

**ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ****Прецизионная изображающая многослойная оптика  
для мягкого рентгеновского  
и экстремального ультрафиолетового диапазонов****М.М. Барышева, А.Е. Пестов, Н.Н. Салащенко, М.Н. Торопов, Н.И. Чхало**

*Работа посвящена фундаментальным проблемам изготовления и тестирования, а также применению в диапазоне длин волн 2–60 нм оптики, обеспечивающей дифракционное качество изображений (пространственное разрешение единицы/десятки нанометров) и востребованной для проекционной литографии, рентгеновской микроскопии, астрофизики и для фундаментальных исследований в области взаимодействия вещества (вакуума) со сверхсильными ( $10^{20}$ – $10^{23}$  Вт см $^{-2}$ ) электромагнитными полями. Сообщается о состоянии этих исследований в мире и о последних разработках в этой области, проводимых в Институте физики микроструктур (ИФМ) РАН.*

PACS numbers: 41.50.+h, 42.79.-e, 95.55.Ka

DOI: 10.3367/UFNr.0182.201207c.0727

**Содержание**

1. Введение (727).
2. Элементы изображающей оптики для мягкого рентгеновского и экстремального ультрафиолетового излучения (729).
3. Многослойные интерференционные структуры для мягкого рентгеновского и экстремального ультрафиолетового диапазонов (730).
4. Методы исследования и прецизионной коррекции формы оптических элементов со сверхгладкими поверхностями (733).
5. Применения сверхточной рентгеновской оптики (738).
  - 5.1. Проекционная нанолитография.
  - 5.2. Рентгеновская микроскопия.
  - 5.3. Рентгеновская астрономия.
  - 5.4. Сверхсильные поля мягкого рентгеновского диапазона.
6. Заключение (745).

**Список литературы (745).****1. Введение**

Задачи микроскопии объектов различной природы и формирования микроструктур методами фотолитографии решаются, как правило, с применением излучения в спектральной области  $\lambda \approx 200$ – $600$  нм. Ключевым параметром, характеризующим весь класс применяемых здесь устройств, является пространственное разрешение, которое ограничивается дифракцией света на выход-

ной апертуре оптической системы. В соответствии с критерием Рэлея, дифракционный предел разрешающей способности оптической системы  $\delta x = k\lambda/NA$  определяется длиной волны  $\lambda$  и числовым апертурой объектива  $NA$  ( $NA = n \sin \alpha$ ,  $n$  — показатель преломления среды между объективом и плоскостью изображения,  $\alpha$  — половина выходной угловой апертуры объектива). Коэффициент пропорциональности  $k$  определяется когерентными свойствами света и способом освещения объекта и изменяется в пределах от 0,25 до 0,77; для некогерентного облучения  $k = 0,61$ . Таким образом, разрешение оптических систем составляет примерно половину длины волны, или более 100 нм. Это ограничение вошло в резкое противоречие с тенденцией последних десятилетий в освоении наномира (характерные геометрические размеры менее 100 нм), что, в частности, в своё время поставило под угрозу нарушения закон Мура — удвоение плотности электронных компонентов (транзисторов) в чипе каждые полтора года [1].

В области производства микросхем (фотолитография) это стало поводом для поиска альтернативных способов формирования микроструктур, например с помощью зондовых микроскопов [2]. Большие надежды возлагались и возлагаются до сих пор на многолучевую [3] и проекционную [4] электронную и ионную литографию [5], на технологию нанопринтинга [6]. Все эти методы заняли свои ниши и продолжают развиваться. Тем не менее для массового производства микросхем традиционная фотолитография оказалась вне конкуренции. Это стало возможным благодаря широкому применению так называемых методов улучшения разрешающей способности [7]. Среди них можно выделить чисто оптические, уменьшающие коэффициент  $k$  (например, за счёт наклонного освещения и оптимизации когерентных свойств света, падающего на маску), а также применение

**М.М. Барышева, А.Е. Пестов, Н.Н. Салащенко,  
М.Н. Торопов, Н.И. Чхало.** Институт физики микроструктур РАН,  
ул. Ульянова 46, 603950 Нижний Новгород, Российская Федерация  
Тел. (831) 438-56-03. Факс (831) 438-55-55  
Email: chkhalo@ipm.sci-nnov.ru

Статья поступила 27 июня 2011 г.

корректирующих, фазосдвигающих или поглощающих слоёв на маске. Почти в полтора раза удалось улучшить разрешение за счёт применения иммерсионных жидкостей. Потенциал иммерсии ещё не исчерпан, и продолжаются поиски новых жидкостей с большим показателем преломления. К неоптическим методам улучшения разрешения можно отнести технологии, использующие физико-химические свойства фотрезистов и поэтапное формирование топологического рисунка, когда, например, элементы формируются через период (double patterning) [8].

Современные литографические установки (сканеры) на рабочей длине волнны экспонирования фотрезиста 193 нм и стандартные технологические процессы уже сейчас обеспечивают разрешение 32 нм [9], а в лабораториях — и до 22 нм [10]. Практически пятикратное "преодоление" дифракционного предела разрешающей способности связано с усложнением и соответственно удорожанием оборудования и технологии производства чипов. Вместо простейшей процедуры формирования топологии, включающей нанесение фотрезиста на пластину, экспонирование и проявление, появляются десятки новых операций.

Если в литографии ещё удаётся заметно продвинуться в область нанометровых разрешений, то в микроскопии из всех методов улучшения разрешающей способности, по сути, работает только иммерсия. В достижении предельного пространственного разрешения классическая микроскопия фактически уже исчерпала свои возможности. Альтернативой является оптическая ближнепольная микроскопия, