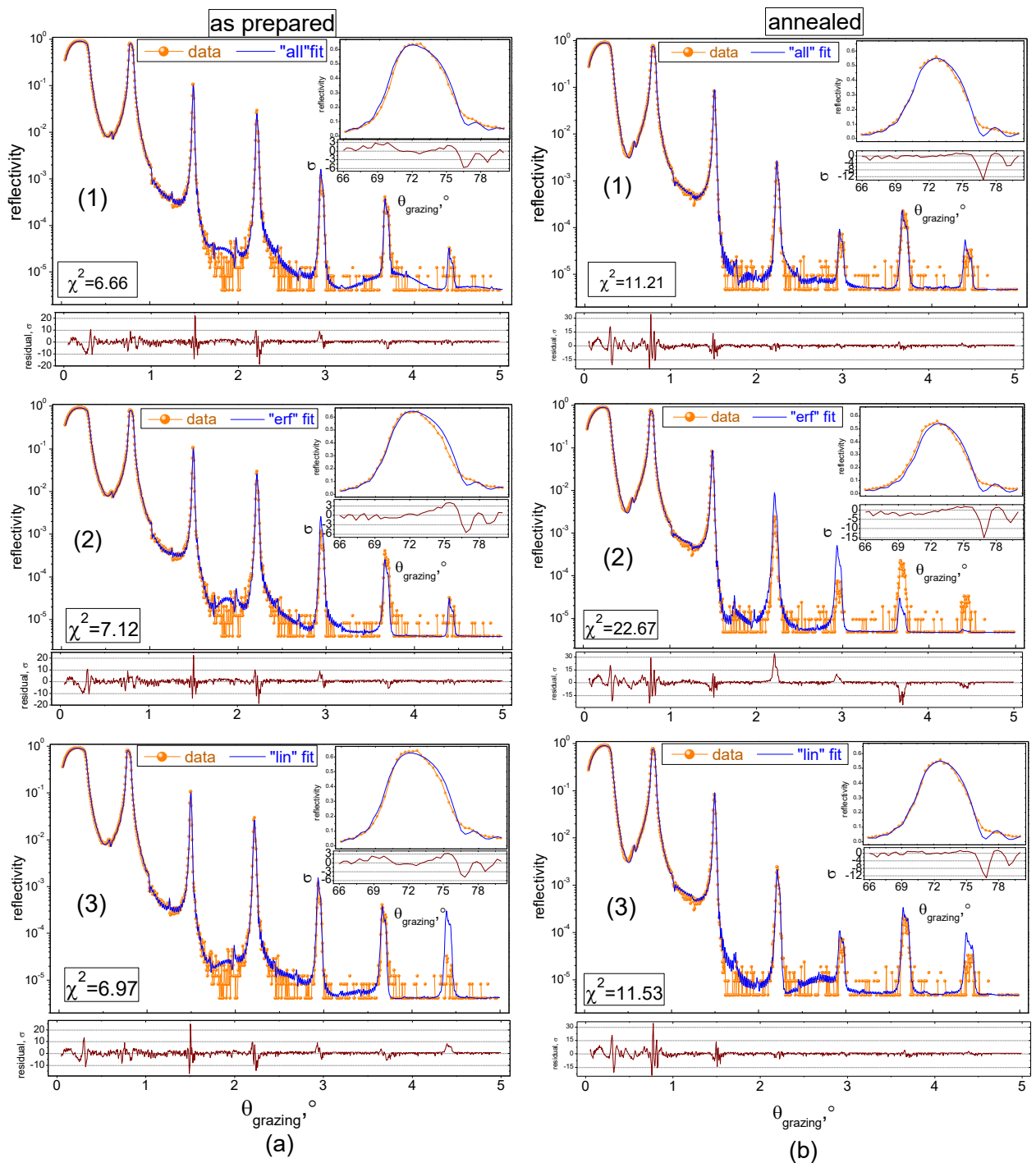


Рис. 3.16. Исходные рефлектометрические данные (оранжевый) и кривые отражения, соответствующие реконструированной модели (синий). Колонка графиков (a) – исходный образец; колонка графиков (b) – отожженный образец. Строка графиков (1) – использование модели «all», (2) – модель «erf», (3) – модель «lin». Большие графики демонстрируют результаты на  $\lambda=0.154$  нм, врезки содержат результаты для  $\lambda=11.35$  нм. Итоговые значения  $\chi^2$  по двум длинам волн представлены в рамке.



Профили, представленные на рис. 3.15 соответствуют кривым отражения на рис. 3.16. В целом реконструкция исходного образца оказалась более простой задачей; значение  $\chi^2$  для него почти вдвое меньше, чем для отожденного образца даже в модели «all». Тем не менее, минимальное значение  $\chi^2=6.66$  и, в соответствии со смыслом этой величины, это указывает на некоторое несоответствие используемой модели экспериментальным данным.

Предположительно, основной вклад в расхождение экспериментальных и расчётных кривых вносит нестабильность толщин слоёв по глубине образца. При подгонке кривых отражения, учитывалась нестрогая периодичность структуры в рамках простого приближения. При числе периодов более нескольких десятков (а в данном случае их 110) накапливающаяся ошибка становится существенной, особенно для высоких порядков отражения. Поскольку основной эффект вносит квазимонотонное изменение толщин слоёв, для описания уширения пиков в модель введено линейное изменение толщины периода от его порядкового номера. Тем не менее, в реальности этот процесс нелинейный во времени и тонкие различия в ширине пиков могут давать немалый вклад в рассогласование кривых. Нелинейную зависимость толщины напыляемых слоёв от времени иллюстрирует также наличие сравнительно малоинтенсивных резонансов, расположенных между брэгговскими пиками. Их можно увидеть на кривых отражения рис. 3.16 при углах скольжения  $0.57^\circ$ ,  $1.02^\circ$ ,  $1.25^\circ$ ,  $1.75^\circ$ ,  $2^\circ$ . Они вызваны немонотонным, периодическим изменением скорости напыления во времени и отражают периодическую модуляцию периода многослойного зеркала. Используемая модель учитывает эту особенность и позволяет описать эти дополнительные резонансы.

Кривые EUVR, расположенные во врезках на рис. 3.16, демонстрируют явное несоответствие расчёта и эксперимента в правой части кривой. Экспериментальная кривая почти не содержит осцилляций, в отличие от расчётной. В значительной степени это связано с уже упоминавшимся нарушением периодичности. В отличие от рентгена ЭУФ излучение проникает не на всю глубину структуры, поэтому здесь становится существенным конкретный закон варьирования толщин и модель линейного ухода уже не всегда подходит. Другая причина – более низкая спектральная чистота зондирующего излучения. В целом же качество описания EUVR кривых для одной и той же структуры слабо зависит от выбора модели, что было проиллюстрировано ранее на рис. 3.5.

Основной эффект от выбора модели проявляется в кривых GIXR. Модель «all» на рис. 3.16 (1) позволяет достаточно хорошо описать амплитуды всех пиков для обеих структур (1a) и (1b). Модель «erf» оказывается не слишком плохой для исходной структуры (2a), хотя для нее расхождение кривых несколько больше. Но «erf» оказывается совершенно непригодной для описания отоженной структуры (2b). Помимо удвоившегося значения  $\chi^2$  мы видим различия амплитуд пиков в разы, начиная с 3 пика. Модель «lin» неплохо подходит

для кривой (3a) вплоть до угла  $4^\circ$ , однако в последнем пике дает сильное расхождение. Модель «lin» также сравнительно неплоха для отоженной структуры (3b), однако в целом соответствие кривых несколько хуже, чем в модели «all».

Из наблюдаемых результатов можно сделать вывод, что использование суперпозиции функций переходного слоя позволяет найти вид переходного слоя автоматически, без необходимости ручного поиска для каждой конкретной границы каждой конкретной структуры.

Описанная в данном разделе расширенная модель позволяет уточнить одномерную геометрию структуры и не вносит никаких изменений в метод расчёта рассеянного излучения. Разделение зеркальной и диффузной компонент может производиться в рамках стандартного подхода – по теории возмущений с использованием одномерной геометрии структуры, найденной заранее или уточняемой в самосогласованном подходе.

### **3.2 Multifitting – программа для рефлектометрической реконструкции**

Численная реконструкция многослойной структуры подразумевает специализированную компьютерную программу для расчёта кривых отражения и управления параметрами структуры. Задача рефлектометрической реконструкции как таковая – достаточно стандартна, и множество научных и технологических групп, работающих в области синтеза и диагностики многослойных наноструктур, её в своё время решали. Однако, несмотря на почтенный возраст методологии рентгеновской диагностики многослойных систем, до сих пор проводятся и публикуются работы о методах восстановления параметров структур и предельных возможностях этих методов [37, 101]. Причин для этого несколько. Во-первых, различаются задачи, решаемые разными группами: это может быть характеристика полупроводниковых/сверхпроводящих/магнитных наноструктур, защитных или буферных слоёв, плёнок на поверхности жидкости, рентгенооптических элементов. Во всех этих случаях требования к набору параметров и к точности их определения могут существенно отличаться; в то время, как в одном случае может быть достаточно знания приблизительных толщин слоёв, в другом может потребоваться субнанометровая точность в определении как толщин слоёв, так и протяженности межслоёвых интерфейсов. Также может потребоваться разделение эффектов взаимодиффузии, химического взаимодействия и шероховатости на интерфейсах. Во-вторых, различаются наборы данных, привлекаемых для анализа структуры. В простейшем случае это может быть одна угловая рефлектометрическая кривая, полученная, как правило на лабораторном дифрактометре; в более сложном случае это несколько таких кривых, а в еще более сложном – результаты комплексных измерений, полученные с помощью различных техник, таких, как GIXS, ВИМС, флуоресцентный анализ. Соответственно, даже при сходстве

задач необходимость использования дополнительных данных сводит на нет возможность использования уже разработанных инструментов, не предусматривающих такую возможность. Отдельно стоит упомянуть тот факт, что зачастую программа пишется автором под одну-единственную задачу и в дальнейшем не поддерживается и не распространяется. Также она, зачастую, не имеет пользовательского интерфейса и документации, а работа с программой – это работа с ее кодом. Таким образом, чтобы повторить исследования структур, подобные [28, 36, 37] исследовательской группе необходимо заново пройти путь разработки подходящего инструмента даже для реализации уже известного и апробированного до них подхода.

Есть и примеры бесплатных инструментов рефлектометрической реконструкции, разработанных для широкого круга пользователей и подробно документированных: IMD [24] и GenX [54]. Основным недостатком, из-за которого автору пришлось от них отказаться, является работа только с одной рефлектометрической кривой. Тем не менее, во многих случаях их функциональности достаточно, о чем свидетельствует количество работ ссылающихся на эти инструменты: 876 ссылок на IMD и 396 ссылок на GenX на данный момент.

Для восполнения вышеуказанного пробела, а также для внедрения расширенной модели многослойной структуры, описанной в параграфе 3.1, в реальный процесс реконструкции было решено создать соответствующий инструмент. При этом предполагалось, что итоговый продукт будет применяться в «рутинном» режиме, изо дня в день широким кругом пользователей из научного и технологического сообщества. Это значит, что вопросы пользовательского интерфейса, удобства и эргономики являются одними из первостепенных, и им должно быть уделено особое внимание. За основу был взят пользовательский интерфейс IMD, как в силу субъективного удобства с точки зрения автора, так и в силу популярности этого инструмента и привычности интерфейса для большого количества пользователей. Ниже будут описаны основные возможности программы Multifitting и основные её особенности с точки зрения пользователя.

### **3.2.1 Основные возможности**

Основное назначение программы – моделирование оптических свойств многослойных наноплёнок в рентгеновском и ультрафиолетовом диапазонах длин волн, таких, как отражение, пропускание и поглощение в зависимости от угла падения и длины волны зондирующего излучения (прямая задача), а также нахождение параметров плёнок по экспериментально полученным кривым отражения и прохождения излучения, в том числе автоматизированное (обратная задача).

Задаваемая планарная структура может содержать подложку, отдельные слои, периодические участки произвольной степени вложенности с числом слоёв в периоде  $\geq 2$ , аperiodические участки. Каждый слой структуры характеризуется материалом, плотностью, толщиной, продолжительностью межслоевого интерфейса на верхней границе данного слоя. Материал может быть задан по названию (как правило, химическая формула), при наличии оптических констант в базе данных, или составлен из отдельных химических элементов с произвольными стехиометрическими соотношениями. Multifitting может использовать базу оптических констант IMD, собранную из атомных факторов рассеяния первых 92 химических элементов [61] и независимых исследований тех или иных веществ. При использовании констант готовых веществ задается относительная плотность вещества как множитель перед затабулированной поляризуемостью. При задании произвольной композиции из отдельных химических элементов указывается абсолютная плотность вещества,  $\text{г/см}^3$ . Межслоевой интерфейс характеризуется среднеквадратичной шириной  $\sigma$  и набором функций профиля, описанных в разделе 3.1, с индивидуальным весом. Помимо общей ширины перехода, можно задать индивидуальную ширину для каждой используемой функции, что повышает вариативность профиля перехода. Периодическая структура может характеризоваться количеством периодов, толщиной периода, а при числе слоёв в элементарной ячейке, равном 2, также числом  $\gamma$  – отношением толщины первого слоя к толщине периода. Также для каждого слоя в элементарной ячейке можно задать отклонение от точной периодичности: линейную, случайную или периодическую добавку к толщине по глубине структуры.

Число одновременно учитываемых экспериментальных кривых для каждой структуры может быть произвольным. Каждая кривая характеризуется типом измеряемой величины (отражение/пропускание), типом аргумента (угол падения/угол скольжения/длина волны/энергия фотонов), единицами измерения (градусы/минуты/секунды/радианы/миллирадианы/ангстремы/нанометры/микрометры/электронвольты/килоэлектронвольты), интенсивностью и поляризацией зондирующего излучения, энергетическим и угловым разрешением прибора. Для измерений при малых углах скольжения имеет значение форма и ширина профиля интенсивности зондирующего пучка, а также размер образца и его центровка относительно пучка. При расчёте модельной кривой, предназначенной для сравнения с экспериментальными данными, расчёт производится при указанных значениях аргумента и приборных настройках.

Подбор параметров модели может выполняться вручную или автоматически. Для автоматической подгонки у соответствующего структурного параметра должен быть указан интервал возможных значений. Число одновременно подгоняемых параметров может быть любым, меньшим суммарного числа точек экспериментальных кривых. Multifitting содержит несколько алгоритмов подгонки, реализованных в библиотеках GSL [107] и SwarmOps [108].

Эти алгоритмы имеет смысл разделить на две группы: локального и глобального поиска. Алгоритмы локального поиска (в первую очередь, градиентные) имеют тенденцию сходиться в локальный минимум невязки вблизи начальной точки в параметрическом пространстве. Зато их достоинство – скорость сходимости и точность нахождения этого локального минимума. Алгоритмы глобального поиска (в первую очередь, эволюционные алгоритмы) требуют большого количества вычислений невязки во множестве точек параметрического пространства и медленнее сходятся, но они проверяют значительно более широкий диапазон возможных значений параметров и с более высокой вероятностью обнаруживают достаточно глубокий минимум невязки. Multifitting позволяет запускать серию автоматических подгонов со случайными начальными значениями искомых параметров. Такая стратегия повышает охват параметрического пространства и увеличивает вероятность успеха, однако требует пропорционального увеличения времени для вычислений.

Функционал невязки определяет количественное различие расчётных кривых при данных значениях параметров и целевых кривых. Задача совпадения кривых в действительности заменяется задачей минимизации невязки. Однако эти задачи не всегда эквивалентны: при неправильно подобранной невязке её минимум может соответствовать значительному визуальному рассогласованию кривых. Сама невязка конструируется следующим образом:

$$residual = \sum_{curves} \left[ \sum_{points} \left[ f_{curve} \left( R_{curve}^{calc}(\theta, \vec{p}), R_{curve}^{exp}(\theta) \right) \right]^2 \right] \quad (3.11)$$

где суммирование ведётся по всем кривым, а внутри каждой кривой по всем ее точкам,  $\vec{p}$  – параметры модели,  $f_{curve}$  – функция, определяющая вид невязки для каждой кривой. Частным случаем невязки (3.11) является функционал хи-квадрат (3.10). Для управления невязкой функции  $f_{curve}$  можно задавать в виде произвольной комбинации элементарных функций. Также это позволяет менять весовой вклад каждой кривой в результирующее значение.

### 3.2.2 Пользовательский интерфейс

Multifitting обладает графическим пользовательским интерфейсом, реализованным в рамках фреймворка Qt. Основное окно почти полностью повторяет основное окно IMD и содержит изучаемую структуру в виде древовидного списка (см. рис. 3.17). Дерево структуры иллюстрирует общий вид структуры и предоставляет основную информацию о параметрах слоёв. Ниже находится панель инструментов, еще ниже (Independent Variables) окна задания «независимых» кривых, не связанных с экспериментальными данными, и доступ к визуализации графиков, настройкам расчёта и фитинга (Main Tools). В самом низу (Target Curve) содержится перечень загруженных экспериментальных кривых с кратким описанием и кнопками для редактирования.

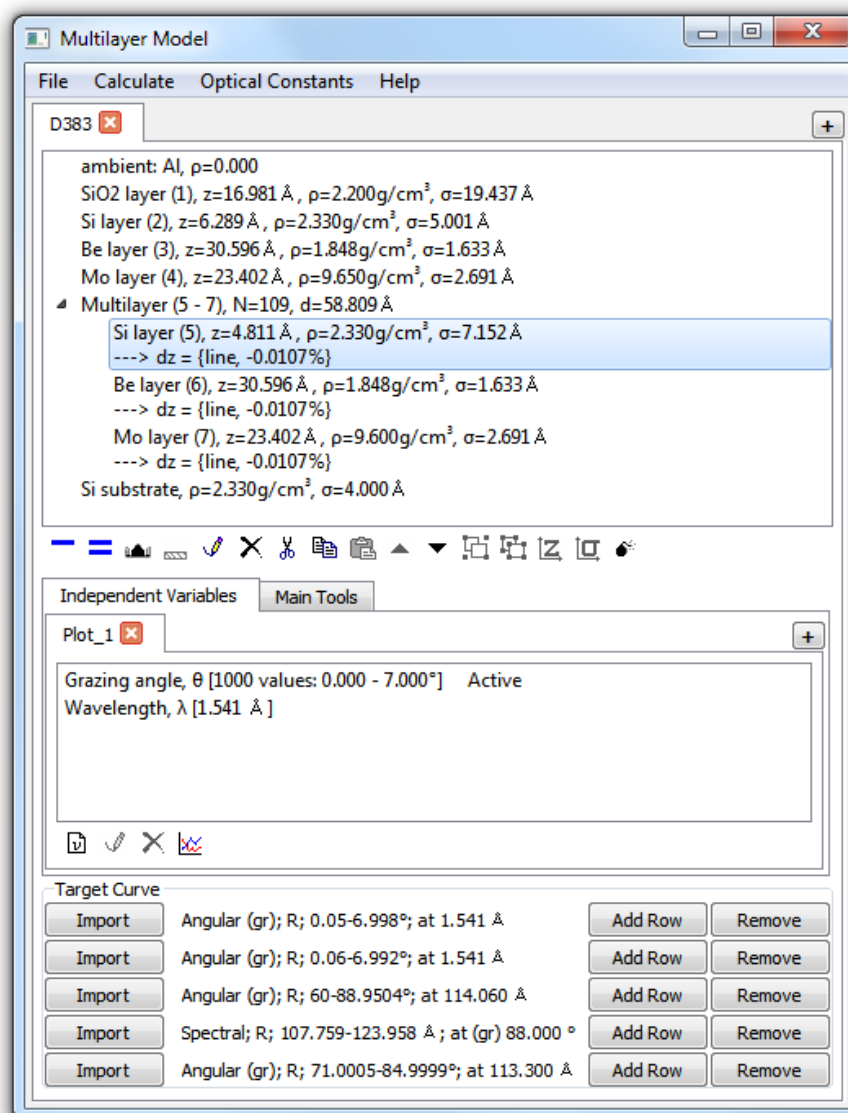


Рис. 3.17. Основное окно Multifitting. В качестве примера загружена Mo/Be/Si структура (образец D383) описанная в разделе 4.3.

По двойному нажатию на элементе структуры открывается окно редактирования параметров слоя или подложки, или периодической структуры. Внешний вид окон приведен на рис. 3.18.

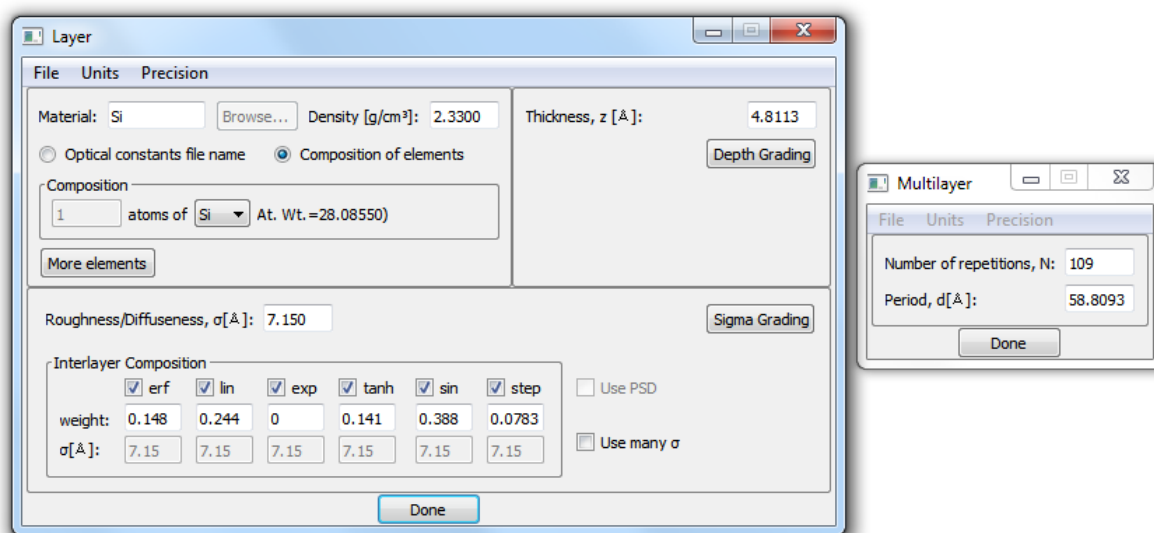


Рис. 3.18. Окна редактирования отдельного слоя (слева) и периодической структуры (справа).

Загрузка экспериментальных кривых и управление их свойствами производится в отдельном окне (рис. 3.19). Здесь указываются тип измерения, тип аргумента, единицы измерения, интенсивность и поляризация зондирующего излучения, энергетическое и угловое разрешение прибора, а также размер и положение образца. Сама кривая считывается из текстового файла со строками вида «аргумент <пробел или табуляция> значение».

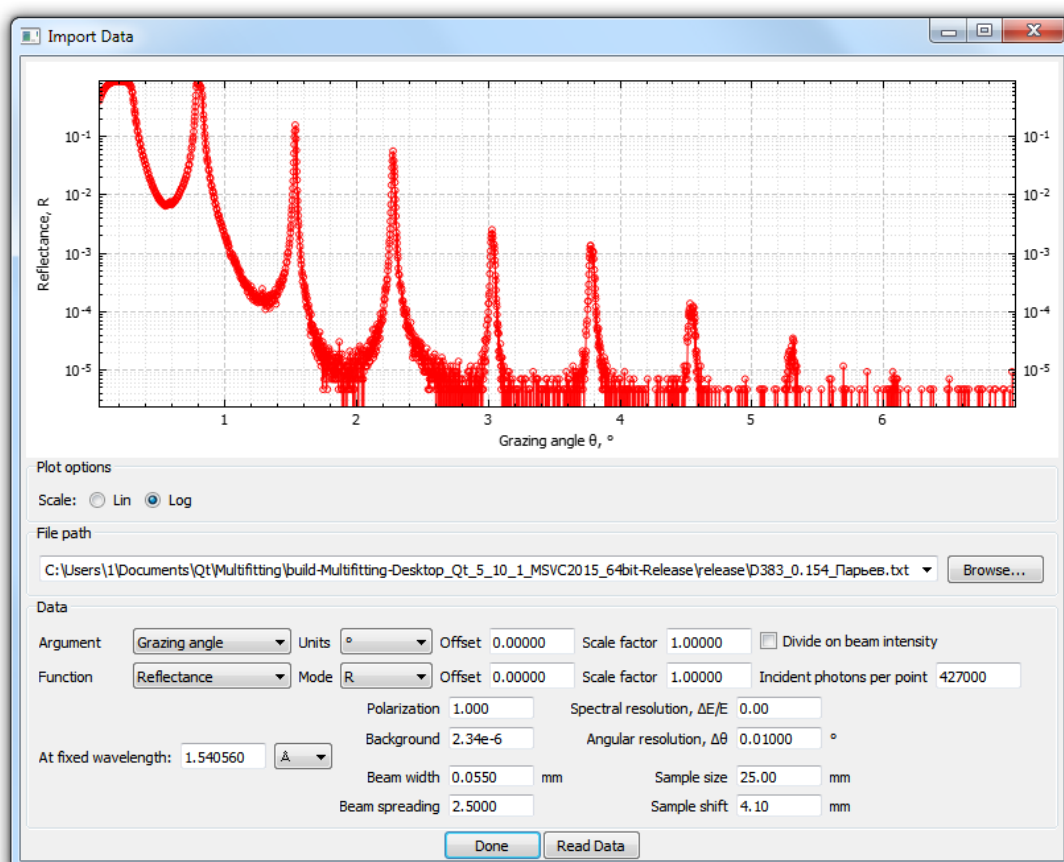


Рис. 3.19. Окно импорта и настройки экспериментальной кривой.

Из основного окна программы со вкладки Main Tools (рис. 3.20) есть доступ к основным инструментам: быстрому переключению между конфигурациями структуры (Fits selector), выбором кривых для расчёта и фитинга (Calculation settings), настройки алгоритма подгонки и количества итераций (Fitting settings), построения графиков кривых (Graphs), детальной работы с параметрами структуры (Structure table).

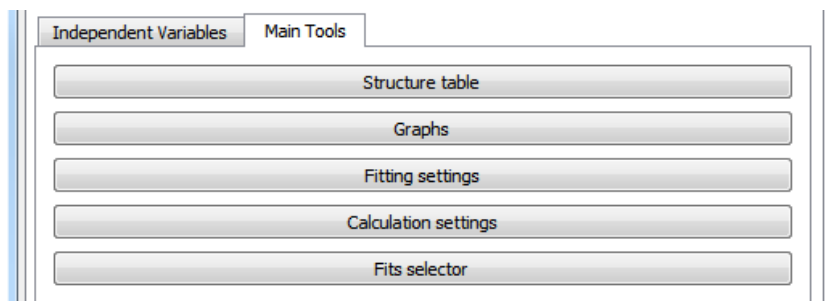


Рис. 3.20. Доступ к основным инструментам программы.

Окно Fits selector (рис. 3.21) позволяет сохранять текущее состояние структуры, чтобы позже к нему вернуться. Также автоматически делаются слепки структуры до и после автоматической подгонки, чтобы можно было легко сравнить изменения и оценить их как позитивные или негативные с точки зрения совпадения рефлектометрических кривых.

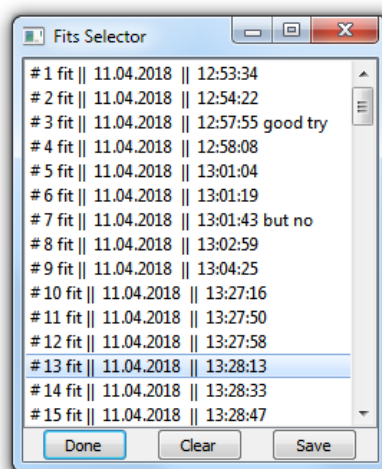


Рис. 3.21. Окно сохраненных состояний структуры для быстрого доступа к удачным конфигурациям.

Окно Calculation settings (рис. 3.22) предназначено для выбора экспериментальных кривых для расчёта, для включения/исключения кривых для подгонки, для задания функции невязки и веса каждой кривой. Для независимых кривых (т.е. рассчитываемых независимо от наличия или отсутствия каких-либо экспериментальных данных) можно указывать типы кривых.



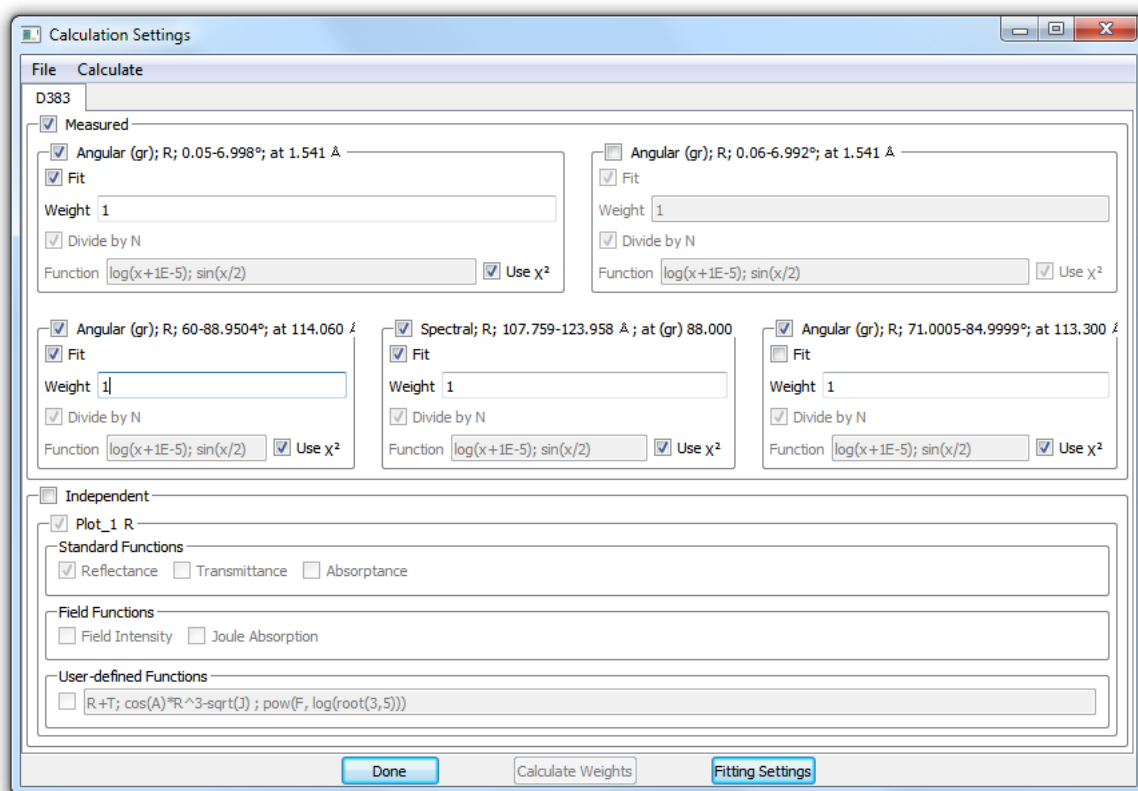


Рис. 3.22. Окно настроек параметров кривых для вычислений.

Окно Fitting settings (рис. 3.23) предназначено для выбора алгоритма автоматической подгонки из выпадающего списка, настройки параметров выбранного метода, а также выбора числа итераций и числа запусков алгоритма со случайных начальных точек.

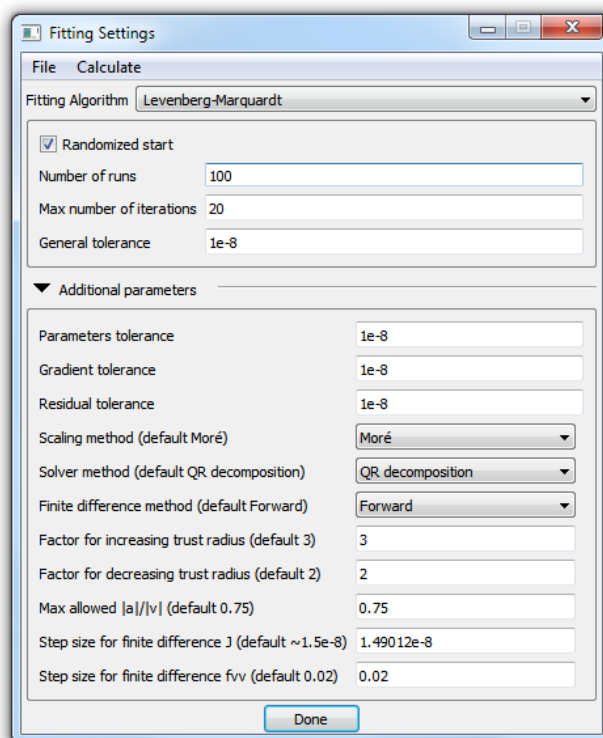


Рис. 3.23. Окно настроек алгоритма подгона.

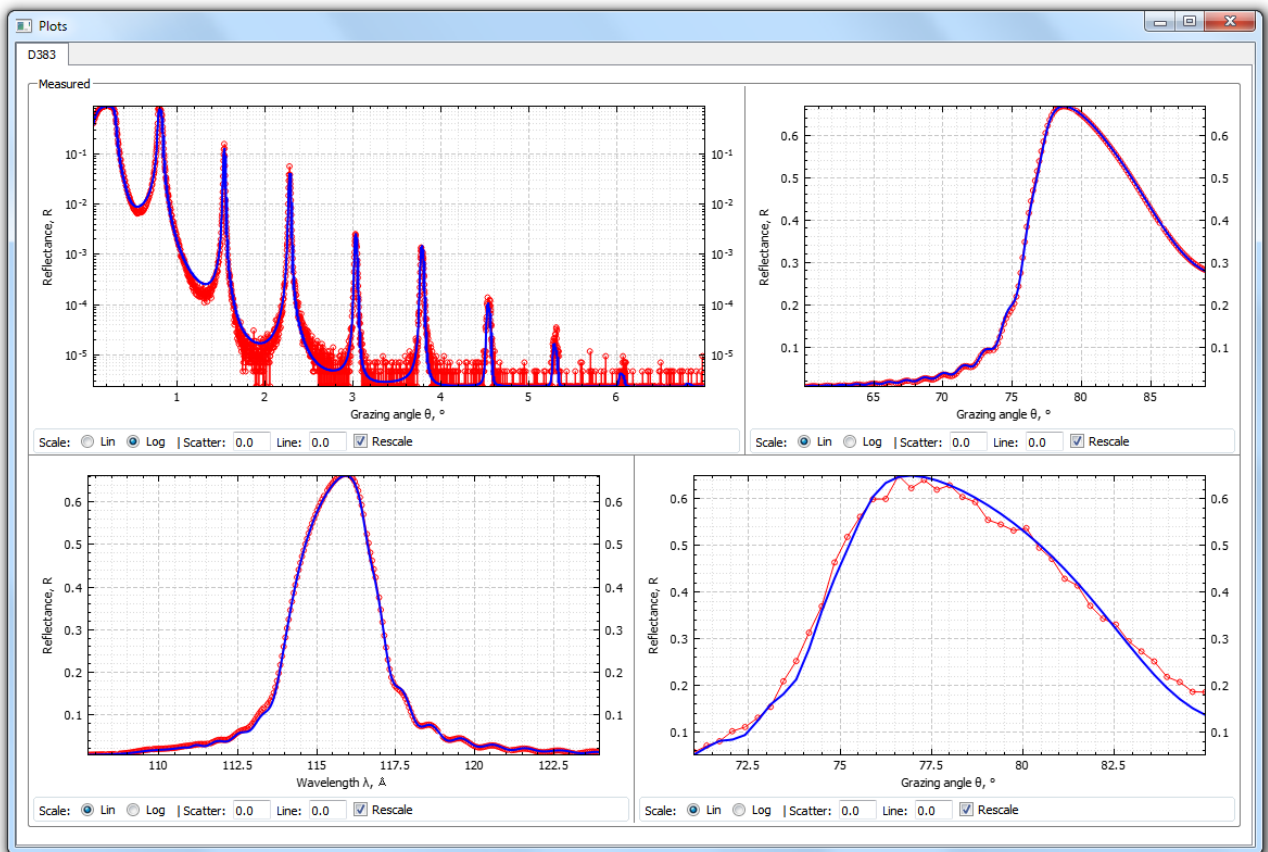


Рис. 3.24. Графики экспериментальных и расчётных кривых, отмеченных в окне Calculation settings (рис. 3.22).

Рис. 3.24 демонстрирует представление графиков экспериментальных и расчётных кривых. Графики могут быть расположены в несколько строк, высоты строк и ширины отдельных графиков в каждой строке могут регулироваться для удобства восприятия. Каждый график имеет переключатель между линейным и логарифмическим масштабом.

Для удобной работы со структурой все её параметры сведены в одну таблицу, вызываемую кнопкой Structure table (рис. 3.25). Помимо значений параметров, здесь указывается, подгонять или нет тот или иной параметр, устанавливается интервал возможных значений. Также параметры можно связывать друг с другом функциональной зависимостью. При этом в процессе подгонки значения зависимых параметров вычисляются согласно этой связи. Связующая функция может быть произвольной комбинацией элементарных функций. Иерархия связанных параметров отображается цветом согласно легенде в левом верхнем углу таблицы: красный параметр зависим, при этом от него никто не зависит; зелёный параметр независимый, но от него зависят другие параметры; желтый параметр зависимый, но от него также зависят другие параметры. Вызывается окно редактора зависимостей из контекстного меню для заголовков параметров (голубого цвета).

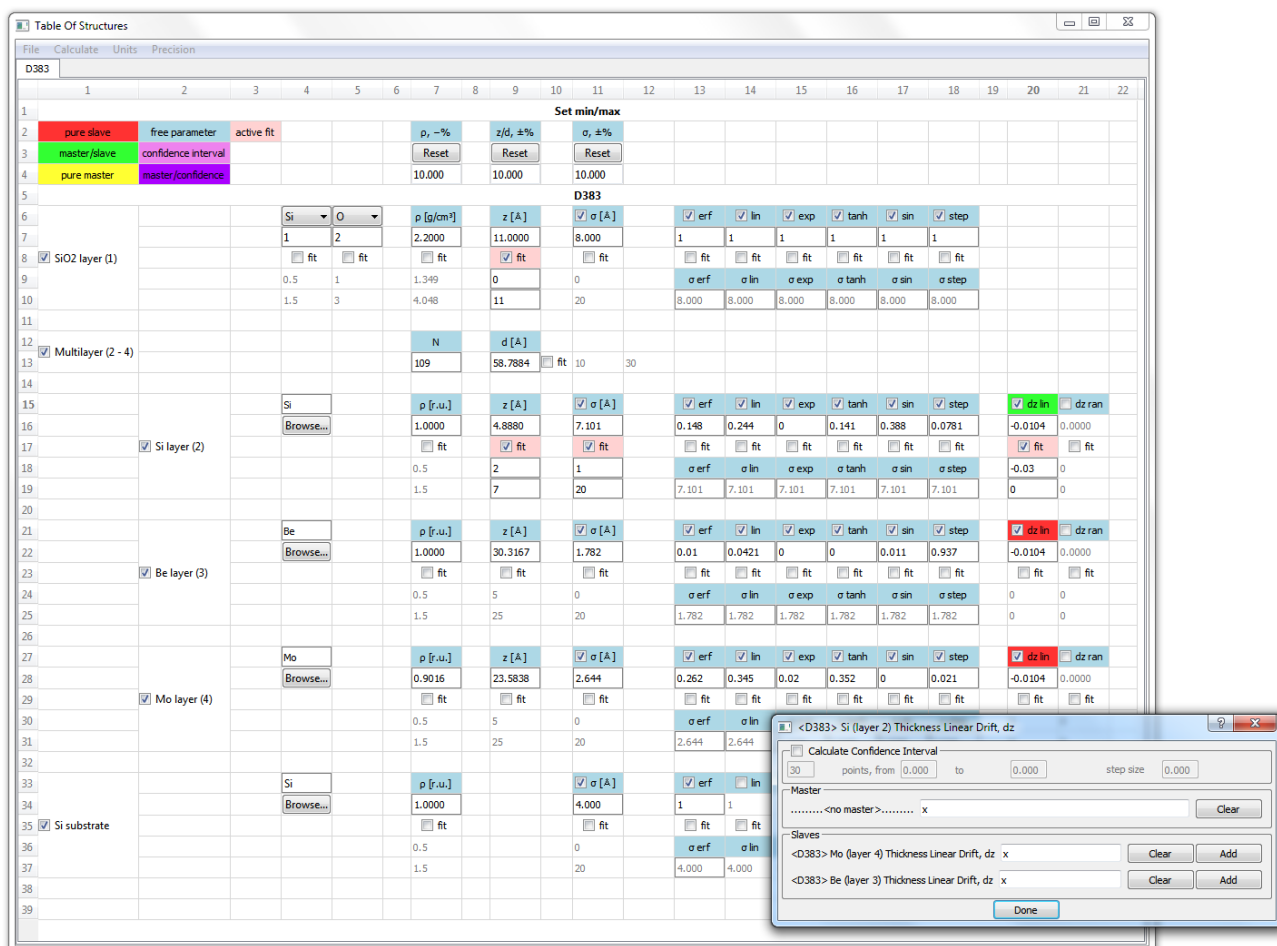


Рис. 3.25. Таблица для работы с параметрами структуры.

Пример такого окна показан на рис. 3.25 в правом нижнем углу. Для каждого параметра может быть указан один «хозяин» и произвольное количество «зависимых». Также в этом окне можно настроить вычисление доверительного интервала для данного параметра. Принцип здесь такой: для каждого фиксированного значения параметра из заданной сетки производится подгонка всех остальных фитуемых параметров структуры. Полученная кривая «величина параметра – значение невязки» предоставляет информацию о скорости возрастания значения невязки при отклонении значения изучаемого параметра от оптимального.

С помощью Multifitting были получены результаты рефлектометрической реконструкции экспериментальных образцов, описанные в главе 4.

### 3.3 Основные результаты главы 3

1. Разработана модель МРЗ для восстановления его внутреннего строения по данным рентгеновской рефлектометрии, в которой межслоевые области (интерфейсы) представлены в виде линейной комбинации набора функций, соответствующих физическим процессам, протекающим при формировании интерфейсов.
2. Предложенная модель, помимо формального описания кривых отражения, даёт качественное представление о физических процессах на границах, протекающих в МРЗ.
3. На основе модели написана программа для восстановления структурных параметров МРЗ по данным рентгеновского отражения. Этот инструмент рефлектометрической реконструкции предназначен для широкого круга пользователей. Данную программу также отличает возможность проводить реконструкцию каждой структуры по произвольному количеству рефлектометрических кривых одновременно.

## **Глава 4. Исследование многослойных зеркал экстремального ультрафиолетового диапазона**

Эта глава посвящена практической характеристике образцов МРЗ ЭУФ диапазона, предназначенных для солнечной астрономии и фотолитографии. Основным методом исследования являлась рефлектометрическая техника, а в качестве дополнительных инструментов – АСМ, ДРПИ, HRTEM. Объекты исследования – Ве/Аl зеркала с прослойками кремния (Ве/Аl, Ве/Si/Аl, Аl/Si/Ве, Si/Аl/Si/Ве) для длины волны 17.1 нм; Мо/Ве зеркала с различными прослойками (Мо/Ве, Мо/Ве/В<sub>4</sub>С, Мо/Ве/С, Мо/Ве/Si) для длины волны 11.2 нм; Мо/Ве/Si зеркала для 13.5 нм. Основные выводы касаются толщинного состава МРЗ, качества интерфейсов, отражательной способности на целевой длине волны и временной стабильности коэффициентов отражения при хранении образцов в нормальных условиях.

Исследования, представленные в данной главе диссертационной работы, описаны в авторских публикациях [А1, А4-5, А8-10, В5, В8–10, В13–17, В20].

### **4.1 Экспериментальное оборудование**

В данном разделе перечислено основное оборудование, с помощью которого были синтезированы и исследованы образцы МРЗ.

#### **4.1.1 Установки магнетронного напыления**

Образцы на основе пар Ве/Аl, Мо/Ве и Мо/Ве/Si были синтезированы на двух установках магнетронного распыления постоянного тока, созданных в ИФМ РАН. Одна установка имеет 4 магнетрона, другая – шесть магнетронов; это значит, что напыляемые МРЗ могут содержать до 4 и до 6 материалов в одной структуре соответственно. Откачка установок производится форвакуумным и турбомолекулярным насосами до давления остаточных газов  $4\text{--}6 \times 10^{-5}$  Па. Распыление проходит в атмосфере аргона при давлении  $\approx 1 \times 10^{-1}$  Па. Химическая чистота аргона составляет 99.99%. Мишени представляют собой диски диаметром 150 мм, толщиной 5 мм. Подложка находится на расстоянии 75 мм от мишени и в процессе напыления совершает медленное вращение вокруг оси установки и быстрое – вокруг собственной оси. Дополнительно для обеспечения равномерности толщины напыляемых плёнок на уровне лучше 1% между магнетронами и подложкой установлены фигурные диафрагмы. Схема установки приведена на рис. 4.1, внешний вид установок – на рис. 4.2.

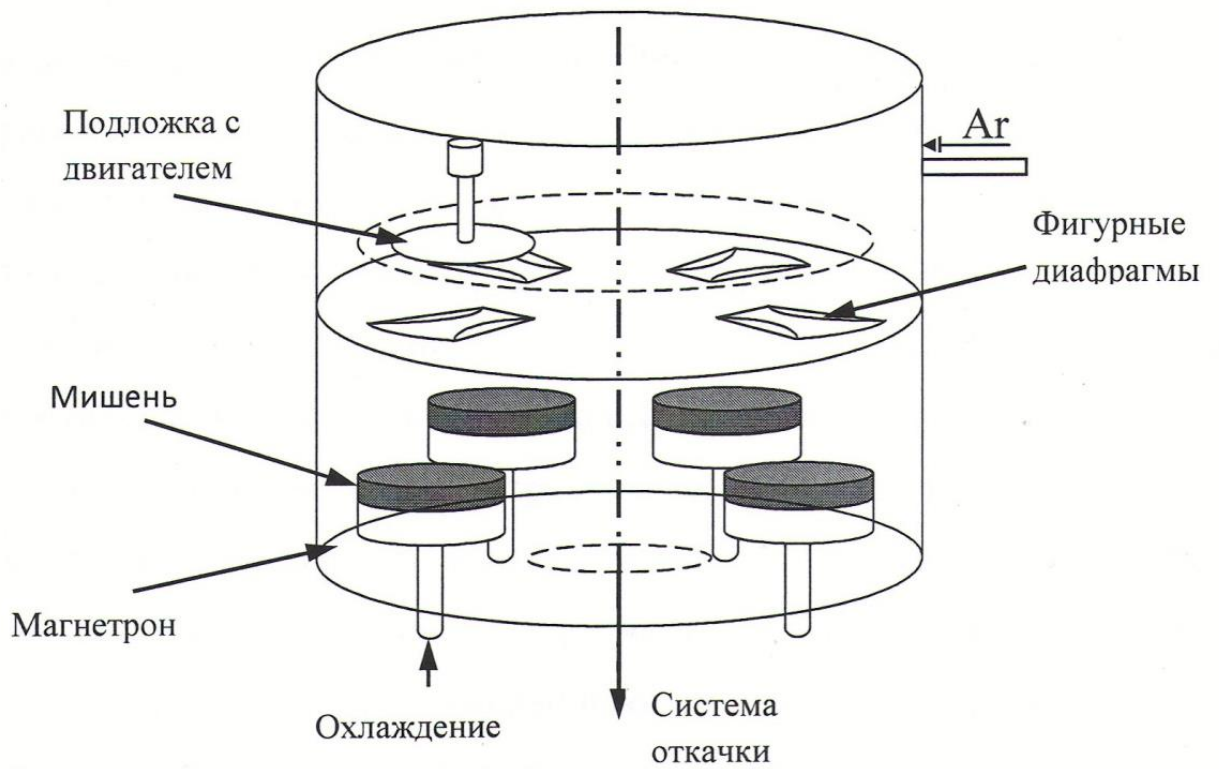


Рис. 4.1. Схема установки магнетронного напыления. Иллюстрация взята из [109].



Рис. 4.2. Четырехмагнетронная (слева) и шестимагнетронная (справа) напылительные установки.

#### 4.1.2 Лабораторный рентгеновский дифрактометр

Кривые отражения и индикатрисы диффузного рассеяния от МРЗ на длине волны 0.154 нм получены на двух лабораторных дифрактометрах: Philips X'Pert PRO MRD (Philips, Нидерланды, 2002 г.) и PANalytical X'Pert PRO MRD (PANalytical, Нидерланды, 2006 г.)

Источником рентгеновского излучения с длиной волны  $\text{Cu K}\alpha$  0.154 нм служит рентгеновская трубка (напряжение 60 кВ, ток 60 мА). Спектральная и угловая монохроматизация зондового пучка осуществляется с помощью четырехкристального асимметричного монохроматора Ge (220). Образец устанавливается на стол с 6-ю степенями свободы, что позволяет изучать локально по всей поверхности как плоские, так и изогнутые по одной координате образцы. Динамический диапазон прибора составляет  $10^6$ . Внешний вид дифрактометров показан на рис. 4.3, основные технические характеристики приведены в таблице 4.1.

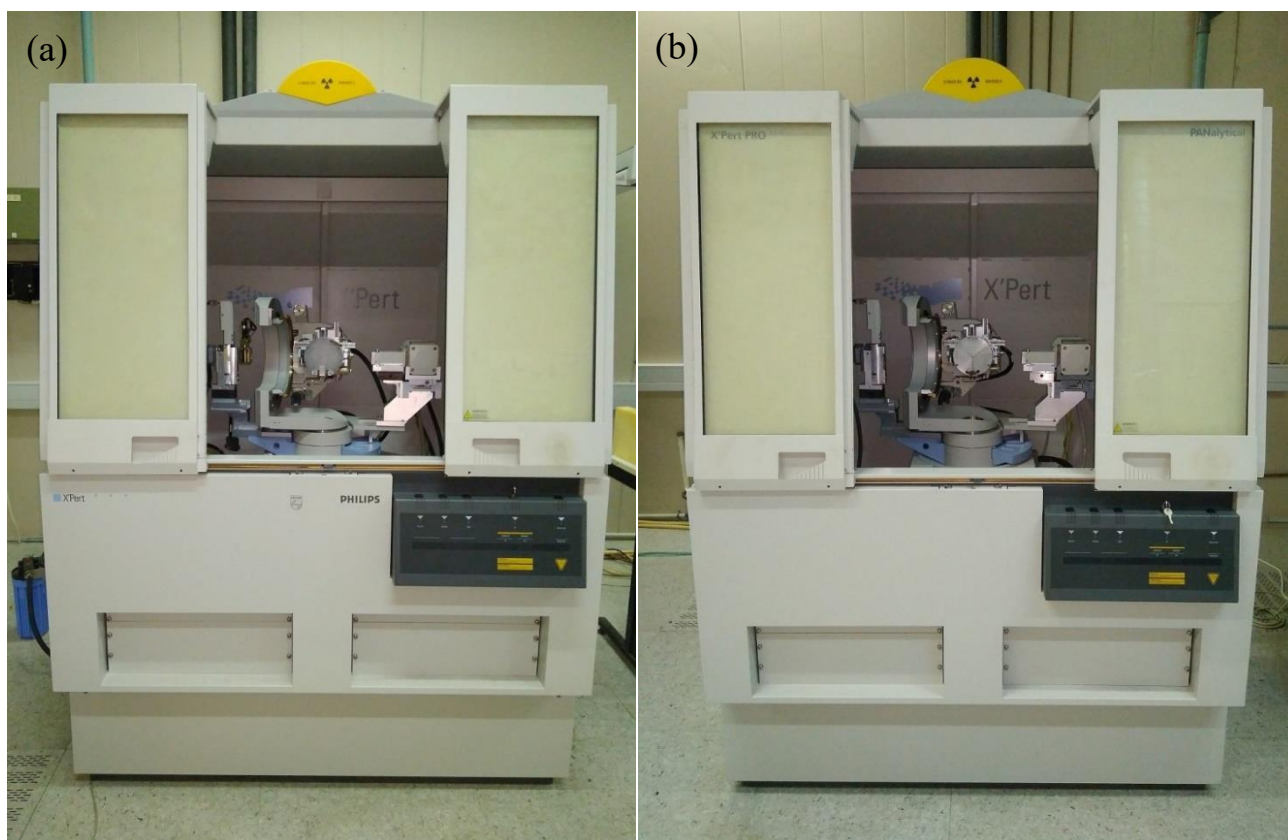


Рис. 4.3. Четырехкристальные дифрактометры (a) Philips и (b) PANalytical X'Pert PRO MRD.

Таблица 4.1. Основные характеристики дифрактометров X'Pert PRO MRD.

	Диапазон	Точность
Горизонтальная расходимость пучка	$< 0.0053^\circ$	
Вертикальная расходимость пучка	–	
Горизонтальная расходимость регистрируемого пучка	$0.008^\circ - 0.54^\circ$	
Вертикальная расходимость регистрируемого пучка	$1.15^\circ$	
Угловое сканирование образца $\Theta$	$-4.75^\circ - +81.50^\circ$	лучше $0.001^\circ$
Угловое сканирование детектора $2\Theta$	$-9.50^\circ - +163.0^\circ$	лучше $0.001^\circ$
Вращение образца $\Phi$	$360^\circ$	0.01
Наклон образца $\Psi$	$180^\circ (\pm 90^\circ)$	0.01
Сканирование по X, мм	100 мм	0.01
Сканирование по Y, мм	100 мм	0.01
Сканирование по Z, мм	11 мм	0.001
Максимальный размер образца	100×100×24 мм (без съема держателя)	
Максимальный вес образца	0.5 кг	

#### 4.1.3 Лабораторный рефлектометр МР и ЭУФ диапазона

Лабораторные измерения коэффициентов отражения МРЗ проводились на рефлектометре, разработанном в ИФМ РАН для оперативного контроля рентгенооптических элементов произвольной формы. Источником излучения является разборная рентгеновская трубка со сменными анодами, что позволяет оперативно переключаться между длинами волн. Монохроматизация излучения производится с помощью решеточного спектрометра-монокроматора РСМ-500, обеспечивающего спектральное разрешение в ЭУФ диапазоне  $\lambda/\delta\lambda \approx 380$ . Пятиосный гониометр позволяет изучать образцы неплоской формы. Максимальный размер исследуемых образцов может достигать 300 мм в диаметре. Подробно рефлектометр описан в [106]. Схема рентгеновской трубки с набором мишеней приведена на рис. 4.4, внешний вид рефлектометра и гониометра показан на рис. 4.5.

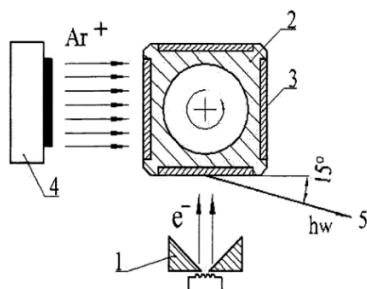


Fig.9. Scheme of the X-ray tube: 1–electron gun, 2–water cooled holder of the targets, 3–target, 4–ion gun, 5–X-ray beam.

Рис. 4.4. Схема рентгеновской трубки с 4 мишенями. 1 – электронная пушка, 2 – водоохлаждаемый держатель мишеней, 3 – мишени, 4 – ионная пушка, 5 – рентгеновское излучение. Иллюстрация взята из [106].





Рис. 4.5. (а) – рефлектометрический стенд для диапазона длин волн 0.6–50 нм, (б) – пятиосный гониометр в камере рефлектометра.

#### 4.1.4 Рефлектометр на синхротроне BESSY-II

Прецизионные измерения коэффициентов отражения МРЗ в ЭУФ диапазоне осуществлялись на синхротроне BESSY-II с помощью рефлектометра, описанного в [110–112]. Рефлектометр располагается в конце канала вывода излучения Optics Beamline и разработан специально для метрологии оптических элементов МР и ЭУФ диапазона на рабочих длинах волн. Диапазон доступных длин волн 0.62–124 нм (10–2000 эВ). Монохроматизация пучка осуществляется монохроматором SX-700 со сменной плоской решеткой (можно переключаться между двумя установленными решетками). Спектральное разрешение  $E/\Delta E=2000-5000$ , точность установления длины волны – 0.02%, спектральные примеси составляют менее 0.01%. Поляризация изменяемая, от линейной до эллиптической. Калибровка энергетической шкалы производится по краям поглощения тонкоплёночных фильтров и по линиям поглощения газов. Схема канала представлена на рис. 4.6.

Рефлектометр оснащен 11-осевым гониометром, точность выставления угла – 0.02°. Размер зондирующего пучка – 0.6×0.25 мм (ширина×высота). Размер полупроводникового детектора 4×4 мм – достаточно, чтобы принять все зеркально отраженное излучение и большую часть рассеянного. Фотография рефлектометра представлена на рис. 4.7.

## Optics beamline

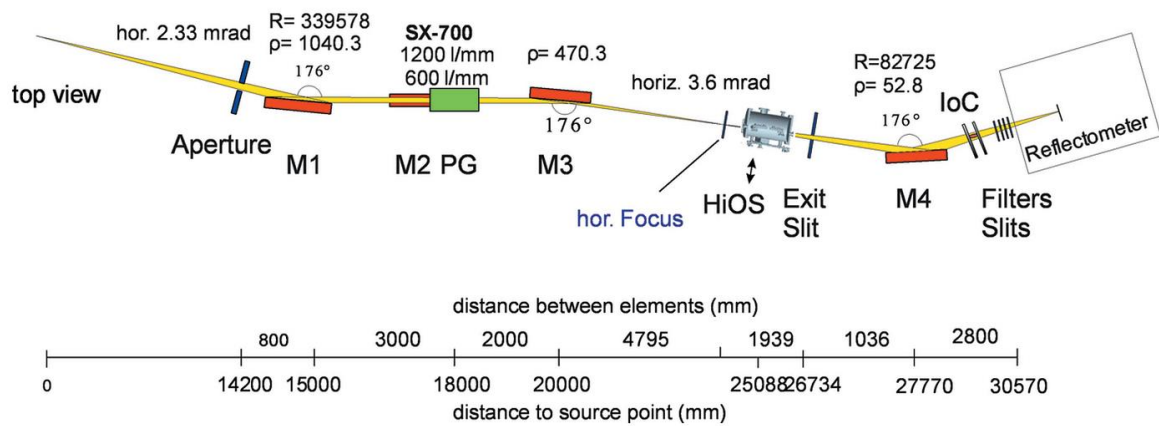


Figure 1

The at-wavelength metrology station at BESSY-II. Plane-grating monochromator beamline (c-PGM) and reflectometer at a bending-magnet port. The HiOS is indicated. IoC refers to ionization chamber.

Рис. 4.6. Схема канала Optics Beamline синхротрона BESSY-II. M1 – тороидальное зеркало вертикальной коллимации и горизонтальной фокусировки, M2 – плоское зеркало монохроматора SX-700, PG – плоская дифракционная решетка, M3 – цилиндрическое зеркало вертикальной фокусировки, HiOS – четырехзеркальный подавитель высоких порядков, Exit slit – щель 0–2000 мкм, M4 – тороидальное зеркало, перефокусирующее пучок на образец в камере рефлектометра, IoC – ионизационная камера, Filters slits – наборы тонкоплёночных фильтров. Иллюстрация взята из [113].

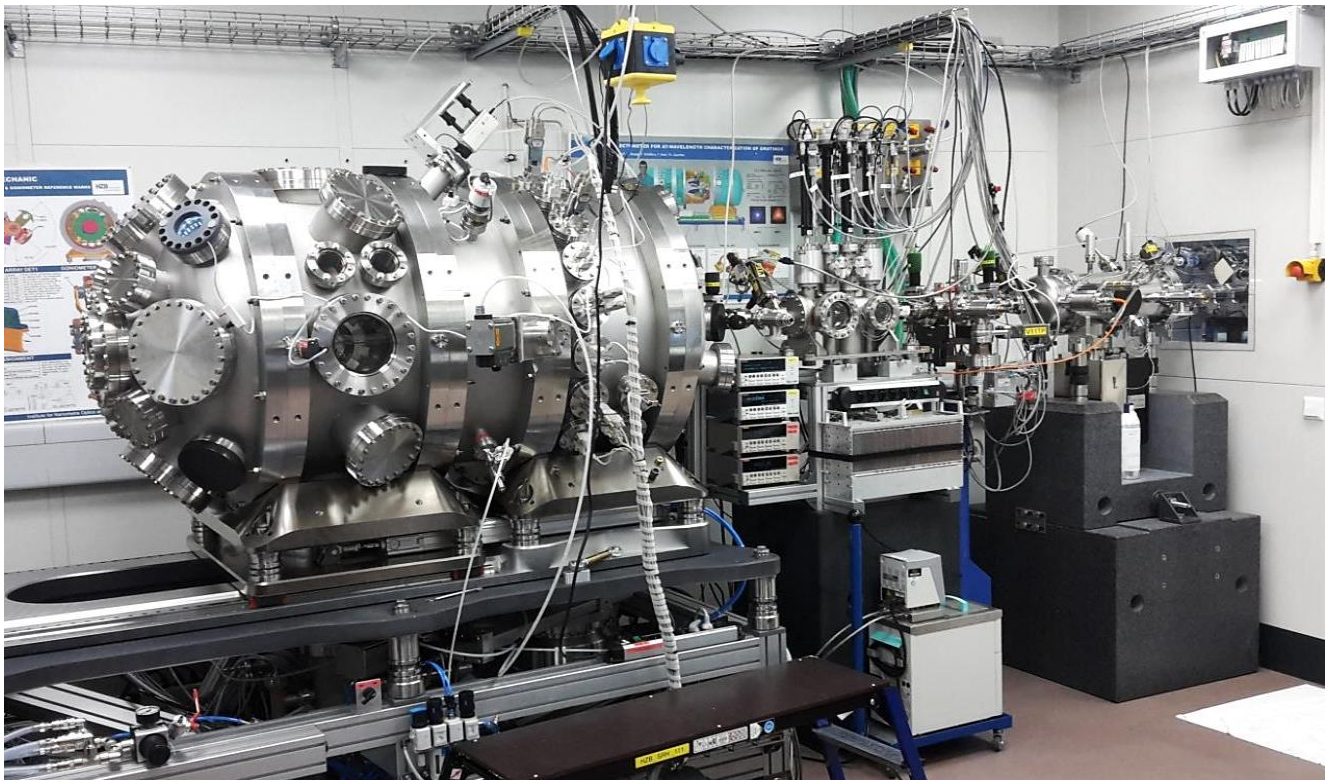


Рис. 4.7. Рефлектометр канала Optics Beamline синхротрона BESSY-II. Иллюстрация взята из [114].

#### 4.1.5 Атомно-силовой микроскоп

Атомно-силовые измерения поверхности образцов производились на АСМ NTEGRA Prima (НТ-МДТ, Россия, 2012 г.). Внешний вид АСМ представлен на рис. 4.8, а основные характеристики приведены в таблице 4.2.

Таблица 4.2. Характеристики АСМ NTEGRA Prima (<https://www.ntmdt-si.ru/products/modular-afm/ntegra-ii>)

Тип сканирования		Сканирование образцом	Сканирование зондом
Размер образца		До 40 мм в диаметре, до 15 мм в высоту	До 100 мм в диаметре, до 15 мм в высоту
Вес образца		До 100 г	До 300 г
XY позиционирование образца		5×5 мм	
Разрешение позиционирования		разрешение – 5 мкм минимальное перемещение – 2 мкм	
Поле сканирования		100×100×10 мкм	
Нелинейность, XY (с датчиками обратной связи)		0.1%	0.15%
Уровень шума, Z (СКВ в полосе 1000 Гц)	С датчиками	0.04 нм (типично), 0.06 нм	0.06 нм (типично), 0.07 нм
	Без датчиков	0.02 нм (XY 100 мкм), 0.001 нм (XY 3 мкм)	0.01 нм (XY 50 мкм),
Уровень шума, XY (СКВ в полосе 200 Гц)	С датчиками	0.2 нм (типично), 0.3 нм (XY 100 мкм)	0.1 нм (типично), 0.2 нм (XY 50 мкм)
	Без датчиков	0.02 нм (XY 100 мкм), 0.001 нм (XY 3 мкм)	0.01 нм (XY 50 мкм),
Ошибка измерения линейных размеров (с датчиками)		± 0.5%	± 1.2%
Система видеонаблюдения	Оптическое разрешение	1 мкм	3 мкм
	Поле зрения	4.5-0.4 мм	2.0-0.4 мм
	Непрерывный зум	возможно	возможно
Виброизоляция	Активная	0.7–1000 Гц	

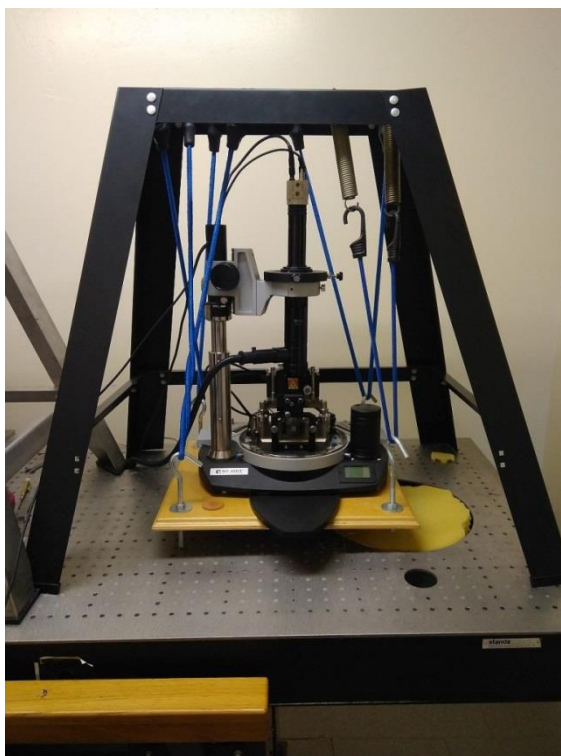


Рис. 4.8. АСМ NTEGRA Prima с пассивной виброзащитой.

#### **4.1.6 Электронный микроскоп**

Электронно-микроскопические изображения образцов МРЗ, использованные в данной работе, получены на автоэмиссионном просвечивающем электронном микроскопе высокого разрешения LIBRA 200MC (Carl Zeiss NTS GmbH, Германия, 2010 г.) Центра коллективного пользования ИФМ РАН. Внешний вид микроскопа представлен на рис. 4.9, а основные характеристики микроскопа приведены в таблице 4.3.



Рис. 4.9. Электронный микроскоп высокого разрешения LIBRA 200MC.

Таблица 4.3. Основные характеристики электронного микроскопа LIBRA 200MC.

<b>Диапазон ускоряющих напряжений</b>	120–200 кВ
<b>Пространственное разрешение</b>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Точка-точка: 0.24 нм</li> <li>• Информационный предел: &lt;0.14 нм.</li> </ul>
<b>Спектрометр</b>	<p>Встроенный в колонну, фабрично съюстированный и настроенный ОМЕГА-типа.</p> <ul style="list-style-type: none"> <li>• Дисперсия: 1.85 мкм/эВ @ 200 кВ;</li> <li>• Энергетическое разрешение: &lt;0.2 эВ (с монохроматором);</li> <li>• Искажение: &lt;1.5%;</li> <li>• Угол объектива камеры: 100 мрад @ <math>\Delta E = \pm 5</math> эВ;</li> <li>• Угол сбора: &gt;100 мрад @ <math>\Delta E = \pm 10</math> эВ</li> </ul>
<b>Детектор</b>	4000×4000 CCD камера (Gatan)
<b>Рабочий столик</b>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Гониометр с 5 степенями свободы.</li> <li>• Диапазон наклона <math>\alpha/\beta</math>: <math>\pm 30^\circ / \pm 30^\circ</math></li> </ul>
<b>Увеличение</b>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Просвечивающая электронная микроскопия (ТЕМ): 8х–1 000 000х;</li> <li>• Отображение спектра энергетических потерь электронов (EELS): 20х–315х.</li> </ul>
<b>Режимы применения</b>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• ТЕМ – просвечивающая электронная микроскопия;</li> <li>• EFTEM – просвечивающая электронная микроскопия с использованием энергетического фильтра;</li> <li>• EELS – спектроскопия энергетических потерь электронов;</li> <li>• Elemental Contrast and Analysis – элементный контроль и анализ;</li> <li>• Дифракция;</li> </ul>

## 4.2 Зеркала на основе Be/Al для солнечной астрономии

Расчёт показывает, что Be/Al МРЗ сочетают высокий коэффициент отражения с высокой спектральной селективностью, уступая по последнему параметру только Si/Al структурам (при оптимизации пикового коэффициента отражения), однако реальное отражение от образцов Be/Al оказалось существенно ниже ожидаемого. Это, как правило, свидетельствует о низком качестве межслоевых интерфейсов. В работе [59] при изучении структуры Si/Al было показано высокое качество границ:  $\sigma=0.6$  нм. Поэтому для изучения возможности уменьшения межслоевой шероховатости Be/Al МРЗ были изготовлены и изучены четыре серии образцов с различными толщинами прослоек Si, нанесенных на различные границы: чистые Be/Al МРЗ, а также Be/Si/Al, Al/Si/Be и Si/Al/Si/Be.

### 4.2.1 Экспериментальный контекст

Плёнки осаждались на кремниевых пластинах с микрошероховатостью около 0.1 нм (шероховатость, интегрированная на по кадру  $2\times 2$  мкм, АСМ измерения), предназначенных для микроэлектронных применений. Типичный размер используемых подложек составляет  $20\times 20$  мм с толщиной 0.3 мм. Толщины слоёв Si изменяются от 0.45 до 1.6 нм; толщины периода составляют около 8.8 нм; количество периодов – 60. Структуры не содержат специального закрывающего слоя.

Коэффициент отражения от всех структур оставался полностью стабильным в течение двух лет после осаждения. Образцы хранились в нормальных условиях. Таким образом, несмотря на отсутствие специальных защитных покрытий поверх МРЗ, процессы окисления и деградации были незначительными даже в течение длительных периодов времени. Схематически эти виды МРЗ представлены на рис. 4.10

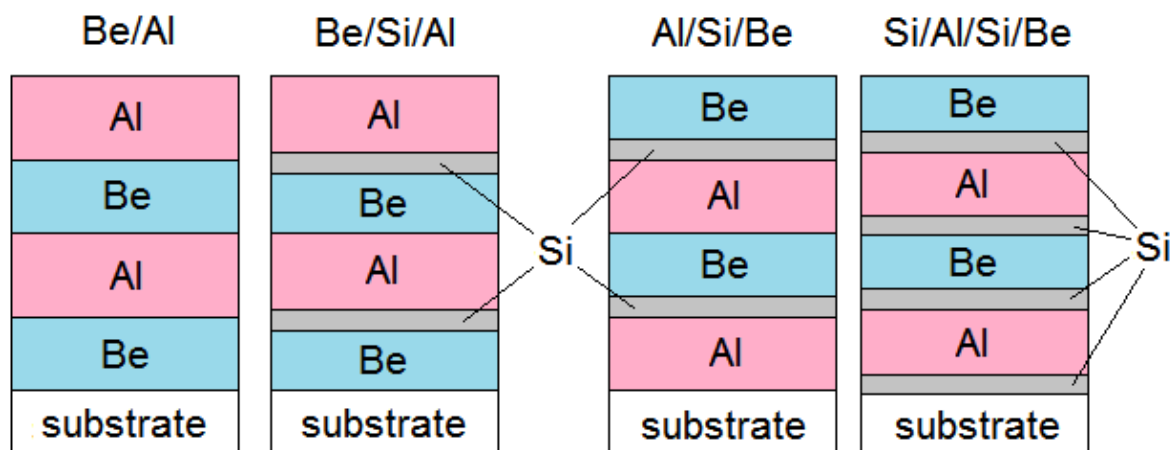


Рис. 4.10. Типы исследуемых структур. Количество периодов – 60.

Нанесение плёнок проводилось методом магнетронного распыления на установке, которая откачивалась форвакуумным и турбомолекулярным насосами до давления  $6.66 \times 10^{-5}$  Па. Распыление проходило в атмосфере аргона при давлении  $1.06 \times 10^{-1}$  Па. Химическая чистота аргона составляла 99.99%. Мишени представляли собой диски диаметром 150 мм, толщиной 5 мм. Ток на Ве мишени (химическая чистота: 99.9%, концентрация Fe: менее 0.05%) составлял 600 мА, напряжение – 285 В, на Al мишени (химическая чистота: 99.9%, концентрация Mg: менее 0.05%) ток составлял 400 мА, напряжение – 267 В, а на Si мишени (химическая чистота: 99.999%) ток составлял 400 мА, напряжение – 270 В. Подложка находилась на расстоянии 75 мм от мишени и в процессе напыления совершала медленное вращение вокруг оси установки и быстрое – вокруг собственной оси. Дополнительно для обеспечения равномерности толщины напыляемых плёнок на уровне лучше 1% между магнетронами и подложкой устанавливались фигурные диафрагмы. Скорости осаждения составляли 8 нм/мин для Ве, 5 нм/мин для Si и 15 нм/мин для Al.

Коэффициенты отражения зеркал на  $\lambda=17.14$  нм измерялись на лабораторном рефлектометре на базе спектрометра РСМ-500. Измерения отражения на длине волны 0.154 нм производились с помощью дифрактометра Philips X'Pert PRO MRD.

#### 4.2.2 Рефлектометрия

На рис. 4.11 приведены зависимости пикового значения коэффициента отражения (расчётного и экспериментального) МРЗ Ве/Al от доли слоя бериллия в периоде структуры  $\beta = d(\text{Ве})/d$ . Для всех образцов период структуры составлял около 8.8 нм с вариациями в пределах 2%. Расчёты для идеальной структуры выполнены для той же длины волны, на которой производились измерения синтезированных образцов  $\lambda=17.14$  нм.

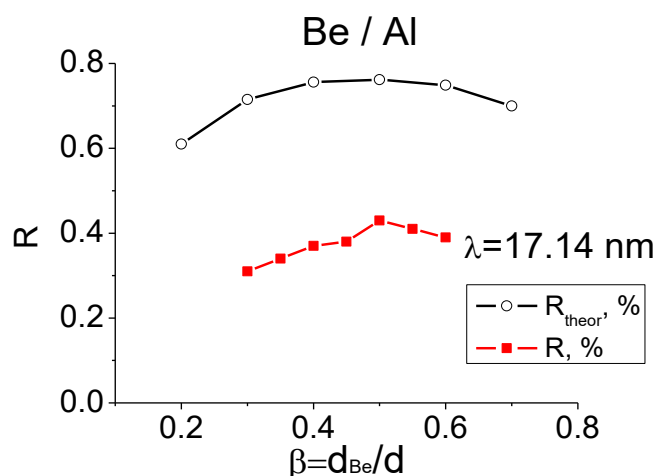


Рис. 4.11. Расчётный ( $R_{\text{theor}}$ , «идеальное» МРЗ) и экспериментальный ( $R$ ) пиковые коэффициенты отражения бинарной Ве/Al структуры в зависимости от доли Ве в периоде.

Максимальный достигнутый коэффициент отражения Be/Al МРЗ составил 46% при  $\beta=0.5$ , в то время как максимально возможный коэффициент отражения – 76.3%. Столь большая разница свидетельствует о невысоком качестве интерфейсов структуры. Реконструкция параметров МРЗ производилась по двум угловым кривым: на  $\lambda=0.154$  нм и на  $\lambda=17.14$  нм в рамках модели, описанной в разделе 3.1. Результаты приведены в таблице 4.4, кривые, иллюстрирующие соответствие расчёта и экспериментальных данных, приведены на рис. 4.12.

Таблица 4.4. Основные характеристики образцов, найденные по результатам рефлектометрической реконструкции. N – число периодов,  $\langle d \rangle$  – средний период (по глубине),  $\langle h(M) \rangle$  – средняя толщина слоя (по глубине).  $R_{\text{theor}}$  – коэффициент отражения для структуры с идеальными границами. Положение пиков отражения на углах  $\theta_{\text{bragg}} \approx 71\text{--}80^\circ$  для различных образцов;  $\lambda=17.14$  нм.

Образец	Состав	N	$\langle d \rangle$ , нм	$\langle h(M) \rangle$ , нм	Интерфейс, нм	R, %	$R_{\text{theor}}$ , %	$\theta_{\text{bragg}}$
PM1255	Be/Al	60	8.72	h(Al) = 4.36 h(Be) = 4.36	Be-on-Al = 1.35 Al-on-Be = 1.32	46	76.3	78.5°
PM1261	Al/Si/Be	60	8.82	h(Be) = 4.86 h(Si) = 0.54 h(Al) = 3.42	Al-on-Be = 0.48 Be-on-Si = 0.8 Si-on-Al = 1.9	51	75.3	77°
PM1273	Be/Si/Al	60	8.83	h(Al) = 3.6 h(Si) = 1 h(Be) = 4.23	Be-on-Al = 0.49 Al-on-Si = 1.6 Si-on-Be = 0.7	61	73.8	76.5°
PM1275	Si/Al/Si/ Be	60	9.05	h(Be) = 3.63 h(Si) = 0.6 h(Al) = 4.02 h(Si) = 0.8	Si-on-Be = 0.45 Be-on-Si = 0.72 Si-on-Al = 1.67 Al-on-Si = 0.6	56	73.7	71°



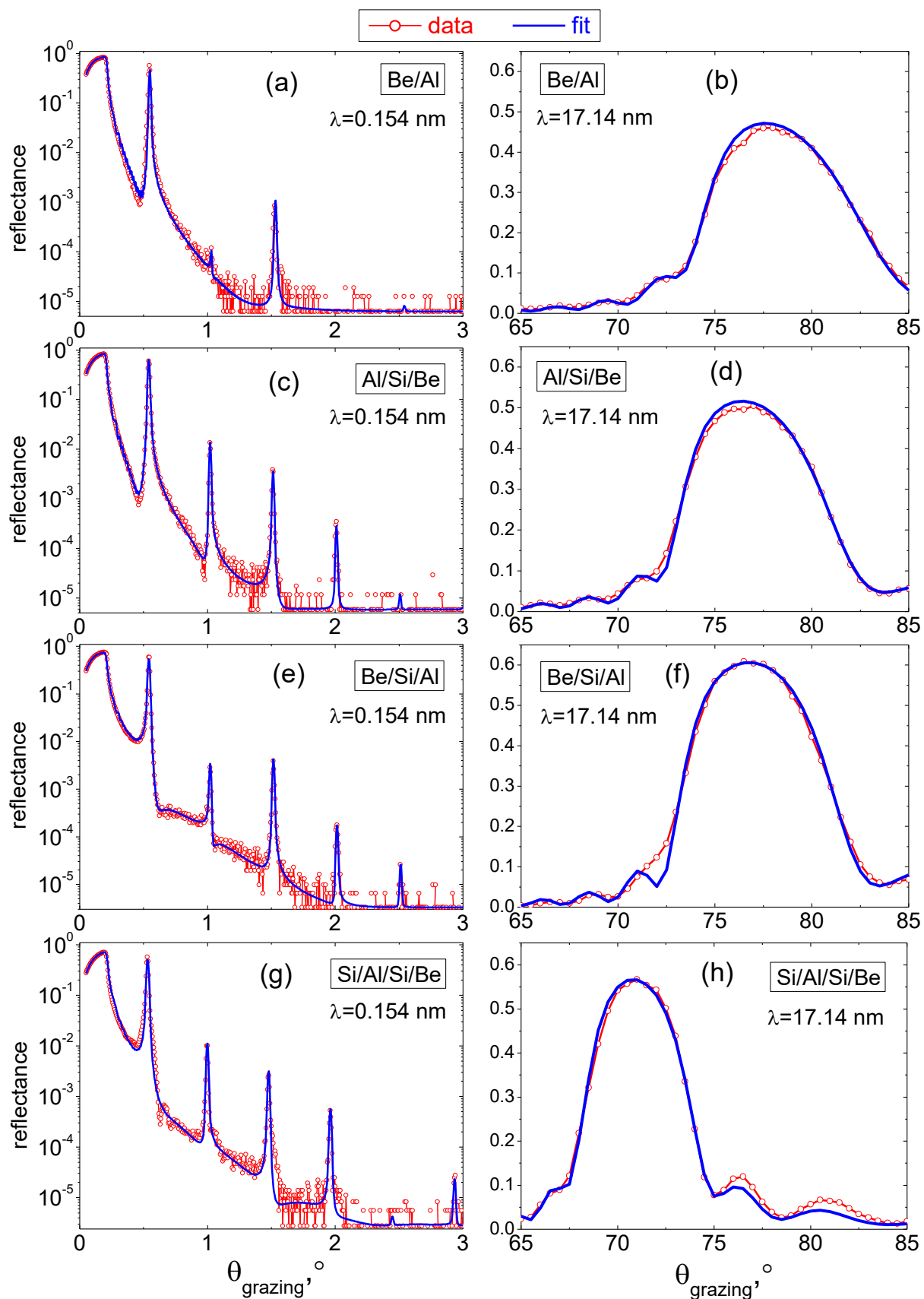


Рис. 4.12. Экспериментальные (красный) и модельные (синий) угловые рефлектометрические кривые изучаемых образцов. Основные параметры моделей приведены в таблице 4.4.

Как видно из таблицы 4.4, введение прослойки кремния приводит к заметному увеличению отражения, а наиболее высокие коэффициенты отражения обеспечивают Be/Si/Al МРЗ. Оптимальная с точки зрения максимума отражения на длине волны 17.14 нм толщина кремниевой прослойки составила около 1 нм (см. таблицу 4.5). Толщины плёнок Al оставались неизменными, а толщины слоёв Be и Si изменялись с противоположным знаком.

Таблица 4.5. Измеренные коэффициенты отражения Be/Si/Al зеркал с 60 периодами, фиксированной толщиной Al и различными толщинами Si прослоек. Положение пиков отражения на углах  $\theta_{\text{bragg}} \approx 74.5\text{--}80^\circ$  для различных образцов;  $\lambda=17.14$  нм.

<b>d(Si), нм</b>	<b>0.45</b>	<b>0.6</b>	<b>0.8</b>	<b>1</b>	<b>1.2</b>	<b>1.4</b>	<b>1.6</b>
d(Be), нм	4.8	4.8	4.45	4.25	4.05	3.85	3.65
d(Al), нм	3.65	3.5	3.65	3.65	3.65	3.65	3.65
$R_{\text{max}}$	46%	55%	59%	61%	59%	59%	58%
$\theta_{\text{grazing}}$	74.5°	80°	75.5°	76.5°	75°	74.5°	76°

В результате можно заключить, что добавление тонких слоёв Si в Be/Al структуру приводит к уменьшению межслоевой шероховатости и появлению более резких интерфейсов. С оптической точки зрения наиболее контрастным интерфейсом на  $\lambda=17.14$  нм является Be-Al, за ним следует Si-Al, а граница раздела Si-Be практически не отражает. Согласно таблице 4.4, в кремнийсодержащих структурах один из интерфейсов Si-Al является широким ( $\sigma \approx 1\text{--}2$  нм), а другие интерфейсы более резкие ( $\sigma \approx 0.5\text{--}0.8$  нм), чем интерфейсы немодифицированной Be/Al структуры ( $\sigma \approx 1.3\text{--}1.35$  нм). Именно это является причиной значительного увеличения отражения от МРЗ.

### 4.3 Зеркала на основе Mo/Be для 11.2 нм фотолитографии

В данном разделе мы продемонстрируем влияние барьерных прослоек на коэффициент отражения и качество интерфейсов в Mo/Be МРЗ. В качестве материалов прослоек были выбраны C и В<sub>4</sub>C, показавшие свою эффективность в Mo/Si МРЗ для 13.5 нм [72, 76], а также Si, зарекомендовавший себя как аморфизирующий слой в Be/Al структурах для длины волны 17.1 нм [104] (см. параграф 4.2). Сразу отметим, что C и В<sub>4</sub>C являются достаточно прозрачными, в то время, как Si обладает сильным поглощением на длине волны 11.2 нм. Поэтому с самого начала следует ожидать негативного эффекта Si прослойки с точки зрения отражения на рабочей длине волны. Тем не менее, интерес заключается во влиянии тонких слоёв Si на качество интерфейсов МРЗ на основе Mo/Be.

### 4.3.1 Экспериментальный контекст

Для данного исследования мы синтезировали 4 типа МРЗ, схематично представленные на рис. 4.13: Mo/Be, Mo/Be/B<sub>4</sub>C, Mo/Be/C и Mo/Be/Si. Названия структур отражают последовательность материалов в порядке нанесения, т.е. от подложки к поверхности. Все прослойки напылялись поверх слоя Be. Плёнки наносились на Si подложку с микрошероховатостью менее 0.2 нм (шероховатость по кадру 2×2 мкм, измеренная АСМ). Размер образцов приблизительно 20×20 мм, толщина подложки 0.5 мм. Число периодов составляет 110. Приблизительные толщины слоёв следующие: 2–2.5 нм Mo; 3–3.5 нм Be; толщина прослоек 0.4–0.5 нм. Толщина периода всех структур около 5.8 нм. Более точные параметры каждого образца найдены по результатам рефлектометрической реконструкции в ЖР и ЭУФ диапазонах и приведены ниже. Никакого специального защитного слоя поверх МРЗ не наносилось.

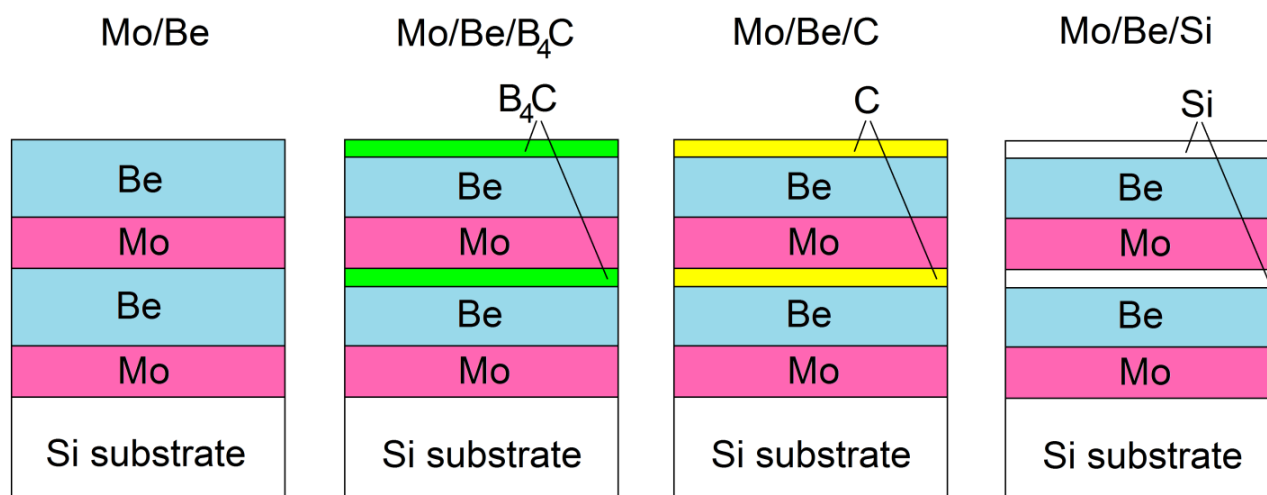


Рис. 4.13. Типы изучаемых МРЗ на основе Mo/Be. Число периодов – 110.

МРЗ синтезировались методом магнетронного напыления постоянного тока, остаточное давление газов (главным образом, воды) составляло  $4 \times 10^{-5}$  Па. Рабочее давление аргона при напылении составляло  $1.1 \times 10^{-1}$  Па, а химическая чистота Ar – около 99.99%. Мишени представляли собой диски диаметром 150 мм и толщиной 5 мм. Мощность на Be мишени была 270 Вт, на Mo мишени – 160 Вт, на B<sub>4</sub>C, C и Si мишенях – 150 Вт.

Измерения отражения на длине волны 0.154 нм производились с помощью дифрактометра PANalytical X'Pert PRO MRD. Измерения на длине волны 11.4 нм проводились на двух установках. Первая – лабораторный рефлектометр с бериллиевой рентгеновской трубкой в качестве источника излучения [106]. Прецизионные измерения коэффициентов отражения в ЭУФ диапазоне, значения которых приводятся в данной работе, осуществлялись на рефлектометре синхротрона BESSY-II описанного в [110–112].

Шероховатость рельефа скрытых интерфейсов оценивалась по измерениям диффузного рассеяния  $\text{CuK}_\alpha$  излучения на том же лабораторном дифрактометре. Получены сканы детектором ( $2\theta$ -сканы) при  $\theta_0 = \theta_{\text{bragg}}$  и кривые качания в условиях квазибрэгговского усиления рассеянного излучения:  $d(\sin \theta_0 + \sin \theta) = m\lambda$ , где  $\theta_0$  и  $\theta$  – углы скольжения зондирующего и рассеянного излучения соответственно.

Шероховатость внешней поверхности и подложек образцов была изучена с помощью АСМ NTEGRA Prima NT-MDT [49].

Наконец, для общей характеристики образцов были получены HRTEM изображения. С помощью двухпучковой установки Quanta 3D FEG из образцов были вырезаны ламели-сечения. Методика описана, например, в [115]. Полученные ламели дополнительно истончались низкоэнергичным ( $\sim 300$  eV) пучком  $\text{Ar}^+$  для уменьшения поврежденной области. HRTEM изображения получены с помощью высокоразрешающего микроскопа LIBRA 200 MS. Эти изображения стали основным источником информации о сравнительном качестве различных интерфейсов в рамках одной и той же структуры, так как отражение и рассеяние рентгеновского излучения хотя и позволяют количественно характеризовать межслоевые области, но не дают информации о том, какой из интерфейсов лучше, а какой хуже [37, 116].

### 4.3.2 Применение расширенной модели для реконструкции МРЗ

#### 4.3.2.1 Излучение в слоистой структуре

Расчёт поля плоской волны в одномерной кусочно-слоистой среде с резкими границами – точно решаемая задача. Пересчёт поля от границы к границе может быть произведен в рамках рекуррентных соотношений [38, 117]:

$$\begin{aligned}
 r(z_j) &= \frac{r_j^F + r(z_{j+1}) \exp(2i\chi_{j+1} l_{j+1})}{1 + r_j^F r(z_{j+1}) \exp(2i\chi_{j+1} l_{j+1})}, \quad j = 0..N, \\
 r(z_{N+1}) &= 0, \\
 t(z_j) &= \frac{t(z_{j+1}) t_j^F \exp(i\chi_{j+1} l_{j+1})}{1 + r_j^F r(z_{j+1}) \exp(2i\chi_{j+1} l_{j+1})}, \quad j = 0..N, \\
 t(z_{N+1}) &= 1,
 \end{aligned} \tag{4.1}$$

где  $r(z_j)$  и  $t(z_j)$  – комплексные коэффициенты отражения и пропускания структуры, лежащей ниже  $j$ -ой границы. Соответственно,  $r(z_0)$  и  $t(z_0)$  – отражение и прохождение излучения для структуры целиком. В показателе экспонент стоят  $z$ -компонента волнового числа и толщина слоёв.  $r_j^F$  и  $t_j^F$  – френелевские коэффициенты отражения и прохождения волны через границу раздела материалов.

При расчёте зеркального отражения мы учитывали наличие шероховатостей и перемешивания материалов на границах двумя способами. Для более быстрой первичной

подгонки модели к экспериментальным данным мы использовали ослабляющие множители при френелевских коэффициентах; для уточнения результата структура разбивалась на более мелкие слои толщиной  $\sim 1 \text{ \AA}$ , а переходные слои учитывались в виде плавных переходных функций. Вид переходного слоя не был фиксированным и искался в виде линейной комбинации заранее заданного набора зависимостей, в рамках модели, описанной в параграфе 3.1.

#### 4.3.2.2 Рассеяние в слоистой структуре

Рассеяние зондирующего излучения на шероховатостях интерфейсов может быть рассчитано в рамках теории возмущений. Наиболее широко используемый подход – это Distorted Wave Born Approximation (DWBA), в котором рассеянное излучение представляется в виде разложения по плоским волнам, а амплитуда рассеяния рассматривается в виде ряда по возмущениям диэлектрической проницаемости (или «кратности рассеяния»). Малым параметром в данном случае является относительное возмущение диэлектрической проницаемости  $\left| \frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon} \right|$ . В большинстве работ приближение DWBA дополнительно упрощается: невозмущенное волновое поле в вакууме заменяется на аналитическое продолжение невозмущенного поля внутри вещества [118–120]. Альтернативным приближением является т.н. теория возмущений по высоте шероховатостей [121]. Оба подхода справедливы при малой шероховатости, однако конкретные условия применимости различаются. Сравнение вышеописанных приближений между собой, а также с точным DWBA приводится в [121]. При расчёте рассеяния от МИС также можно выбирать между этими подходами [43, 122].

В работе [43] также иллюстрируются сильные различия в интерференционных эффектах рассеяния между МРЗ с полной, частичной и нулевой межслоевой корреляцией шероховатости. Для случая полубесконечной структуры с двумя слоями в периоде и одинаковым спектром шероховатостей для всех границ автор приводит формулу интенсивности рассеяния в аналитическом виде:

$$\Phi_c(\theta, \varphi) \approx \frac{k^4 |\varepsilon_1 - \varepsilon_2|^2}{2 \sin \theta_0} |\psi(0, \theta_0) \psi(0, \theta)|^2 PSD_{2D}(\vec{v}) \times \frac{|\psi(0, \theta_0) \psi(0, \theta) - \psi(\Gamma d, \theta_0) \psi(\Gamma d, \theta)|^2}{|\psi(0, \theta_0) \psi(0, \theta) - \psi(d, \theta_0) \psi(d, \theta)|^2} \quad (4.2)$$

$$\Phi_n(\theta, \varphi) \approx \frac{k^4 |\varepsilon_1 - \varepsilon_2|^2}{2 \sin \theta_0} |\psi(0, \theta_0) \psi(0, \theta)|^2 PSD_{2D}(\vec{v}) \times \frac{|\psi(0, \theta_0) \psi(0, \theta)|^2 + |\psi(\Gamma d, \theta_0) \psi(\Gamma d, \theta)|^2}{|\psi(0, \theta_0) \psi(0, \theta)|^2 - |\psi(d, \theta_0) \psi(d, \theta)|^2} \quad (4.3)$$

где  $\Phi_c(\theta, \varphi)$  и  $\Phi_n(\theta, \varphi)$  – двумерные индикатрисы рассеяния для полностью коррелированных и полностью некоррелированных шероховатостей соответственно,  $\psi(z, \theta_0)$  – амплитуда поля в точке с координатой  $z$  при падении зондирующего излучения под углом  $\theta_0$ ,  $PSD_{2D}(\vec{v})$  –

спектральная плотность мощности шероховатостей на всех границах раздела,  $d$  – период структуры,  $\Gamma$  – толщинный фактор, т.е. отношение толщины первого слоя к периоду. Коэффициент пропорциональности между  $\Phi(\theta, \varphi)$  и  $PSD_{2D}(v)$  – это электродинамический фактор, зависящий от структуры, углов падения и рассеяния.

В данной работе **не** моделировалось рассеяние рентгеновского излучения изучаемыми МРЗ, но использовался эффект интерференционного усиления рассеянного излучения при выполнении квазибрегговского условия  $d(\sin \theta_0 + \sin \theta) = m\lambda$ , где  $\theta_0$  и  $\theta$  – углы скольжения зондирующего и рассеянного излучения соответственно. При снятии кривой качания сумма углов  $\theta_0 + \theta$  была фиксирована и соответствовала первому квазибрегговскому пику. Также были сделаны сканы детектором ( $2\theta$ -сканы) при  $\theta_0 = \theta_{bragg}$ .

В условиях квазибрегговского резонанса (который возможен при наличии корреляции шероховатостей по глубине) пространственные частоты, которые полностью наследовались через всю структуру, дадут значительно более сильное рассеяние, чем в нерезонансном случае. Поскольку период изучаемых МРЗ составлял около 5.8 нм, а латеральный размер наблюдаемых шероховатостей составил 0.22–3 мкм, то можно предполагать, что все «длинные» особенности рельефа полностью повторяют друг друга от слоя к слою. В свою очередь, более высокая интенсивность рассеяния позволяет дальше продвинуться в область высоких пространственных частот, что особенно важно при использовании лабораторного дифрактометра.

### 4.3.3 Экспериментальные результаты

#### 4.3.3.1 Рефлектометрия

Основным источником информации о МРЗ стали GIXR на длине волны  $\text{CuK}_\alpha$  и EUVR на длине волны 11.4 нм. Численная подгонка параметров модели производилась одновременно по трем кривым: угловой на 0.154 нм, угловой в окрестности 11.4 нм и спектральной при угле скольжения  $88^\circ$ . Результаты подгонки приведены в таблице 4.6, графики, иллюстрирующие соответствие расчётов экспериментальным данным, приведены на рис. 4.14.

Таблица 4.6. Основные характеристики образцов, найденные по результатам рефлектометрической реконструкции. N – число периодов,  $\langle d \rangle$  – средний период (по глубине),  $\langle h(M) \rangle$  – средняя толщина слоя (по глубине)

Образец	Состав	N	$\langle d \rangle$ , нм	$\langle h(M) \rangle$ , нм	Интерфейс, нм	$\Delta\lambda_{1/2}$ , нм	$\lambda_{\text{peak}}$ 88°, нм	R, %
D364	Mo/Be	110	5.67	h(Be) = 3.44 h(Mo) = 2.23	Mo-on-Be = 0.67 Be-on-Mo = 0.33	0.26	11.31	69.7
D366	Mo/Be/B <sub>4</sub> C	110	5.75	h(B <sub>4</sub> C) = 0.36 h(Be) = 3.34 h(Mo) = 2.05	Mo-on-B <sub>4</sub> C = 0.74 B <sub>4</sub> C-on-Be = 0.77 Be-on-Mo = 0.5	0.29	11.45	67.6
D381	Mo/Be/C	110	5.78	h(C) = 0.39 h(Be) = 2.95 h(Mo) = 2.44	Mo-on-C = 0.6 C-on-Be = 0.87 Be-on-Mo = 0.39	0.29	11.45	68.2
D383	Mo/Be/Si	110	5.85	h(Si) = 0.48 h(Be) = 3.04 h(Mo) = 2.33	Mo-on-Si = 0.72 Si-on-Be = 0.16 Be-on-Mo = 0.28	0.29	11.59	66.5

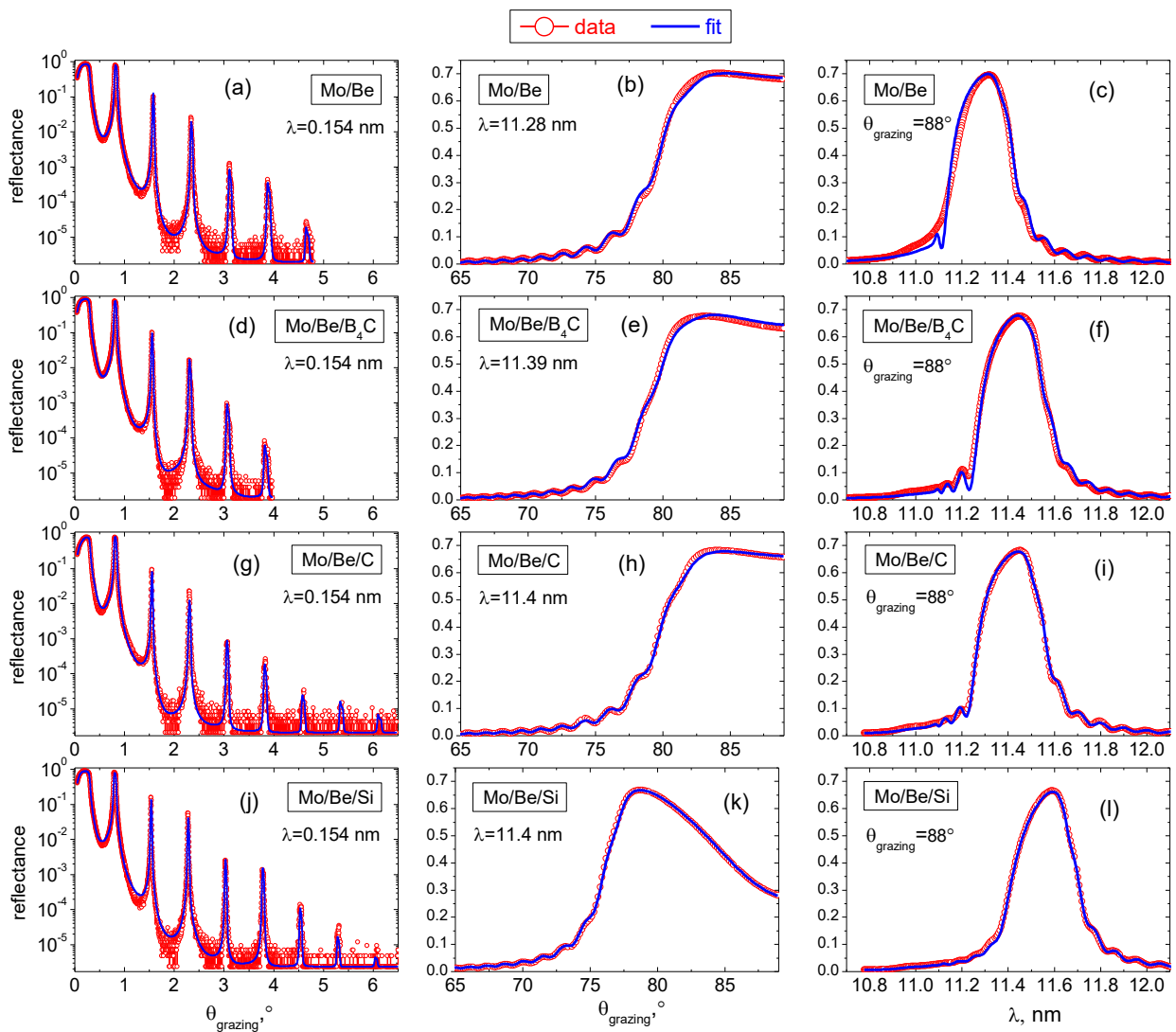


Рис. 4.14. Экспериментальные (красный) и модельные (синий) рефлектометрические кривые изучаемых образцов. Для каждого образца приведены две угловых зависимости и одна спектральная. Основные параметры моделей приведены в таблице 4.6.

Максимальный достигнутый коэффициент отражения Mo/Be МРЗ составил 70.25% на длине волны 11.28 нм при угле скольжения  $84^\circ$  (см. угловую кривую рис. 4.14(b)); таким образом, рекордное значение 20-летней давности [63, 71] было немного улучшено.

#### 4.3.3.2 Рассеяние рентгеновского излучения

Ширины переходных слоёв, найденные с помощью численного моделирования рефлектометрических кривых в предыдущем параграфе, являются «эффективными» величинами в том смысле, что они не разделены на «диффузионную» и «рассеивающую» составляющие. «Диффузионная» часть переходного слоя обусловлена взаимным проникновением материалов слоёв в результате механического перемешивания при напылении, в результате тепловой диффузии и химического взаимодействия. «Рассеивающая» часть – это шероховатость интерфейсов, унаследованная от нижележащих слоёв и приобретенная в результате кристаллизации материалов и неоднородной поверхностной диффузии осаждаемых атомов. Рассеяние излучения – способ эти компоненты разделить, по крайней мере, для шероховатостей достаточно большого латерального масштаба.

На рис. 4.15(a) приведены кривые качания исследуемых образцов. Рассеяние нормировано на интенсивность зондирующего пучка. Угол раствора между источником и детектором фиксирован и соответствует первому Брэгговскому пику, образец отклонялся от зеркального положения на  $\{-0.5^\circ; 0.5^\circ\}$ . Область углов качания от  $-0.1^\circ$  до  $0.1^\circ$  следует исключить из рассмотрения, т.к. из-за близости к зеркальному направлению и несовершенства образцов (в частности, ухода периода по глубине в Mo/Be и Mo/Be/B<sub>4</sub>C образцах) присутствуют сильные аппаратные искажения.

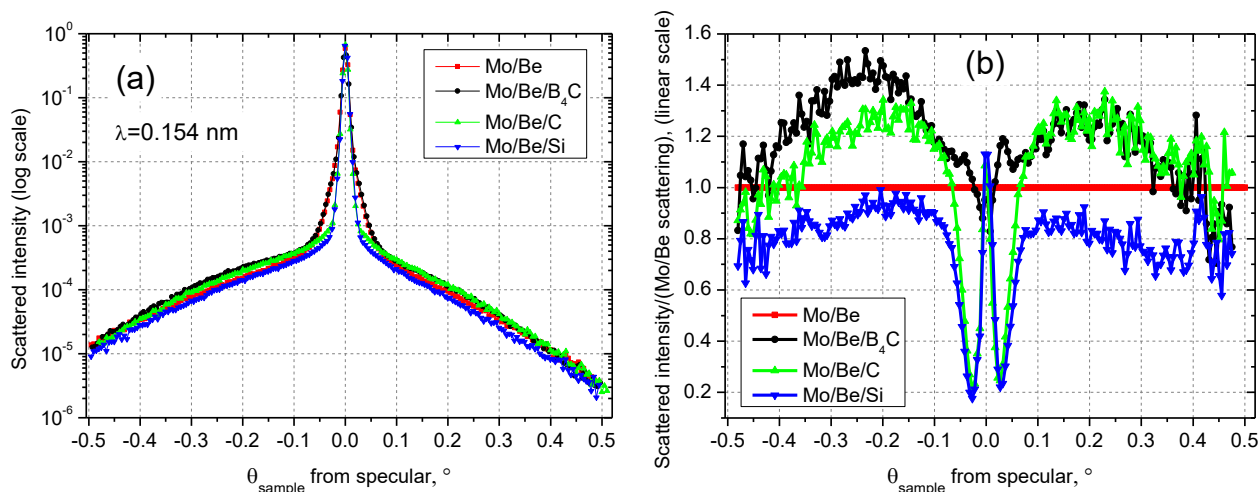


Рис. 4.15. (a) – Кривые качания вблизи зеркального отражения (первого Брэгговского пика). (b) – Те же кривые, нормированные на кривую качания Mo/Be зеркала. Взаимное положение источника и детектора фиксировано и соответствует первому Брэгговскому пику для каждого образца ( $\theta_{\text{bragg}}=0.8-0.815^\circ$ ).



На рис. 4.15(b) приведены кривые качания от образцов с прослойками, деленные на рассеяние Mo/Be структуры. При  $|\theta_{\text{sample}}| > 0.1^\circ$  образец Mo/Be/Si показывает на 10–20% меньшее рассеяние, чем чистая Mo/Be структура. Mo/Be/C дает на 25% более высокое рассеяние при малых углах, зато при  $|\theta_{\text{sample}}| > 0.4^\circ$  интенсивность рассеяния сравнивается с Mo/Be. Mo/Be/B<sub>4</sub>C дает рассеяние, равное или превышающее Mo/Be/C. Качание образца в пределах  $\{-0.5^\circ, 0.5^\circ\}$  позволяет наблюдать рассеяние на шероховатостях с пространственной частотой  $\nu < 1.5 \text{ мкм}^{-1}$ . Ограничение снизу  $|\theta_{\text{sample}}| > 0.1^\circ$  значит, что минимальная наблюдаемая пространственная частота рельефа  $\nu \approx 0.3 \text{ мкм}^{-1}$ .

Таким образом, основной вывод, которым можно сделать из кривых качания – это уменьшение шероховатости зеркал на основе Mo/Be при добавлении прослоек Si во всем диапазоне частот  $0.3 < \nu < 1.5 \text{ мкм}^{-1}$ . При добавлении C и B<sub>4</sub>C прослоек шероховатость увеличивается, по крайней мере, в диапазоне  $0.3 < \nu < 1.3 \text{ мкм}^{-1}$ .

Помимо кривых качания были получены сканы детектором при  $\theta_0 = \theta_{\text{bragg}}$ . Результаты приведены на рис.4.16(a) и (b). В соответствии с условием  $d(\sin\theta_0 + \sin\theta) = m\lambda$ , если зондирующее излучение падает в первом брэгговском пике (т.е.  $d(\sin\theta_0 + \sin\theta_0) = \lambda$ ,  $\theta = \theta_0$ ), то ближайший квазибрэгговский резонанс будет в направлении  $\theta = 3\theta_0$  (т.к.  $d(\sin\theta_0 + \sin\theta_0) = \lambda \Rightarrow d(\sin\theta_0 + \sin 3\theta_0) = 2\lambda$ ). Разность хода лучей в  $2\lambda$  означает, что усиление рассеяния в данном случае происходит благодаря наличию второй пространственной гармоники по глубине структуры.

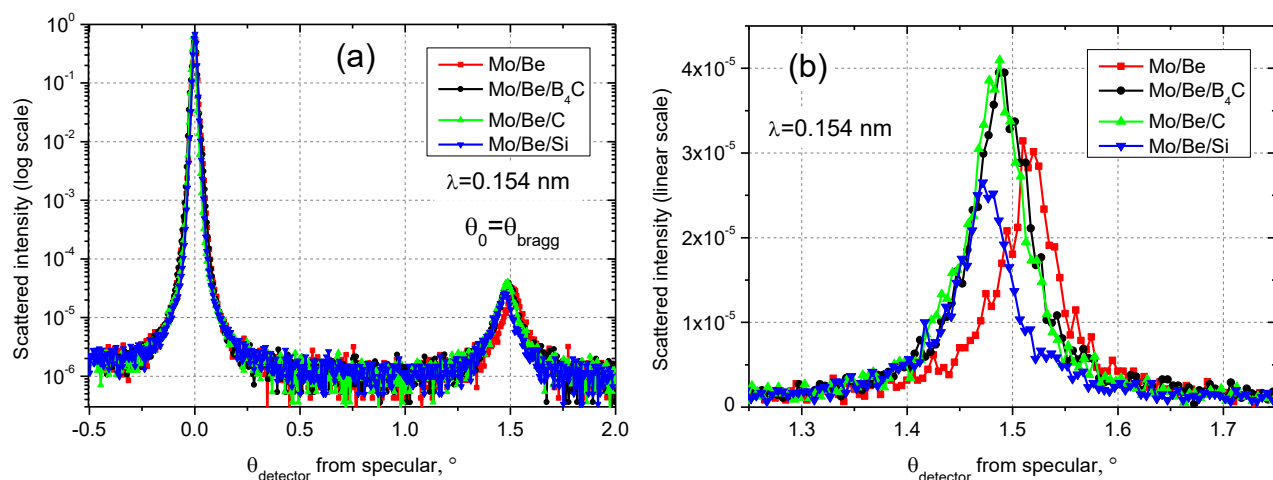


Рис. 4.16. (a) – Скан детектором в окрестности зеркального отражения (первого брэгговского пика). (b) – Область квазибрэгговского резонанса в линейном масштабе.

Рис. 4.16(a) представляет сканы всех образцов с началом координат в направлении зеркального отражения. Рассеяние нормировано на интенсивность зондирующего пучка. Область квазибрэгговского усиления рассеянного излучения более подробно представлена в линейном масштабе на рис. 4.16(b). Различие в положении пиков рассеяния связано с

небольшим отличием периодов образцов, у Mo/Be/Si период максимальный, у Mo/Be – минимальный (см. таблицу 4.6). Отклонение детектора от зеркального направления в  $1.5^\circ$  соответствует наблюдению пространственной частоты  $\nu \approx 4.6 \text{ мкм}^{-1}$ . И из рис. 4.16(b) ясно видно, что на этой частоте шероховатости интенсивности рассеяния по-прежнему разные для разных образцов, причем качественное соотношение остается прежним: Mo/Be/Si рассеивает меньше всех, Mo/Be – промежуточный результат, Mo/Be/C и Mo/Be/V<sub>4</sub>C рассеивают сильнее всех. Пики рассеяния от Mo/Be/C и Mo/Be/V<sub>4</sub>C примерно одинаковы по ширине и величине. Меньшая интенсивность рассеяния в структурах Mo/Be и Mo/Be/Si не сопровождается уширением квазибрэгговского пика рассеяния, что означает одинаковую степень корреляции наблюдаемой шероховатости по глубине. Таким образом, вывод о величине шероховатости, сделанный по кривым качания на рис. 4.15 сохраняется.

### 4.3.3.3 Атомно-силовая микроскопия

Шероховатость поверхности исследуемых образцов была также изучена с помощью АСМ. Материал верхнего слоя МРЗ – Be, V<sub>4</sub>C, C или Si в соответствии с рис. 4.13. Размеры полученных кадров составили  $2 \times 2$  и  $1 \times 1$  мкм. Полученные карты поверхности представлены на рис. 4.17. Карты высот прошли предварительную обработку, которая заключалась в вычитании поверхности второго порядка и отсеивании выбросов. Вычитание поверхности необходимо, чтобы устранить искажения, связанные с траекторией и гистерезисом зонда, а причиной появления локализованных выбросов становится загрязнение поверхности. Фильтрация выбросов производилась по следующему алгоритму: если высота точки отличается от средней более чем на 3 среднеквадратичных отклонения, то данная высота заменяется на медианную высоту среди соседей в круге с радиусом 5 точек. Данный фильтр может применяться последовательно неограниченное число раз; результат быстро выйдет на насыщение и карта перестанет меняться. Для коррекции значений шероховатости из исходных величин вычиталась «шероховатость» акустического шума и вибраций. Для этого между измерениями снимались карты отклонений зонда в «холостом» режиме.

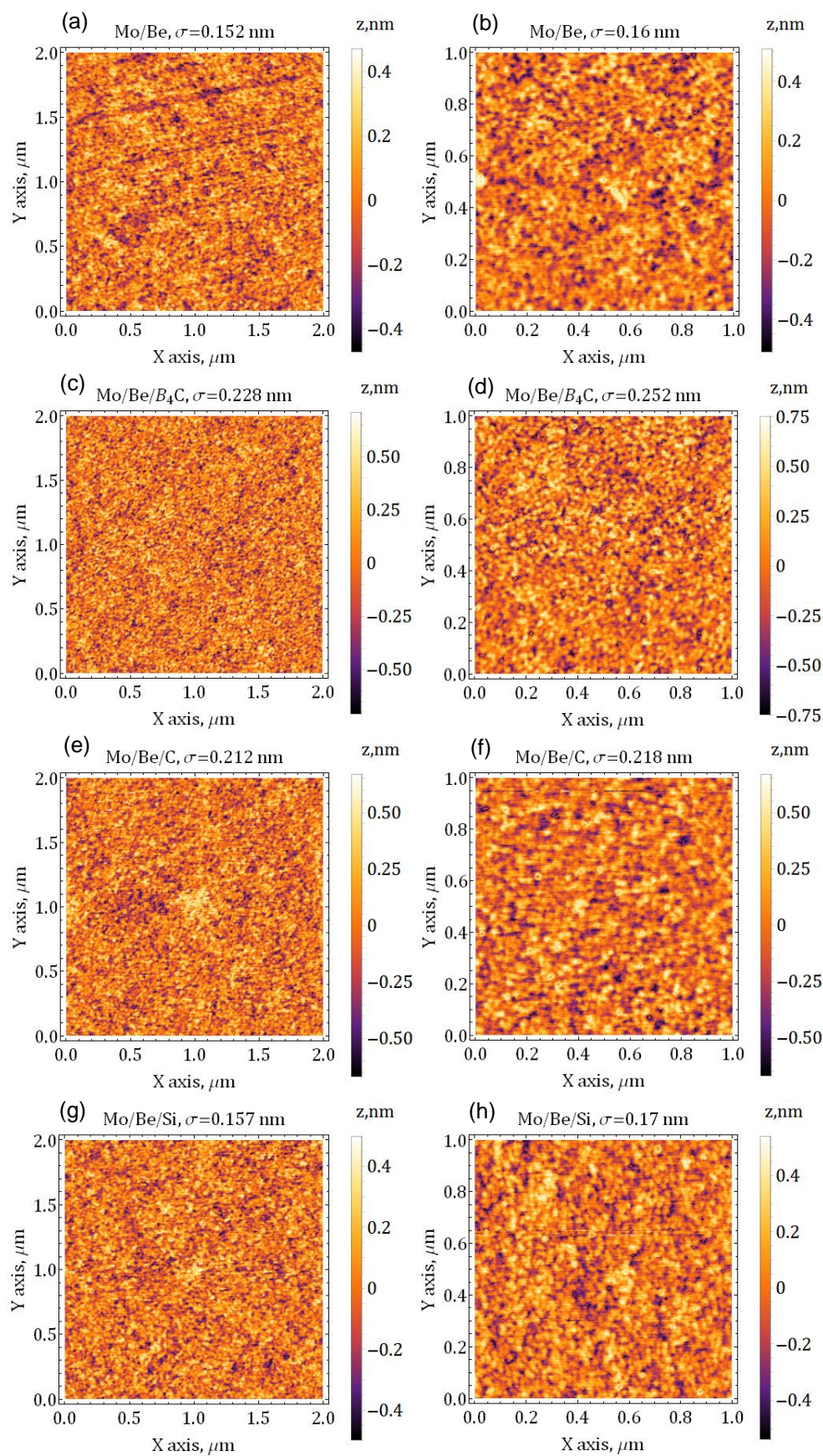


Рис. 4.17. АСМ карты поверхностей изучаемых образцов; кадры  $2 \times 2$  и  $1 \times 1$  мкм. Число точек на кадрах –  $256 \times 256$ . Среднеквадратические шероховатости  $\sigma$  указаны после вычитания шумового значения.

Сравнительные графики со значениями шероховатостей приведены на рис. 4.18. Кадр каждого размера был получен в двух точках поверхности образца. Наибольшее отличие в шероховатости между кадрами составляет для одного образца ~20% (для Mo/Be/B<sub>4</sub>C).

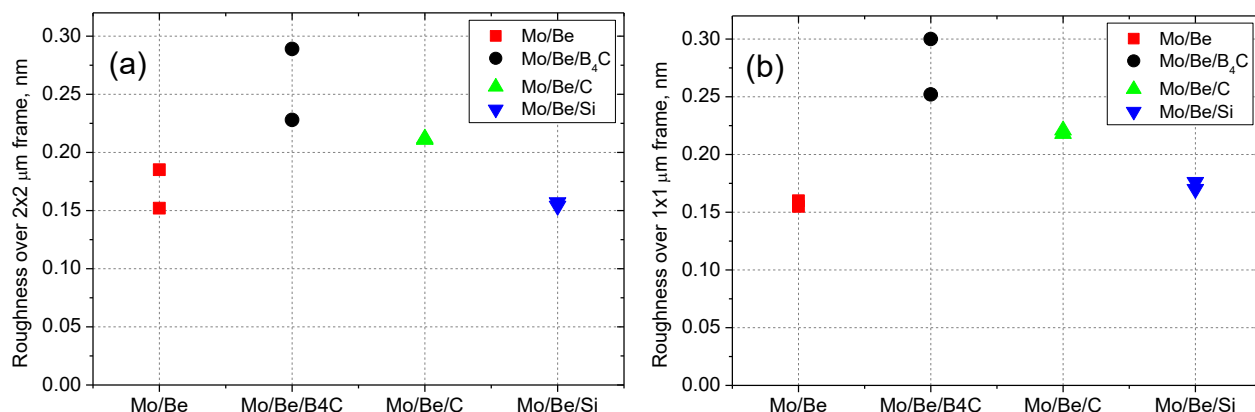


Рис. 4.18. Шероховатость поверхности изучаемых образцов. (a) – Кадр 2×2 мкм, (b) – кадр 1×1 мкм. Две точки соответствуют двум участкам поверхности для каждого образца.

Данные на рис. 4.18(a) укладываются в обнаруженную в предыдущих параграфах закономерность  $\sigma(\text{Mo/Be/Si}) < \sigma(\text{Mo/Be}) < \sigma(\text{Mo/Be/C}) < \sigma(\text{Mo/Be/B}_4\text{C})$ , однако, на рис. 4.18(b) наблюдаемая шероховатость Mo/Be/Si превышает шероховатость Mo/Be образца. По-видимому, это значит, что отличия менее 10–20% по данным АСМ могут быть результатом неоднородности шероховатости по поверхности и не являются показательными.

#### 4.3.3.4 Электронная микроскопия

Для получения HRTEM изображений из образцов с помощью фокусированного ионного пучка Ga<sup>+</sup> с энергией 30 кВ были вырезаны ламели. В дальнейшем для утончения получившихся срезов применялось дополнительное травление низкоэнергетическим пучком Ag<sup>+</sup> с энергией 300 эВ. Описание установки можно найти в [123]. HRTEM изображения высокого разрешения приведены на рис. 4.19.

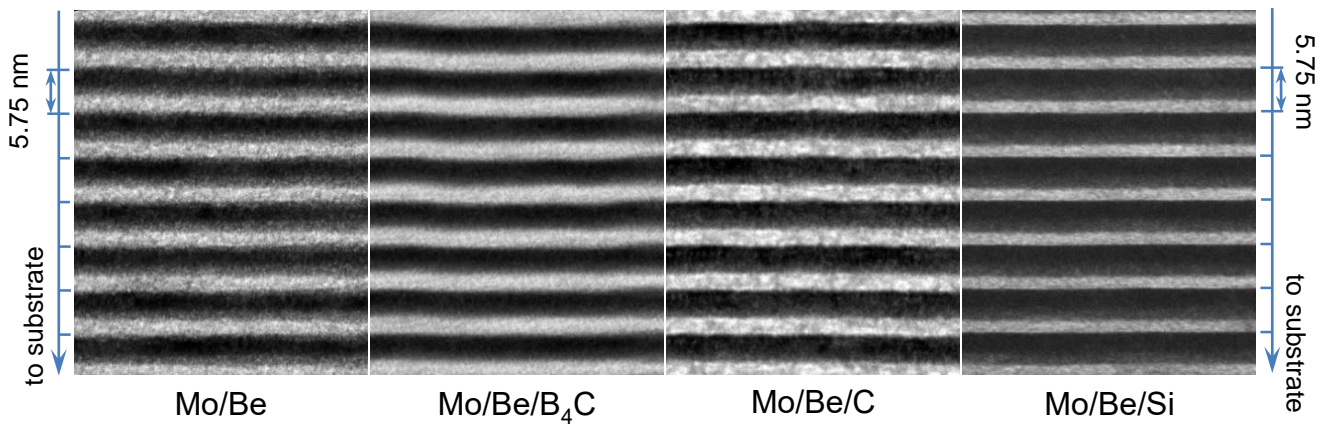


Рис. 4.19. HRTEM изображения сечений изучаемых образцов. Яркие области соответствуют прозрачному материалу (Be), а темные – непрозрачному (Mo). Для наглядности изображения отмасштабированы до одинакового периода 5.75 нм.

Из рис. 4.19 можно увидеть разную степень искривления слоёв разных структур. Наиболее «изогнутые» слои принадлежат структуре Mo/Be/B<sub>4</sub>C, потом идет Mo/Be/C и потом Mo/Be вместе с Mo/Be/Si. Это полностью соответствует изложенным в предыдущих параграфах данным о шероховатостях поверхности и интерфейсов образцов. Для более детального сравнения на рис. 4.20 приведены профили контраста изображений рис. 4.19, усредненные по 290 параллельным линиям для устранения пиксельного шума и неоднородности интенсивности.

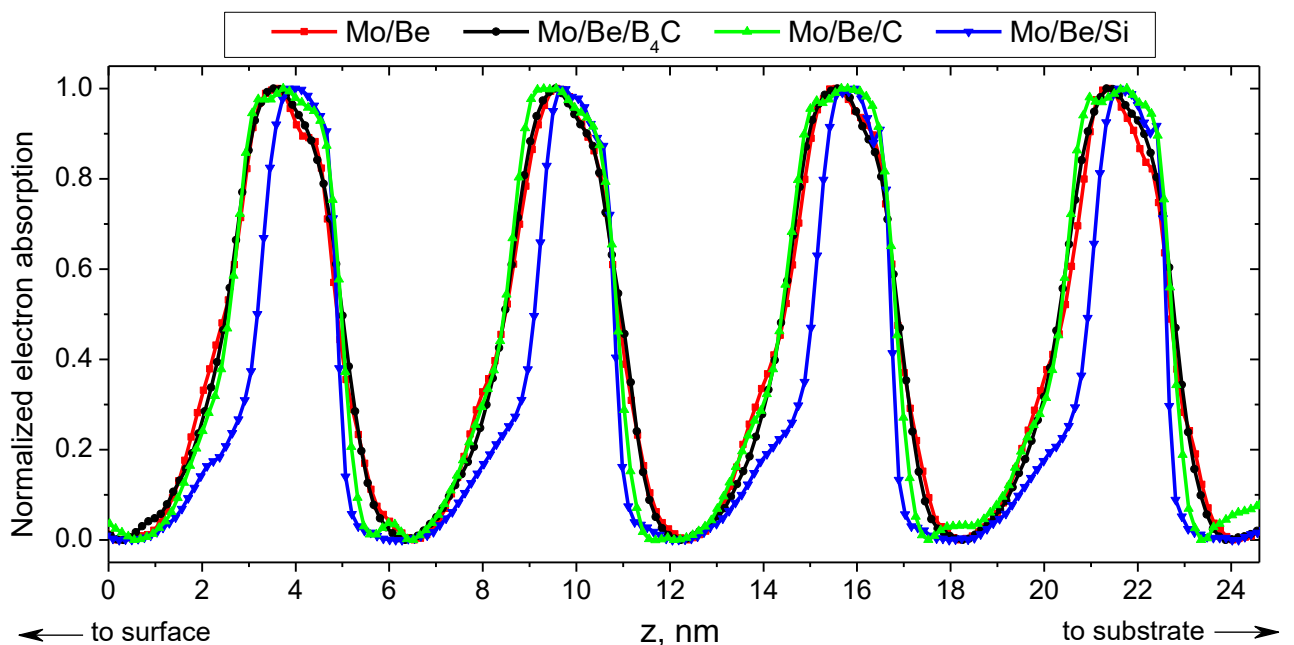


Рис. 4.20. Усредненные профили HRTEM изображений на рис. 4.19. Яркие области соответствуют прозрачному материалу (Be), а темные – непрозрачному (Mo). Для наглядности профили отмасштабированы до одинакового периода 5.75 нм.

Все образцы содержат границы Ве-оп-Мо, качество которых можно сравнить по полученным профилям. Типичная граница Ве-оп-Мо крупным планом приведена на рис. 4.21(a). На рис. 4.21(b) приведено сравнение границ Мо-оп-Ве и Ве-оп-Мо в бинарной структуре Мо/Ве.

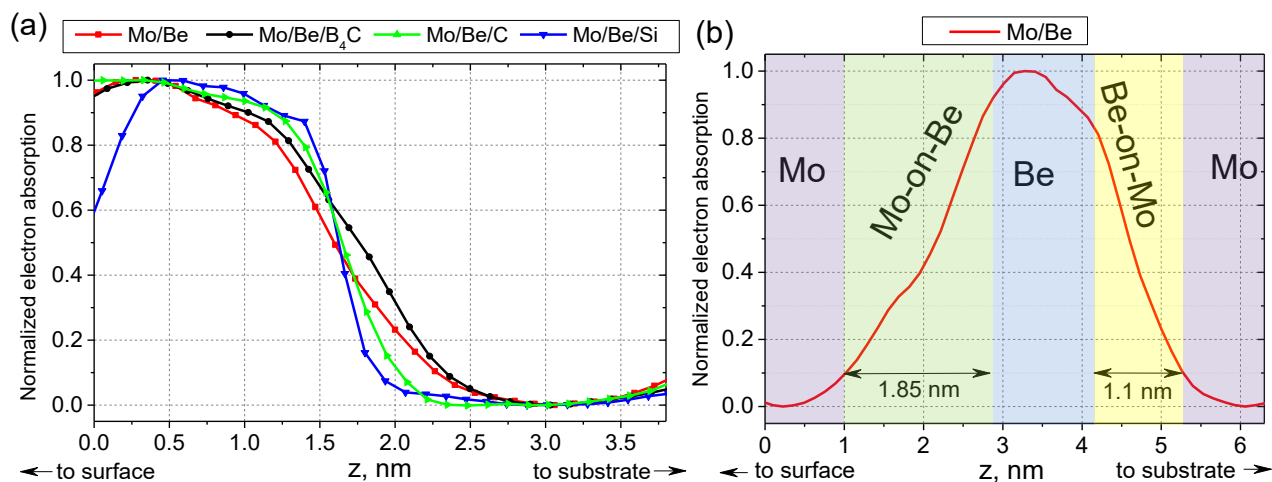


Рис. 4.21. (a) – HRTEM профили переходной области Ве-оп-Мо, (b) – сравнение переходных областей Мо-оп-Ве и Ве-оп-Мо в Мо/Ве структуре.

Из рис. 4.21(a) видно, что наиболее резким переходом обладает структура Мо/Ве/Si, за ней следует Мо/Ве/C. Более протяженными и примерно одинаковыми переходами обладают Мо/Ве и Мо/Ве/B<sub>4</sub>C. Эти данные не соответствуют тенденции, выявленной методами АСМ, ДРПИ и рефлектометрии, однако здесь учитывается только диффузия и перемешивание материалов, без геометрической шероховатости. Ширина наблюдаемых переходных областей в значительной степени обуславливается толщиной приготовленных ламелей и качеством HRTEM изображения.

Рис. 4.21(b) содержит информацию об асимметрии границ в бинарной структуре. Из профиля чётко следует, что граница Мо-оп-Ве значительно шире, чем граница Ве-оп-Мо, по крайней мере, в 1.7 раза с учётом качества исходного изображения и конечного разрешения электронного микроскопа. Эта информация очень важна для рефлектометрической реконструкции структуры, поскольку кривые отражения рентгеновского излучения практически нечувствительны к порядку следования резкой и размытой границ. При реконструкции в параграфе 4.2.3.1 это знание использовалось в явном виде для выбора решения обратной задачи.

#### 4.4 Mo/Be/Si зеркала для 13.5 нм фотолитографии

Степенная зависимость производительности литографического процесса от коэффициента отражения зеркал делает крайне актуальным поиск способов увеличения коэффициента отражения Mo/Si МРЗ. Более того, даже небольшое увеличение коэффициента отражения, например, от 70 до 72%, приведет к увеличению производительности литографической системы с 11 зеркалами (включая маску) в 1.36 раза, что приведет к большому экономическому эффекту. Конечно, для определения реальной производительности спектральную полосу пропускания оптической системы следует интегрировать с функцией источника. Тем не менее, увеличение пикового отражения представляет большой интерес. Основным методом увеличения коэффициентов отражения зеркал Mo/Si является инженерия интерфейсов, основной задачей которой является улучшение границы Mo-on-Si. В результате максимальное отражение 70.15% на длине волны 13.5 нм и до 71% на длине волны 12.7 нм достигается за счёт минимизации диффузионных процессов в модифицированных структурах Mo/W<sub>4</sub>C/Si/W<sub>4</sub>C и Mo/Si/C [72, 73, 76]. Впоследствии работа над зеркалами Mo/Si в основном касалась физических аспектов формирования интерфейсов [73–75] и повышения стойкости зеркал к нагреву и окислению [77–79] и не привела к увеличению коэффициентов отражения.

В разделе 4.3 при изучении влияния прослоек разных материалов на коэффициенты отражения Mo/Be МРЗ на длинах волн 0.154 и 11.4 нм было показано, что прослойки Si, нанесенные на слои Be, приводят к значительному увеличению резкости границы Be-on-Mo. Поскольку Si является сильнопоглощающим материалом на длине волны 11.x нм, он уменьшает коэффициент отражения, но его влияние на резкость интерфейсов оказывается положительным.

Итак, у нас есть чёткое свидетельство улучшения границы Be-on-Mo в присутствии Si-прослойки на другой границе. Следовательно, мы можем ожидать такого же эффекта для структуры Mo/Be/Si с полноценными (т.е. «толстыми») слоями Be и Si. Ниже мы проверим эффективность тройной структуры для  $\lambda=13.5$  нм.

Согласно таблицам Хенке [61], Be имеет наименьшее поглощение вблизи  $\lambda=13.5$  нм, даже меньше, чем Si. Этот материал выглядит оптически выгодным для использования в качестве третьего слоя в Mo/Si МРЗ с точки зрения увеличения отражения. Например, в [124] авторы попытались оптимизировать трех- и четырехкомпонентные МРЗ с разным порядком Mo, Be и Si в периоде. Расчёты показывают, что идеальное МРЗ с оптимизированной толщиной плёнок Mo, Si и Be имеет на 1% более высокий коэффициент отражения на  $\lambda=13.5$  нм при нормальном падении по сравнению с соответствующим идеальным Mo/Si МРЗ. На практике, учитывая

более высокое качество интерфейсов, можно ожидать даже большее преимущество Mo/Be/Si над обычным Mo/Si МРЗ.

Мы также численно оптимизировали 4 вида МРЗ для максимизации пикового отражения; результаты приведены в таблице 4.7. Для оптимизации использовалось программное обеспечение IMD [24] с оптическими константами [61]. Структуры, перечисленные в таблице 4.7, считаются идеальными.

Таблица 4.7. Сравнительная таблица идеальных структур, оптимизированных на максимальное отражение на  $\lambda=13.5$  нм. Границы резкие ( $\sigma=0$ ). Толщины  $B_4C$  и  $C$  были фиксированы в ходе оптимизации.  $\Delta\lambda_{1/2}$  – спектральная ширина на полувысоте кривой.

Тип структуры	Структура, нм	N	$\Delta\lambda_{1/2}$ , нм	R, %
Mo/Be/Si	Mo(2.54)/Be(1.41)/Si(2.96)	110	0.556	75.1
Mo/Si	Mo(2.67)/Si(4.23)	110	0.573	74.0
Mo/ $B_4C$ /Si/ $B_4C$	Mo(2.34)/ $B_4C$ (0.3)/Si(3.96)/ $B_4C$ (0.3)	110	0.567	72.9
Mo/Si/C	Mo(2.48)/Si(4.12)/C(0.3)	110	0.570	73.8

Из таблицы видно, что все идеальные структуры имеют сравнимую ширину полосы отражения, а структура Mo/Be/Si может обеспечить более высокое отражение. Реальные структуры имеют размытые границы, поэтому реальные значения  $\Delta\lambda_{1/2}$  будут ниже.

Чтобы исследовать влияние слоёв Be на коэффициент отражения в ЭУФ диапазоне, серия Mo/Be/Si МРЗ была изготовлена методом магнетронного распыления. Изучение структурных параметров МРЗ, таких как период и его систематическое изменение по глубине, толщины и плотности плёнок, тип переходных областей, проводилось методом одновременного подгонки угловых зависимостей угловых кривых отражения на длинах волн 0.154 нм и 13.5 нм и спектральной кривой вблизи нормали. Для этого была использована расширенная модель структуры МРЗ, описанная в разделе 3.1.

Измерения отражения на длине волны 0.154 нм производились с помощью дифрактометра PANalytical X'pert PRO MRD. Измерения на длине волны 13.5 нм проводились на лабораторном рефлектометре с Si-рентгеновской трубкой в качестве источника излучения и на рефлектометре синхротрона BESSY-II.



Таблица 4.8. Основные характеристики изучаемых образцов. Все образцы имеют одинаковый состав  $\text{Si}_{\text{substrate}}/(\text{Mo}/\text{Be}/\text{Si}) \times 110/\text{air}$ ,  $\langle d \rangle$  – средний период (по глубине),  $\langle h(M) \rangle$  – средняя толщина слоя (по глубине). Угол скольжения  $\theta$  – положение максимума для угловых кривых и фиксированный угол для спектральных кривых.  $\Delta\lambda_{1/2}$  – спектральная ширина кривой отражения на полувысоте.  $\lambda$  – положение максимума для спектральных кривых и фиксированная длина волны для угловых кривых. Излучение s-поляризовано.

Образец	Состав	$\langle d \rangle$ , нм	Интерфейс, нм	Тип кривой	$\lambda$ , нм	$\Delta\lambda_{1/2}$ , нм	$\theta$	R, %
D385	Si(2.75) Be(2.06) Mo(2.14)	6.949	Mo-on-Si = 0.54 Si-on-Be = 0.73 Be-on-Mo = 0.23	спектральная	13.63	0.477	88.0°	71.11
				угловая	13.53		81.9°	71.12
				угловая	13.49		80.9°	71.15
				угловая	13.04		72.2°	71.97
D386	Si(2.55) Be(2.27) Mo(2.15)	6.971	Mo-on-Si = 0.60 Si-on-Be = 0.63 Be-on-Mo = 0.22	спектральная	13.66	0.485	88.0°	70.82
				угловая	13.53		81.0°	71.1
D387	Si(2.68) Be(2.03) Mo(2.35)	7.060	Mo-on-Si = 0.57 Si-on-Be = 0.84 Be-on-Mo = 0.22	спектральная	13.8	0.515	88.0°	71.3
				угловая	13.78		86.1°	71.42
				угловая	13.49		77.1°	71.89
				угловая	13.20		72.3°	72.32
				угловая	12.92		68.7°	72.83
D388	Si(2.30) Be(2.19) Mo(2.43)	6.918	Mo-on-Si = 0.42 Si-on-Be = 0.74 Be-on-Mo = 0.22	спектральная	13.87	0.524	88.0°	70.20
				угловая	13.49		76.0°	71.40

Основные характеристики исследуемых образцов приведены в таблице 4.8. Для наиболее удачного образца D387 на рис. 4.22 представлены измеренные (кривые с символами) и расчётные (сплошные линии) угловые зависимости коэффициентов отражения на разных длинах волн: 0.154; 5.904; 9.534; 12.93; 13.49 и 13.78 нм. Расширенная модель реконструкции параметров МРЗ показала свою эффективность, расчётные и измеренные угловые зависимости коэффициентов отражения хорошо совпадали в широком диапазоне длин волн. Как и ожидалось, различные интерфейсы были описаны наилучшим образом различными функциями, а граница Mo-on-Si описывалась функцией «exp», Si-on-Be – «step» и Be-on-Mo – «erf». Более того, формы интерфейсов оказались одинаковыми для всех образцов серии, с той лишь разницей, что в двух случаях вид границы Be-on-Mo с функцией «erf» заменяется на «lin» и «exp». Однако, принимая во внимание малую величину параметра  $\sigma \approx 0.22$  нм, эта разница не имеет принципиального значения.

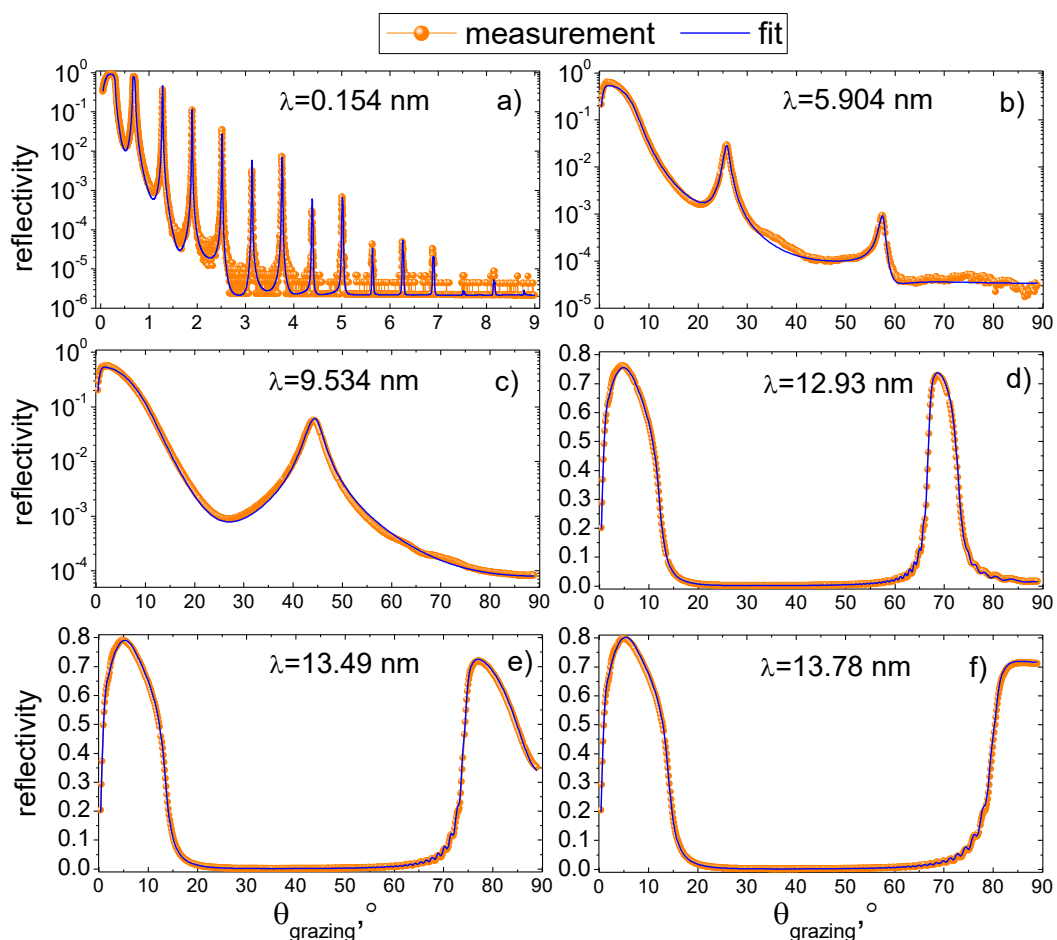


Рис. 4.22. Угловые зависимости коэффициента отражения от образца D387 на длинах волн: (a) – 0.154 нм; (b) – 5.904 нм; (c) – 9.534 нм; (d) – 12.93 нм; (e) – 13.49 нм и (f) – 13.78 нм.

Как видно из таблицы 4.8, все исследуемые образцы вблизи длины волны 13.5 нм имеют коэффициенты отражения, превышающие 71%. В частности, на длине волны 12.92 нм коэффициент отражения составлял 72.83% (s-поляризация, 68.7°), а на длине волны 13.49 нм она достигала 71.89% (s-поляризация 77.1°). При 2° от нормали на длине волны 13.8 нм отражение составило 71.34%. Все эти значения являются рекордными и превышают более чем на 1% коэффициенты отражения зеркал Mo/Si с антидиффузионными слоями C и В<sub>4</sub>C [76, 77].

Следует отметить, что ни один из исследованных образцов не обладал наиболее оптимальными толщинами слоёв, необходимыми для достижения максимального коэффициента отражения на  $\lambda=13.5$  нм при нормальном падении. Поэтому можно ожидать, что при правильном подборе толщин возможно еще увеличить коэффициент отражения Mo/Be/Si зеркал на 0.5–1%. В данном исследовании Be осаждался только на одну границу, а граница Mo-on-Si, наиболее широкая в классическом Mo/Si МРЗ, не модифицировалась. Работа над второй границей (Mo-on-Si) также может привести к дополнительному увеличению коэффициентов отражения Mo/Be/Si МРЗ.

## 4.5 Основные результаты главы 4

1. Показано, что для МРЗ на основе Ве/Al, оптимальных в спектральном диапазоне 17.1–20 нм, возрастание коэффициента отражения на  $\lambda=17.14$  нм с 46% для чистого Ве/Al МРЗ до рекордных 61% для Ве/Si/Al МРЗ с прослойкой Si толщиной 1 нм связано с уменьшением протяженности интерфейсов с 1.3 нм до 0.5 нм.
2. Показано, что в окрестности длины волны 11 нм бинарное Мо/Ве МРЗ является наиболее высокоотражающим среди структур Мо/Ве, Мо/Ве/Si, Мо/Ве/C, Мо/Ве/В<sub>4</sub>C; его отражение составляет рекордные  $70.25\pm 0.1\%$ .
3. Изучено влияние прослоек на внутреннее строение Мо/Ве МРЗ. Элементарная ячейка Мо/Ве МРЗ обладает сильной асимметрией: протяжённость интерфейса Мо-on-Ве составляет 0.67 нм, а интерфейса Ве-on-Мо – 0.33 нм. При введении Si прослоек в Мо/Ве (структура Мо/Ве/Si) протяжённость интерфейса Ве-on-Мо уменьшается с 0.33 нм до 0.28 нм.
4. Показано, что трехкомпонентное Мо/Ве/Si МРЗ обладает наивысшим пиковым отражением среди всех известных структур в диапазоне длин волн 12.5–14 нм. Рекордный коэффициент отражения на длине волны 13.5 нм составил  $71.8\pm 0.1\%$ , а на длине волны 12.9 нм – до  $72.8\pm 0.1\%$ .
5. В Мо/Ве/Si структурах с толстым слоем Si (2.5–2.7 нм) протяжённость интерфейсов Ве-on-Мо составила 0.22 нм.

## Заключение

В диссертации описаны теоретические и экспериментальные работы и научные результаты, полученные автором при работе по теме диссертации. К наиболее значимым результатам можно отнести следующие:

1. Предложено применение интерферометрии с дифракционной волной сравнения для изучения шероховатости среднечастотного диапазона (латеральные размеры 1 мкм – 1 мм). Создан экспериментальный стенд ИДВС и проведены эксперименты, подтвердившие работоспособность принципов, заложенных в основу предложенного метода. Получен спектр шероховатости тестовой подложки в диапазоне  $0.0017\text{--}0.05\text{ мкм}^{-1}$ , среднеквадратическая эффективная шероховатость составила 0.8 нм. Выявлены и проанализированы ограничения интерферометра, не позволившие экспериментально наблюдать в одном кадре весь требуемый диапазон латеральных масштабов рельефа.
2. Разработана модель МРЗ для восстановления его внутреннего строения по данным рентгеновской рефлектометрии, в которой межслоевые области (интерфейсы) представлены в виде линейной комбинации набора функций, соответствующих физическим процессам, протекающим при формировании интерфейсов. Предложенная модель, помимо формального описания кривых отражения, даёт качественное представление о физических процессах на границах, протекающих в МРЗ.
3. На основе разработанной модели написана программа для восстановления структурных параметров МРЗ по данным рентгеновской рефлектометрии. Этот инструмент рефлектометрической реконструкции предназначен для широкого круга пользователей. Данную программу также отличает возможность проводить реконструкцию каждой структуры по произвольному количеству рефлектометрических кривых одновременно.
4. Показано, что для МРЗ на основе Ве/Al, оптимальных в спектральном диапазоне 17.1–20 нм, возрастание коэффициента отражения на  $\lambda=17.14\text{ нм}$  с 46% для чистого Ве/Al МРЗ до рекордных 61% для Ве/Si/Al МРЗ с прослойкой Si толщиной 1 нм связано с уменьшением протяженности интерфейсов с 1.3 нм до 0.5 нм.
5. Показано, что в окрестности длины волны 11 нм бинарное Мо/Ве МРЗ является наиболее высокоотражающим среди структур Мо/Ве, Мо/Ве/Si, Мо/Ве/C, Мо/Ве/В<sub>4</sub>C. Его отражение составляет рекордные  $70.25\pm 0.1\%$ . Изучено влияние прослоек на внутреннее строение МРЗ. Элементарная ячейка Мо/Ве МРЗ обладает сильной асимметрией:

протяжённость интерфейса Mo-on-Be составляет 0.67 нм, а интерфейса Be-on-Mo – 0.33 нм. Субнанометровые прослойки C и B<sub>4</sub>C в Mo/Be МРЗ приводят к увеличению межслоевой шероховатости, а прослойка Si межслоевую шероховатость уменьшает. Протяжённость интерфейса Be-on-Mo улучшается с 0.33 в Mo/Be до 0.28 нм в Mo/Be/Si МРЗ.

6. Показано, что трехкомпонентное Mo/Be/Si МРЗ обладает наивысшим пиковым отражением среди всех известных структур в диапазоне длин волн 12.5–14 нм. Рекордный коэффициент отражения на длине волны 13.5 нм составил  $71.8 \pm 0.1\%$ , а на длине волны 12.9 нм – до  $72.8 \pm 0.1\%$ . Выявлено, что в Mo/Be/Si структурах с толстым слоем Si (2.5–2.7 нм) протяжённость интерфейса Be-on-Mo оказалась меньше, чем в МРЗ с тонкой прослойкой Si (0.5 нм) и составила 0.22 нм.

## Благодарности

Автор выражает благодарность:

Чхало Николаю Ивановичу за руководство работой и полное содействие во всех её аспектах;

Салащенко Николаю Николаевичу за помощь в планировании и организации исследований;

Полковникову Владимиру Николаевичу за общее руководство синтезом и паспортизацией МРЗ для их дальнейшего изучения, а также за напыление серии структур на основе Ве/Al;

Парьеву Дмитрию Евгеньевичу за синтез МРЗ на основе Мо/Ве и лабораторные рефлектометрические измерения на  $\lambda=0.154$  нм;

Зуеву Сергею Юрьевичу за лабораторные рефлектометрические измерения на  $\lambda=17.14$  нм;

Вайнеру Юлию Аркадьевичу за лабораторные измерения отражения и малоуглового рассеяния от МРЗ на  $\lambda=0.154$  нм;

Соколову Андрею (HZB, Берлин), Sertsu Mewael (HZB, Берлин), Schäfers Franz (HZB, Берлин) за общую организацию и помощь в проведении измерений на рефлектометре синхротрона BESSY-II;

Зориной Марии Владимировне за проведение атомно-силовых измерений;

Татарскому Дмитрию Аркадьевичу и Гусеву Сергею Александровичу за проведение электронно-микроскопических исследований и помощь в интерпретации результатов;

Нечаю Андрею Николаевичу за отжиг Мо/Ве образцов и лабораторные рефлектометрические измерения на  $\lambda=11.4$  нм и  $13.5$  нм;

Торопову Михаилу Николаевичу за помощь в планировании и проведении интерферометрических измерений;

Пестову Алексею Евгеньевичу за подготовку образцов для электронной микроскопии.

## Список работ автора по теме диссертации

### *Статьи в рецензируемых журналах*

- A1. Chkhalo N.I. Sub-micrometer resolution proximity X-ray microscope with digital image registration / N.I. Chkhalo, a. E. Pestov, N.N. Salashchenko, a. V. Sherbakov, E. V. Skorokhodov, M. V. Svechnikov // *Review of Scientific Instruments*. – 2015. – Vol. 86. – № 6. – P. 063701.
- A2. Svechnikov M. V. Resolving capacity of the circular Zernike polynomials / M. V. Svechnikov, N.I. Chkhalo, M.N. Toropov, N.N. Salashchenko // *Optics Express*. – 2015. – Vol. 23. – № 11. – P. 14677.
- A3. Svechnikov M. V. Application of point diffraction interferometry for middle spatial frequency roughness detection / M. V. Svechnikov, N.I. Chkhalo, M.N. Toropov, N.N. Salashchenko, M. V. Zorina // *Optics Letters*. – 2015. – Vol. 40. – Opt. Lett. – № 2. – P. 159.
- A4. Garakhin S.A. Laboratory reflectometer for the investigation of optical elements in a wavelength range of 5 – 50 nm: description and testing results / S.A. Garakhin, I.G. Zabrodin, S.Y. Zuev, I.A. Kas'kov, A.Y. Lopatin, A.N. Nechay, V.N. Polkovnikov, N.N. Salashchenko, N.N. Tsybin, N.I. Chkhalo, M. V. Svechnikov // *Quantum Electronics*. – 2017. – Vol. 47. – № 4. – P. 385-392.
- A5. Chkhalo N.I. High-reflection Mo/Be/Si multilayers for EUV lithography / N.I. Chkhalo, S.A. Gusev, A.N. Nechay, D.E. Pariev, V.N. Polkovnikov, N.N. Salashchenko, F. Schäfers, M.G. Sertsu, A. Sokolov, M. V. Svechnikov, D.A. Tatarsky // *Optics Letters*. – 2017. – Vol. 42. – № 24. – P. 5070.
- A6. Svechnikov M. Extended model for the reconstruction of periodic multilayers from extreme ultraviolet and X-ray reflectivity data / M. Svechnikov, D. Pariev, A. Nechay, N. Salashchenko, N. Chkhalo, Y. Vainer, D. Gaman // *Journal of Applied Crystallography*. – 2017. – Vol. 50. – № 5. – P. 1428-1440.
- A7. Akhsakhalyan A.D. Current status and development prospects for multilayer X-ray optics at the Institute for Physics of Microstructures, Russian Academy of Sciences / A.D. Akhsakhalyan, E.B. Kluev, A.Y. Lopatin, V.I. Luchin, A.N. Nechay, A.E. Pestov, V.N. Polkovnikov, N.N. Salashchenko, M. V. Svechnikov, M.N. Toropov, N.N. Tsybin, N.I. Chkhalo, A. V. Shcherbakov // *Journal of Surface Investigation: X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques*. – 2017. – Vol. 11. – № 1. – P. 1-19.
- A8. Chkhalo N.I. Be/Al-based multilayer mirrors with improved reflection and spectral selectivity for solar astronomy above 17 nm wavelength / N.I. Chkhalo, D.E. Pariev, V.N. Polkovnikov, N.N. Salashchenko, R.A. Shaposhnikov, I.L. Stroulea, M. V. Svechnikov, Y.A. Vainer, S.Y. Zuev // *Thin Solid Films*. – 2017. – Vol. 631. – P. 106-111.
- A9. Nechay A.N. Study of oxidation processes in Mo/Be multilayers / A.N. Nechay, N.I. Chkhalo, M.N. Drozdov, S.A. Garakhin, D.E. Pariev, V.N. Polkovnikov, N.N. Salashchenko, M.V. Svechnikov, Y.A. Vainer, E. Meltchakov, F. Delmotte // *AIP Advances*. – 2018. – Vol. 8. – № 7. – P. 075202.

- A10. Chkhalo, N.I. Beryllium-Based Multilayer Mirrors and Filters for the Extreme Ultraviolet Range / N.I. Chkhalo, A. Ya. Lopatin, A.N. Nechay, D.E. Pariev, A.E. Pestov, V.N. Polkovnikov, N.N. Salashchenko, F. Schäfers, M.G. Sertsu, A. Sokolov, M.V. Svechnikov, N.N. Tsybin, S.Yu. Zuev // J. Nanosci. Nanotechnol. – 2019. – V.19. – P.546-553.

*Тезисы докладов*

- B1. Свечников М.В. Поиск частотных ограничений метода интерферометрии с дифракционной волной сравнения / М.В. Свечников, Н.И. Чхало, М.Н. Торопов // сборник трудов XVIII международного симпозиума «Нанопластика и нанопластика». – Нижний Новгород, 10-14 марта 2014 г. – том 1. – с. 335-336.
- B2. Свечников М.В. Применение интерферометрии с дифракционной волной сравнения для определения шероховатостей среднечастотного диапазона / М.В. Свечников, Н.И. Чхало, М.Н. Торопов, Н.Н. Салащенко, М.В. Зорина // сборник трудов XIX международного симпозиума «Нанопластика и нанопластика». – Нижний Новгород, 10-14 марта 2015 г. – том 1. – с. 372-373.
- B3. Свечников М.В. Корректный учёт влияния переходных слоёв на отражение рентгеновского излучения от многослойной структуры / М.В. Свечников, Н.И. Чхало // сборник материалов Седьмого международного научного семинара и Пятой международной молодежной научной школы-семинара «Современные методы анализа дифракционных данных и актуальные проблемы рентгеновской оптики». – Великий Новгород, 24-29 августа 2015 г. – с. 217-218.
- B4. Свечников М.В. Применение высококогерентной фазосдвигающей интерферометрии с дифракционной волной сравнения для измерения шероховатости / М.В. Свечников, Н.И. Чхало, М.Н. Торопов, Н.Н. Салащенко, М.В. Зорина // сборник трудов XX международного симпозиума «Нанопластика и нанопластика». – Нижний Новгород, 14–18 марта 2016 г. – том 1. – с. 411.
- B5. Полковников В.Н. Многослойные зеркала Al/Be для ЭУФ-диапазона / В.Н. Полковников, Ю.А. Вайнер, М.Н. Дроздов, С.Ю. Зуев, Д.Е. Парьев, Н.Н. Салащенко, И.Л. Струля, Р.А. Шапошников, М.В. Свечников, Н.И. Чхало // сборник трудов XX международного симпозиума «Нанопластика и нанопластика». – Нижний Новгород, 14–18 марта 2016 г. – том 1. – с. 397.
- B6. Свечников М.В. Определение параметров многослойных структур по данным рентгеновской рефлектометрии / М.В. Свечников, Н.И. Чхало, Н.Н. Салащенко, Ю.А. Вайнер, В.Н. Полковников // сборник трудов XX международного симпозиума «Нанопластика и нанопластика». – Нижний Новгород, 14–18 марта 2016 г. – том 1. – с. 409.
- B7. Свечников М.В. Корректный учёт влияния переходных слоёв на отражение рентгеновского излучения от многослойной структуры / М.В. Свечников, Н.И. Чхало, Д.Е. Парьев, Ю.А. Вайнер, М.В. Зорина // сборник материалов Восьмого международного научного семинара и Шестой международной молодежной научной школы-семинара «Современные методы анализа дифракционных данных и актуальные проблемы рентгеновской оптики». – Великий Новгород, 22 июня – 2 июля 2016 г.



- В8. Вайнер Ю.А. Многослойные зеркала Mo/Be и Mo/Be/Si для спектрального диапазона 11-17 нм / Ю.А. Вайнер, С.Ю. Зуев, А.Н. Нечай, Д.Е. Парьев, В.Н. Полковников, Н.Н. Салащенко, М.В. Свечников, Н.И. Чхало // материалы совещания «Рентгеновская оптика – 2016». – Черногловка, 6-9 октября 2016 г. – с. 61-63.
- В9. Вайнер Ю.А. Трехкомпонентные многослойные зеркала на основе Al для ЭУФ диапазона / Ю.А. Вайнер, С.Ю. Зуев, В.Н. Полковников, М.В. Свечников, Р.А. Шапошников // материалы совещания «Рентгеновская оптика – 2016». – Черногловка, 6-9 октября 2016 г. – с. 71-73.
- В10. Парьев Д.Е. Влияние барьерных слоёв на свойства многослойных зеркал Mo/Be / Д.Е. Парьев, А.Н. Нечай, В.Н. Полковников, Н.Н. Салащенко, М.Н. Свечников, Н.И. Чхало // сборник трудов XXI международного симпозиума «Нанопластика и нанопластика». – Нижний Новгород, 13–16 марта 2017 г. – том 1. – с. 422-423.
- В11. Свечников М.В. Определение параметров многослойных структур по данным рентгеновской рефлектометрии / М.В. Свечников, Н.И. Чхало, Ю.А. Вайнер, Д.А. Парьев, В.Н. Полковников // сборник трудов XXI международного симпозиума «Нанопластика и нанопластика». – Нижний Новгород, 13–16 марта 2017 г. – том 1. – с. 436-437.
- В12. Нечай А.Н. Исследование деградационных процессов в многослойных наноплёнках Mo/Be / А.Н. Нечай, Ю.А. Вайнер, Д.Е. Парьев, С.А. Чуринов, Н.Н. Салащенко, Н.И. Чхало, В.Н. Полковников, С.А. Гарахин, М.В. Свечников, Д.А. Гаман // сборник трудов XXI международного симпозиума «Нанопластика и нанопластика». – Нижний Новгород, 13–16 марта 2017 г. – том 1. – с. 418-419.
- В13. Вайнер Ю.А. Многослойные зеркала на основе бериллия для спектральной области 17-35 нм / Ю.А. Вайнер, С.Ю. Зуев, Р.С. Плешков, В.Н. Полковников, Н.Н. Салащенко, М.В. Свечников, М.Г. Сертсу, А. Соколов, Н.И. Чхало, Ф. Шаферс // сборник трудов XXII международного симпозиума «Нанопластика и нанопластика». – Нижний Новгород, 12–15 марта 2018 г. – том 1. – с. 411-412.
- В14. Вайнер Ю.А. Многослойные зеркала на основе бериллия для мягкого рентгеновского и экстремального ультрафиолетового диапазонов длин волн / Ю.А. Вайнер, С.Ю. Зуев, Р.С. Плешков, Д.Е. Парьев, В.Н. Полковников, Н.Н. Салащенко, М.В. Свечников, М.Г. Сертсу, А. Соколов, Н.И. Чхало, Ф. Шаферс // сборник трудов XXII международного симпозиума «Нанопластика и нанопластика». – Нижний Новгород, 12–15 марта 2018 г. – том 1. – с. 413-414.
- В15. Зуев С.Ю. Характеризация абсорбционных фильтров ЭУФ излучения на основе плёнок бериллия субмикронной толщины / С.Ю. Зуев, Е.Б. Клюенков, А.Я. Лопатин, В.И. Лучин, Д.Е. Парьев, Р.С. Плешков, В.Н. Полковников, Н.Н. Салащенко, М.В. Свечников, Н.Н. Цыбин, Н.И. Чхало // сборник трудов XXII международного симпозиума «Нанопластика и нанопластика». – Нижний Новгород, 12–15 марта 2018 г. – том 1. – с. 438-439.
- В16. Нечай А.Н. Многослойные зеркала W/Be для мягкого рентгеновского диапазона длин волн / А.Н. Нечай, Р.С. Плешков, В.Н. Полковников, Н.Н. Салащенко, М.В. Свечников,

- Н.И. Чхало // сборник трудов XXII международного симпозиума «Нанопфизика и наноэлектроника». – Нижний Новгород, 12–15 марта 2018 г. – том 1. – с. 464-465.
- В17. Парьев Д.Е. Многослойные зеркала на основе Ве для литографии в диапазоне длин волн 11-14 нм / Д.Е.Парьев, Н.Н. Нечай, В.Н.Полковников, Н.Н.Салащенко, М.Н.Свечников, Н.И.Чхало // сборник трудов XXII международного симпозиума «Нанопфизика и наноэлектроника». – Нижний Новгород, 12–15 марта 2018 г. – том 1. – с. 466-467.
- В18. Свечников М.В. Extended model for the reconstruction of periodic multilayers from EUV and X-ray reflectivity data / М.В. Свечников, Ю.А. Вайнер, Д.А. Гаман, А.Н. Нечай, Д.Е. Парьев, Н.Н. Салащенко, Н.И. Чхало // сборник трудов XXII международного симпозиума «Нанопфизика и наноэлектроника». – Нижний Новгород, 12–15 марта 2018 г. – том 1. – с. 476-477.
- В19. Свечников М.В. Reconstruction of related multilayers from EUV and X-ray reflectivity data / М.В. Свечников, Д.Е. Парьев, Н.И. Чхало // сборник трудов XXII международного симпозиума «Нанопфизика и наноэлектроника». – Нижний Новгород, 12–15 марта 2018 г. – том 1. – с. 478-479.
- В20. Чхало Н.И. Структура слоёв и межслойных границ многослойных рентгеновских зеркал / Н.И. Чхало, С.А. Гусев, А.Н. Нечай, Д.Е. Парьев, В.Н. Полковников, Н.Н. Салащенко, М.В. Свечников, Д.А. Татарский // сборник трудов XXII международного симпозиума «Нанопфизика и наноэлектроника». – Нижний Новгород, 12–15 марта 2018 г. – том 1. – с. 494-495.

## Список цитируемой литературы

1. Koval'chuk M.V. X-ray standing waves—a new method of studying the structure of crystals / M.V. Koval'chuk, V.G. Kohn // *Uspekhi Fizicheskikh Nauk.* – 1986. – Vol. 149. – № 05. – P. 69-103.
2. Walker A.B.C. Soft X-ray Images of the Solar Corona with a Normal-Incidence Cassegrain Multilayer Telescope / A.B.C. Walker, T.W. Barbee, R.B. Hoover, F. Joakim. – 1988. – Vol. 241. – № 4874. – P. 1781-1787.
3. Kirz J. Soft X-ray microscopes and their biological applications / J. Kirz, C. Jacobsen, M. Howells // *Quarterly Reviews of Biophysics.* – 1995. – Vol. 28. – № 1. – P. 33-130.
4. Bakshi V. EUV Lithography / V. Bakshi; ed. V. Bakshi. – 1000 20th Street, Bellingham, WA 98227-0010 USA: SPIE, 2008.
5. Benschop J. Extreme ultraviolet lithography: Status and prospects / J. Benschop, V. Banine, S. Lok, E. Loopstra // *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures.* – 2008. – Vol. 26. – № 6. – P. 2204-2207.
6. Meiling H. Progress of the EUVL alpha tool / H. Meiling, J.P. Benschop, U. Dinger, P. Kuerz // *26th Annual International Symposium on Microlithography.* – 2001. – Vol. 4343. – P. 38-50.
7. Wood O. Insertion strategy for EUV lithography / O. Wood, J. Arnold, T. Brunner, M. Burkhardt, J.H.-C. Chen, D. Civay, S.S.-C. Fan, E. Gallagher, S. Halle, M. He, C. Higgins, H. Kato, J. Kye, C.-S. Koay, G. Landie, P. Leung, G. McIntyre, S. Nagai, K. Petrillo, S. Raghunathan, R. Schlieff, L. Sun, A. Wagner, T. Wallow, Y. Yin, X. Zhu, M. Colburn, D. Corliss, C. Smolinski // eds. P.P. Naulleau, O.R. Wood II. – 2012. – Vol. 832203. – P. 832203.
8. Kim S.-S. Progress in EUV lithography toward manufacturing / S.-S. Kim, R. Chalykh, H. Kim, S. Lee, C. Park, M. Hwang, J.-O. Park, J. Park, H. Kim, J. Jeon, I. Kim, D. Lee, J. Na, J. Kim, S. Lee, H. Kim, S.-W. Nam. – 2017. – Vol. 1014306. – № March 2017. – P. 1014306.
9. Wu B. Extreme ultraviolet lithography and three dimensional integrated circuit—A review / B. Wu, A. Kumar // *Applied Physics Reviews.* – 2014. – Vol. 1. – № 1. – P. 011104.
10. Pirati A. The future of EUV lithography: enabling Moore's Law in the next decade / A. Pirati, J. van Schoot, K. Troost, R. van Ballegoij, P. Krabbendam, J. Stoeldraijer, E. Loopstra, J. Benschop, J. Finders, H. Meiling, E. van Setten, N. Mika, J. Dredonx, U. Stamm, B. Kneer, B. Thuring, W. Kaiser, T. Heil, S. Migura // *Spie* / eds. E.M. Panning, K.A. Goldberg. – 2017. – Vol. 10143. – P. 101430G.
11. Chkhalo N.I. Next generation nanolithography based on Ru/Be and Rh/Sr multilayer optics / N.I. Chkhalo, N.N. Salashchenko // *AIP Advances.* – 2013. – Vol. 3. – № 8. – P. 082130.
12. Wagner C. EUV lithography: Lithography gets extreme / C. Wagner, N. Harned // *Nature Photonics.* – 2010. – Vol. 4. – № 1. – P. 24-26.
13. Salashchenko N.N. Shortwave projection nanolithography / N.N. Salashchenko, N.I. Chkhalo // *Herald of the Russian Academy of Sciences.* – 2008. – Vol. 78. – № 3. – P. 279-285.

14. Asadchikov V.E. X-ray investigations of surface roughnesses / V.E. Asadchikov, I. V. Kozhevnikov, Y.S. Krivonosov // *Crystallography Reports*. – 2003. – Vol. 48. – № 5. – P. 836-850.
15. Griffith J.E. Dimensional metrology with scanning probe microscopes / J.E. Griffith, D.A. Grigg // *Journal of Applied Physics*. – 1993. – Vol. 74. – № 9. – P. R83.
16. Blunt R.T. White Light Interferometry – a production worthy technique for measuring surface roughness on semiconductor wafers / R.T. Blunt // *CS MANTECH Conference*. – 2006. – Vol. 44. – P. 59-62.
17. Barysheva M.M. Problem of roughness detection for supersmooth surfaces / M.M. Barysheva, B.A. Gribkov, Y.A. Vainer, M. V. Zorina, A.E. Pestov, Y.Y. Platonov, D.N. Rogachev, N.N. Salashchenko, N.I. Chkhalo // *Proceedings of SPIE 8076, EUV and X-Ray Optics: Synergy between Laboratory and Space II* / eds. R. Hudec, L. Pina. – Prague, Czech Republic, 2011. – Vol. 8076. – P. 80760M-80760M-10.
18. Yakimchuk I. V. Study of the whispering gallery effect on a spherical surface in the hard X-ray region / I. V. Yakimchuk, B.S. Roshchin, I. V. Kozhevnikov, V.E. Asadchikov, Z. Wang // *Crystallography Reports*. – 2008. – Vol. 53. – № 6. – P. 1054-1060.
19. Barysheva M.M. On the problems of the application of atomic-force microscopes for studying the surface roughness of elements for imaging optics / M.M. Barysheva, B.A. Gribkov, M. V. Zorina, N.N. Salashchenko, N.I. Chkhalo // *Journal of Surface Investigation. X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques*. – 2013. – Vol. 7. – № 4. – P. 797-801.
20. Dinger U. Mirror substrates for EUV lithography: progress in metrology and optical fabrication technology / U. Dinger, F. Eisert, H. Lasser, M. Mayer, A. Seifert, G. Seitz, S. Stacklies, F.-J. Stickel, M. Weiser // *Proc. SPIE* / eds. W.M. Kaiser, R.H. Stulen. – 2000. – Vol. 4146. – P. 35-46.
21. Russell T.P. X-ray and neutron reflectivity for the investigation of polymers / T.P. Russell // *Materials Science Reports*. – 1990. – Vol. 5. – № 4. – P. 171-271.
22. Hohage T. Iterative reconstruction of a refractive-index profile from x-ray or neutron reflectivity measurements / T. Hohage, K. Giewekemeyer, T. Salditt // *Physical Review E - Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics*. – 2008. – Vol. 77. – № 5. – P. 1-9.
23. Zimmermann K.-M. Phase determination of x-ray reflection coefficients / K.-M. Zimmermann, M. Tolan, R. Weber, J. Stettner, A.K. Doerr, W. Press // *Physical Review B*. – 2000. – Vol. 62. – № 15. – P. 10377-10382.
24. Windt D. IMD—Software for modeling the optical properties of multilayer films / D. Windt // *Computers in Physics*. – 1998. – Vol. 12. – № 4. – P. 360.
25. Volkov Y.O. Model approach to solving the inverse problem of X-ray reflectometry and its application to the study of the internal structure of hafnium oxide films / Y.O. Volkov, I. V. Kozhevnikov, B.S. Roshchin, E.O. Filatova, V.E. Asadchikov // *Crystallography Reports*. – 2013. – Vol. 58. – № 1. – P. 160-167.
26. Bengu E. Model-independent inversion of x-ray or neutron reflectivity data. Vol. 63 / E. Bengu, M. Salud, L. Marks. – 2001.

27. Kozhevnikov I. V. Physical analysis of the inverse problem of X-ray reflectometry / I. V. Kozhevnikov // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. – 2003. – Vol. 508. – № 3. – P. 519-541.
28. Kozhevnikov I. V. Development of a self-consistent free-form approach for studying the three-dimensional morphology of a thin film / I. V. Kozhevnikov, L. Peverini, E. Ziegler // Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics. – 2012. – Vol. 85. – № 12. – P. 125439.
29. Chou C. Model-independent reconstruction of smooth electron density profiles from reflectivity data of liquid surfaces / C. Chou, M.J. Regan, P.S. Pershan, X.-L. Zhou // Physical Review E. – 1997. – Vol. 55. – № 6. – P. 7212-7216.
30. Filatova E.O. Soft x-ray reflectometry, hard x-ray photoelectron spectroscopy and transmission electron microscopy investigations of the internal structure of TiO<sub>2</sub>(Ti)/SiO<sub>2</sub>/Si stacks / E.O. Filatova, I. V. Kozhevnikov, A. Sokolov, E. V Ubyivovk, S. Yulin, M. Gorgoi, F. Schäfers // Science and Technology of Advanced Materials. – 2012. – Vol. 13. – № 1. – P. 015001.
31. Filatova E.O. Study of underlayer material influence on the structure of atomic-layer deposited SrTi<sub>x</sub>O<sub>y</sub> films using soft X-ray Reflectometry / E.O. Filatova, I. V. Kozhevnikov, A. Sokolov, A.S. Konashuk, F. Schäfers, M. Popovici, V. V. Afanas'ev // Journal of Electron Spectroscopy and Related Phenomena. – 2014. – Vol. 196. – № FEBRUARY 2014. – P. 110-116.
32. Lee P. Uniform and graded multilayers as x-ray optical elements / P. Lee // Applied Optics. – 1983. – Vol. 22. – № 8. – P. 1241.
33. Kozhevnikov I. V. Multilayer x-ray mirrors / I. V. Kozhevnikov, A. V. Vinogradov // Journal of Russian Laser Research. – 1995. – Vol. 16. – № 4. – P. 343-385.
34. Névot L. Caractérisation des surfaces par réflexion rasante de rayons X. Application à l'étude du polissage de quelques verres silicates / L. Névot, P. Croce // Revue de Physique Appliquée. – 1980. – Vol. 15. – № 3. – P. 761-779.
35. Stearns D.G. The scattering of x rays from nonideal multilayer structures / D.G. Stearns // Journal of Applied Physics. – 1989. – Vol. 65. – № 2. – P. 491-506.
36. Haase A. Multiparameter characterization of subnanometre Cr/Sc multilayers based on complementary measurements / A. Haase, S. Bajt, P. Hönicke, V. Soltwisch, F. Scholze // Journal of Applied Crystallography. – 2016. – Vol. 49. – № 6. – P. 2161-2171.
37. Zameshin A. Reconstruction of interfaces of periodic multilayers from X-ray reflectivity using a free-form approach / A. Zameshin, I.A. Makhotkin, S.N. Yakunin, R.W.E. van de Kruijs, A.E. Yakshin, F. Bijkerk // Journal of Applied Crystallography. – 2016. – Vol. 49. – № 4. – P. 1300-1307.
38. Parratt L.G. Surface studies of solids by total reflection of x-rays / L.G. Parratt // Physical Review. – 1954. – Vol. 95. – № 2. – P. 359-369.
39. Andreev S.S. Multilayered mirrors based on La/B<sub>4</sub>C(B<sub>9</sub>C) for X-ray range near anomalous dispersion of boron ( $\lambda \approx 6.7$ nm) / S.S. Andreev, M.M. Barysheva, N.I. Chkhalo, S.A. Gusev, A.E. Pestov, V.N. Polkovnikov, N.N. Salashchenko, L.A. Shmaenok, Y.A. Vainer, S.Y. Zuev // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. – 2009. – Vol. 603. – № 1-2. – P. 80-82.

40. Makhotkin I.A. Short period La/B and LaN/B multilayer mirrors for ~6.8 nm wavelength / I.A. Makhotkin, E. Zoethout, R. van de Kruijs, S.N. Yakunin, E. Louis, A.M. Yakunin, V. Banine, S. Müllender, F. Bijkerk // *Optics Express*. – 2013. – Vol. 21. – № 24. – P. 29894.
41. Борн М. Основы оптики / М. Борн, Э. Вольф. – 2. – Наука, 1973. – 713 p.
42. Harvey J.E. Scattering effects from residual optical fabrication errors / J.E. Harvey, A.K. Thompson // ed. T. Kasai. – 1995. – P. 155-174.
43. Kozhevnikov I. V. Analysis of X-ray scattering from a rough multilayer mirror in the first-order perturbation theory / I. V. Kozhevnikov // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. – 2003. – Vol. 498. – № 1-3. – P. 482-495.
44. Yakshin A.. Determination of the layered structure in Mo/Si multilayers by grazing incidence X-ray reflectometry / A.. Yakshin, E. Louis, P.. Görts, E.L.. Maas, F. Bijkerk // *Physica B: Condensed Matter*. – 2000. – Vol. 283. – № 1-3. – P. 143-148.
45. Chkhalo N.I. High performance La/B<sub>4</sub>C multilayer mirrors with barrier layers for the next generation lithography / N.I. Chkhalo, S. Künstner, V.N. Polkovnikov, N.N. Salashchenko, F. Schäfers, S.D. Starikov // *Applied Physics Letters*. – 2013. – Vol. 102. – № 1. – P. 011602.
46. Asadchikov V.E. Application of X-ray scattering technique to the study of supersmooth surfaces / V.E. Asadchikov, I. V. Kozhevnikov, Y.S. Krivososov, R. Mercier, T.H. Metzger, C. Morawe, E. Ziegler // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. – 2004. – Vol. 530. – № 3. – P. 575-595.
47. Барышева М.М. Сравнение различных методов изучения шероховатости оптических поверхностей в области средних пространственных частот / М.М. Барышева, Ю.А. Вайнер, М.В. Зорина, Н.Н. Салашченко, Н.И. Чхало // *Труды 17-го международного симпозиума «Нанопизика и наноэлектроника»*. – Нижний Новгород, 2013. – P. 284-285.
48. NT-MDT SOLVER Pipe II [Электронный ресурс]. – URL: <https://www.ntmdt-si.ru/products/practical-afm/solver-pipe-ii>.
49. Chkhalo N.I. Note: A stand on the basis of atomic force microscope to study substrates for imaging optics / N.I. Chkhalo, N.N. Salashchenko, M. V. Zorina // *Review of Scientific Instruments*. – 2015. – Vol. 86. – № 1. – P. 016102.
50. Ziegler E. Evolution of surface roughness in silicon X-ray mirrors exposed to a low-energy ion beam / E. Ziegler, L. Peverini, N. Vaxelaire, A. Cordon-Rodriguez, A. Rommeveaux, I. V. Kozhevnikov, J. Susini // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. – 2010. – Vol. 616. – № 2-3. – P. 188-192.
51. Chkhalo N.I. Manufacturing and characterization the diffraction quality normal incidence optics for the XEUV range / N.I. Chkhalo, M.M. Barysheva, A.E. Pestov, N.N. Salashchenko, M.N. Toropov // *Proc. SPIE*. – 2011. – Vol. 8076. – P. 80760P.
52. Azarova V. V. Measuring the roughness of high-precision quartz substrates and laser mirrors by angle-resolved scattering / V. V. Azarova, V.G. Dmitriev, Y.N. Lokhov, K.N. Malitskii // *Journal of Optical Technology*. – 2002. – Vol. 69. – № 2. – P. 125.

53. Salashchenko N.N. Physical limitations of measurement accuracy of the diffraction reference wave interferometers / N.N. Salashchenko, M.N. Toropov, N.I. Chkhalo // *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics.* – 2010. – Vol. 74. – № 1. – P. 53-56.
54. Björck M. GenX: an extensible X-ray reflectivity refinement program utilizing differential evolution / M. Björck, G. Andersson // *Journal of Applied Crystallography.* – 2007. – Vol. 40. – № 6. – P. 1174-1178.
55. Шестов С.В. Солнечные Спектры Крайнего Вуф Диапазона, Полученные В ходе Эксперимента Спирит На Борту Ос Коронас-Ф. Каталог Линий В Области 176-207 А / С.В. Шестов, С.А. Боженков, И.А. Житник, С.В. Кузин, А.М. Урнов, И.Л. Бейгман, Ф.Ф. Горяев, И.Ю. Толстихина // *Письма В Астрономический Журнал.* – 2008. – Vol. 34. – № 2002. – P. 38-57.
56. Kirichenko A.S. Long-duration plasma heating in solar microflares of X-ray class A1.0 and lower / A.S. Kirichenko, S.A. Bogachev // *Astronomy Letters.* – 2013. – Vol. 39. – № 11. – P. 797-807.
57. Kuzin S. V. EUV observations of the solar corona with superhigh spatial resolution in the ARCA project / S. V. Kuzin, S.A. Bogachev, A.A. Pertsov, S. V. Shestov, A.A. Reva, A.S. Ulyanov // *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics.* – 2011. – Vol. 75. – № 1. – P. 87-90.
58. Windt D.L. EUV multilayers for solar physics / D.L. Windt, S. Donguy, J.F. Seely, B. Kjornrattanawanich, E.M. Gullikson, C.C. Walton, L. Golub, E. DeLuca // eds. O. Citterio, S.L. O'Dell. – 2004. – Vol. 5168. – P. 1.
59. Bogachev S.A. Advanced materials for multilayer mirrors for extreme ultraviolet solar astronomy / S.A. Bogachev, N.I. Chkhalo, S. V. Kuzin, D.E. Pariev, V.N. Polkovnikov, N.N. Salashchenko, S. V. Shestov, S.Y. Zuev // *Applied Optics.* – 2016. – Vol. 55. – № 9. – P. 2126.
60. Zuev S.Y. Componentry of reflection optics for application in the thesis X-ray astrophysics experiment / S.Y. Zuev, S. V. Kuzin, V.N. Polkovnikov, N.N. Salashchenko // *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics.* – 2010. – Vol. 74. – № 1. – P. 50-52.
61. Henke B.L. X-Ray Interactions: Photoabsorption, Scattering, Transmission, and Reflection at  $E = 50-30,000$  eV,  $Z = 1-92$  / B.L. Henke, E.M. Gullikson, J.C. Davis // *Atomic Data and Nuclear Data Tables.* – 1993. – Vol. 54. – № 2. – P. 181-342.
62. Renner O. Properties of laser-sputtered Ti/Be multilayers / O. Renner, M. Kopecký, E. Krouský, F. Schäfers, B.R. Müller, N.I. Chkhalo // *Review of Scientific Instruments.* – 1992. – Vol. 63. – № 1. – P. 1478-1481.
63. Montcalm C. Multilayer reflective coatings for extreme-ultraviolet lithography / C. Montcalm, S. Bajt, P.B. Mirkarimi, E.A. Spiller, F.J. Weber, J. a. Folta // *Spie* / ed. Y. Vladimírsky. – 1998. – Vol. 3331. – P. 42.
64. Windt D.L. Multilayer films for figured x-ray optics / D.L. Windt // *Proceedings of SPIE* / eds. A.T. Macrander, A.K. Freund, T. Ishikawa, D.M. Mills. – 1998. – Vol. 3448. – P. 280.
65. Meltchakov E. Development of Al-based multilayer optics for EUV / E. Meltchakov, C. Hecquet, M. Roulliay, S. Rossi, Y. Menesguen, A. Jérôme, F. Bridou, F. Varniere, M.-F. Ravet-Krill, F. Delmotte // *Applied Physics A.* – 2010. – Vol. 98. – № 1. – P. 111-117.

66. Meltchakov E. EUV reflectivity and stability of tri-component Al-based multilayers / E. Meltchakov, A. Ziani, F. Auchere, X. Zhang, M. Roulliay, S. De Rossi, C. Bourassin-Bouchet, A. Jérôme, F. Bridou, F. Varniere, F. Delmotte // eds. M. Lequime, H.A. Macleod, D. Ristau. – 2011. – Vol. 8168. – P. 816819-816819-9.
67. Hu M.-H. Structural properties of Al/Mo/SiC multilayers with high reflectivity for extreme ultraviolet light. / M.-H. Hu, K. Le Guen, J.-M. André, P. Jonnard, E. Meltchakov, F. Delmotte, A. Galtayries // *Optics express*. – 2010. – Vol. 18. – № 19. – P. 20019-28.
68. Spiller E. High-performance multilayer coatings for EUV lithography / E. Spiller // eds. A.M. Khounsary, U. Dinger, K. Ota. – 2004. – Vol. 5193. – P. 89.
69. Banine V. Relationship between an EUV source and the performance of an EUV lithographic system / V. Banine, J.P. Benschop, M. Leenders, R. Moors // *Proceedings of the SPIE - The International Society for Optical Engineering* / ed. E.A. Dobisz. – 2000. – Vol. 3997. – P. 126-135.
70. Sae-Lao B. Molybdenum–strontium multilayer mirrors for the 8–12-nm extreme-ultraviolet wavelength region / B. Sae-Lao, C. Montcalm // *Optics Letters*. – 2001. – Vol. 26. – № 7. – P. 468.
71. Bajt S. Molybdenum–ruthenium/beryllium multilayer coatings / S. Bajt // *Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films*. – 2000. – Vol. 18. – № 2. – P. 557.
72. Yakshin A.E. Enhanced reflectance of interface engineered Mo/Si multilayers produced by thermal particle deposition / A.E. Yakshin, R.W.E. van de Kruijs, I. Nedelcu, E. Zoethout, E. Louis, F. Bijkerk, H. Enkisch, S. Müllender // *Proc. SPIE* / ed. M.J. Lercel. – 2007. – Vol. 6517. – P. 65170I.
73. Nedelcu I. Temperature-dependent nanocrystal formation in Mo/Si multilayers / I. Nedelcu, R.W.E. van de Kruijs, A.E. Yakshin, F. Bijkerk // *Physical Review B*. – 2007. – Vol. 76. – № 24. – P. 245404.
74. Haase A. Characterization of Mo/Si mirror interface roughness for different Mo layer thickness using resonant diffuse EUV scattering / A. Haase, V. Soltwisch, F. Scholze, S. Braun // eds. A. Duparré, R. Geyl. – 2015. – Vol. 9628. – P. 962804.
75. Jiaoling Zhao J.Z. Interface characterization of Mo/Si multilayers / J.Z. Jiaoling Zhao, H.H. Hongbo He, H.W. Hu Wang, K.Y. Kui Yi, B.W. Bin Wang, and Y.C. and Yun Cui // *Chinese Optics Letters*. – 2016. – Vol. 14. – № 8. – P. 083401-83404.
76. Braun S. Mo/Si Multilayers with Different Barrier Layers for Applications as Extreme Ultraviolet Mirrors / S. Braun, H. Mai, M. Moss, R. Scholz, A. Leson // *Japanese Journal of Applied Physics*. – 2002. – Vol. 41. – № Part 1, No. 6B. – P. 4074-4081.
77. Bajt S. Improved reflectance and stability of Mo-Si multilayers / S. Bajt // *Optical Engineering*. – 2002. – Vol. 41. – № 8. – P. 1797.
78. Nyabero S.L. Thermally induced interface chemistry in Mo/B<sub>4</sub>C/Si/B<sub>4</sub>C multilayered films / S.L. Nyabero, R.W.E. van de Kruijs, A.E. Yakshin, E. Zoethout, F. Bijkerk // *Journal of Applied Physics*. – 2012. – Vol. 112. – № 5. – P. 054317.



79. Feigl T. Heat resistance of EUV multilayer mirrors for long-time applications / T. Feigl, H. Lauth, S. Yulin, N. Kaiser // *Microelectronic Engineering*. – 2001. – Vols. 57-58. – P. 3-8.
80. Schafgans A.A. Scaling LPP EUV sources to meet high volume manufacturing requirements (Conference Presentation) / A.A. Schafgans, D.J. Brown, I. V. Fomenkov, Y. Tao, M. Purvis, S.I. Rokitski, G.O. Vaschenko, R.J. Rafac, D.C. Brandt // eds. E.M. Panning, K.A. Goldberg. – 2017. – P. 101431I.
81. Chkhalo N.I. High-reflection Mo/Be/Si multilayers for EUV lithography / N.I. Chkhalo, S.A. Gusev, A.N. Nechay, D.E. Pariev, V.N. Polkovnikov, N.N. Salashchenko, F. Schäfers, M.G. Sertsu, A. Sokolov, M. V. Svechnikov, D.A. Tatarsky // *Optics Letters*. – 2017. – Vol. 42. – № 24. – P. 5070.
82. Choksi N. Maskless extreme ultraviolet lithography / N. Choksi, D.S. Pickard, M. McCord, R.F.W. Pease, Y. Shroff, Y. Chen, W. Oldham, D. Markle // *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures*. – 1999. – Vol. 17. – № 6. – P. 3047.
83. Chkhalo N. Deposition of Mo/Si multilayers onto MEMS micromirrors and its utilization for extreme ultraviolet maskless lithography / N. Chkhalo, V. Polkovnikov, N. Salashchenko, M. Toropov // *Journal of Vacuum Science & Technology B, Nanotechnology and Microelectronics: Materials, Processing, Measurement, and Phenomena*. – 2017. – Vol. 35. – № 6. – P. 062002.
84. Chkhalo N.I. A source of a reference spherical wave based on a single mode optical fiber with a narrowed exit aperture. / N.I. Chkhalo, A.Y. Klimov, V. V. Rogov, N.N. Salashchenko, M.N. Toropov // *The Review of scientific instruments*. – 2008. – Vol. 79. – № 3. – P. 033107.
85. Mahajan V.N. Zernike polynomials and aberration balancing / V.N. Mahajan // *Optical Science and Technology, SPIE's 48th Annual Meeting* / eds. P.Z. Mouroulis, W.J. Smith, R.B. Johnson. – International Society for Optics and Photonics, 2003. – P. 1-17.
86. Mahajan V.N. Zernike polynomials and wavefront fitting / V.N. Mahajan // *Optical Shop Testing* / ed. D. Malacara. – New York, New York, USA: Wiley, 2007.
87. Mahajan V.N. Orthonormal polynomials in wavefront analysis: analytical solution. / V.N. Mahajan, G. Dai // *Journal of the Optical Society of America. A, Optics, image science, and vision*. – 2007. – Vol. 24. – № 9. – P. 2994-3016.
88. Mahajan V.N. Orthonormal polynomials for hexagonal pupils. / V.N. Mahajan, G. Dai // *Optics Letters*. – 2006. – Vol. 31. – № 16. – P. 2462-4.
89. Prata A.J. Algorithm for computation of Zernike polynomials expansion coefficients. / A.J. Prata, W.V.T. Rusch // *Applied Optics*. – 1989. – Vol. 28. – № 4. – P. 749-54.
90. Honarvar Shakibaei B. Recursive formula to compute Zernike radial polynomials. / B. Honarvar Shakibaei, R. Paramesran // *Optics Letters*. – 2013. – Vol. 38. – № 14. – P. 2487-9.
91. Noll R.J. Zernike polynomials and atmospheric turbulence / R.J. Noll // *Journal of the Optical Society of America*. – 1976. – Vol. 66. – J. Opt. Soc. Am. – № 3. – P. 207.
92. Dai G. Zernike aberration coefficients transformed to and from Fourier series coefficients for wavefront representation / G. Dai // *Optics Letters*. – 2006. – Vol. 31. – № 4. – P. 501.

93. Ares M. Comparison of cubic B-spline and Zernike-fitting techniques in complex wavefront reconstruction / M. Ares, S. Royo // *Applied Optics*. – 2006. – Vol. 45. – № 27. – P. 6954.
94. Rimmer M.P. Evaluation of large aberrations using a lateral-shear interferometer having variable shear. / M.P. Rimmer, J.C. Wyant // *Applied Optics*. – 1975. – Vol. 14. – № 1. – P. 142-50.
95. Hou X. Experimental study on measurement of aspheric surface shape with complementary annular subaperture interferometric method / X. Hou, F. Wu, L. Yang, Q. Chen // *Optics Express*. – 2007. – Vol. 15. – № 20. – P. 12890-9.
96. Progler C.J. Zernike Coefficients: Are they really enough? / C.J. Progler, A.K.K. Wong // *Proc. SPIE 4000, Optical Microlithography XIII* / ed. C.J. Progler. – 2000. – Vol. 4000. – P. 40-52.
97. Bond C. Higher order Laguerre-Gauss mode degeneracy in realistic, high finesse cavities / C. Bond, P. Fulda, L. Carbone, K. Kokeyama, A. Freise // *Physical Review D - Particles, Fields, Gravitation and Cosmology*. – 2011. – Vol. 84. – № 10. – P. 1-12.
98. Martínez-Galarce D. Multisegmented, multilayer-coated mirrors for the Solar Ultraviolet Imager / D. Martínez-Galarce, R. Soufli, D. Windt, M. Bruner, E.M. Gullikson, S. Khatri, E. Spiller, J.C. Robinson, S. Baker, E. Prast // *Optical Engineering*. – 2013. – Vol. 52. – № 9. – P. 095102.
99. Persson B.N.J. On the nature of surface roughness with application to contact mechanics, sealing, rubber friction and adhesion. / B.N.J. Persson, O. Albohr, U. Tartaglino, A.I. Volokitin, E. Tosatti // *Journal of physics. Condensed matter : an Institute of Physics journal*. – 2005. – Vol. 17. – № 1. – P. R1-R62.
100. Abramowitz M. *Handbook of Mathematical Functions With Formulas, Graphs, and Mathematical Tables* / M. Abramowitz, I. Stegun. – 1972.
101. Yakunin S.N. Combined EUV reflectance and X-ray reflectivity data analysis of periodic multilayer structures / S.N. Yakunin, I.A. Makhotkin, K. V. Nikolaev, R.W.E. van de Kruijs, M.A. Chuev, F. Bijkerk // *Optics Express*. – 2014. – Vol. 22. – № 17. – P. 20076.
102. Kuznetsov D.S. High-reflectance La/B-based multilayer mirror for 6x nm wavelength / D.S. Kuznetsov, A.E. Yakshin, J.M. Sturm, R.W.E. van de Kruijs, E. Louis, F. Bijkerk // *Optics Letters*. – 2015. – Vol. 40. – № 16. – P. 3778.
103. Kozhevnikov I. V. *Basic Formulae of XUV Multilayer Optics* / I. V. Kozhevnikov, A. V. Vinogradov // *Physica Scripta*. – 1987. – Vol. T17. – P. 137-145.
104. Chkhalo N.I. Be/Al-based multilayer mirrors with improved reflection and spectral selectivity for solar astronomy above 17 nm wavelength / N.I. Chkhalo, D.E. Pariev, V.N. Polkovnikov, N.N. Salashchenko, R.A. Shaposhnikov, I.L. Stroulea, M. V. Svechnikov, Y.A. Vainer, S.Y. Zuev // *Thin Solid Films*. – 2017. – Vol. 631. – P. 106-111.
105. Lampton M. Parameter estimation in X-ray astronomy / M. Lampton, B. Margon, S. Bowyer // *The Astrophysical Journal*. – 1976. – Vol. 208. – P. 177.
106. Bibishkin M.S. Laboratory methods for investigations of multilayer mirrors in extreme ultraviolet and soft x-ray region / M.S. Bibishkin, D.P. Chekhonadskih, N.I. Chkhalo, E.B.

- Kluyenkov, A.E. Pestov, N.N. Salashchenko, L.A. Shmaenok, I.G. Zabrodin, S.Y. Zuev // Proc. SPIE / eds. K.A. Valiev, A.A. Orlikovsky. – 2004. – Vol. 5401. – P. 8-15.
107. GSL: GNU Scientific Library [Электронный ресурс]. – URL: <https://www.gnu.org/software/gsl>.
108. SwarmOps: numerical optimization library [Электронный ресурс]. – URL: <http://www.hvass-labs.org/projects/swarmops>.
109. Полковников В.Н. Многослойные зеркала для рентгеновской астрономии и проекционной литографии: дис. ... канд. физ.-мат. наук. ИФМ РАН, Нижний Новгород, 2013.
110. Schäfers F. The at-wavelength metrology facility for UV-and XUV-reflection and diffraction optics at BESSY-II / F. Schäfers, P. Bischoff, F. Eggenstein, A. Erko, A. Gaupp, S. Künstner, M. Mast, J.S. Schmidt, F. Senf, F. Siewert, A. Sokolov, T. Zeschke // Journal of Synchrotron Radiation. – 2016. – Vol. 23. – P. 67-77.
111. Sokolov A. At-wavelength metrology facility for soft X-ray reflection optics / A. Sokolov, P. Bischoff, F. Eggenstein, A. Erko, A. Gaupp, S. Künstner, M. Mast, J.-S. Schmidt, F. Senf, F. Siewert, T. Zeschke, F. Schäfers // Review of Scientific Instruments. – 2016. – Vol. 87. – № 5. – P. 052005.
112. Eggenstein F. A reflectometer for at-wavelength characterisation of gratings / F. Eggenstein, F. Schäfers, A. Erko, R. Follath, A. Gaupp, B. Löchel, F. Senf, T. Zeschke // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. – 2013. – Vol. 710. – № September 2014. – P. 166-171.
113. Sokolov A. Efficient high-order suppression system for a metrology beamline / A. Sokolov, M.G. Sertsu, A. Gaupp, M. Lüttecke, F. Schäfers // Journal of Synchrotron Radiation. – 2018. – Vol. 25. – № 1. – P. 100-107.
114. Schäfers F. The At-Wavelength Metrology Facility at BESSY-II / F. Schäfers, A. Sokolov // Journal of large-scale research facilities JLSRF. – 2016. – Vol. 2. – P. A50.
115. Langford R.M. Preparation of transmission electron microscopy cross-section specimens using focused ion beam milling / R.M. Langford, A.K. Petford-Long // Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films. – 2001. – Vol. 19. – № 5. – P. 2186-2193.
116. Svechnikov M. Extended model for the reconstruction of periodic multilayers from extreme ultraviolet and X-ray reflectivity data / M. Svechnikov, D. Pariev, A. Nechay, N. Salashchenko, N. Chkhalo, Y. Vainer, D. Gaman // Journal of Applied Crystallography. – 2017. – Vol. 50. – № 5. – P. 1428-1440.
117. Vinogradov A. V. Zerkal'naya Rentgenovskaya Optika (X-ray Mirror Optics) / A. V. Vinogradov, I.A. Brytov, A.Y. Grudsky, M.T. Kogan, I. V. Kozhevnikov, V.A. Slemzin; ed. Vinogradov. – Leningrad: Mashinostroenie, 1989. – 463 p.
118. Sinha S.K. X-ray and neutron scattering from rough surfaces / S.K. Sinha, E.B. Sirota, S. Garoff // Physical Review B. – 1988. – Vol. 38. – № 4. – P. 2297-2311.
119. Boer D. K. G. de. Influence of the roughness profile on the specular reflectivity of x rays and

- neutrons. / de Boer D. K. G. // Physical review. B, Condensed matter. – 1994. – Vol. 49. – № 9. – P. 5817-5820.
120. Holý V. X-ray reflection from rough layered systems / V. Holý, J. Kubena, I. Ohlídal, K. Lischka, W. Plotz // Physical Review B. – 1993. – Vol. 47. – № 23. – P. 15896-15903.
121. Kozhevnikov I. V. Use of DWBA and perturbation theory in X-ray control of the surface roughness / I. V. Kozhevnikov, M. V. Pyatakhin // Journal of X-ray Science and Technology. – 2000. – Vol. 8. – P. 253-275.
122. Holý V. Nonspecular x-ray reflection from rough multilayers / V. Holý, T. Baumbach // Physical Review B. – 1994. – Vol. 49. – № 15. – P. 10668-10676.
123. Chkhalo N.I. Manufacturing of XEUV mirrors with a sub-nanometer surface shape accuracy / N.I. Chkhalo, E.B. Kluev, A.E. Pestov, V.N. Polkovnikov, D.G. Raskin, N.N. Salashchenko, L.A. Suslov, M.N. Toropov // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. – 2009. – Vol. 603. – № 1-2. – P. 62-65.
124. Al-Marzoug S.M. Optimization of multilayer mirrors at 13.4 nm with more than two materials / S.M. Al-Marzoug, R.J. Hodgson // Applied Optics. – 2008. – Vol. 47. – № 12. – P. 2155.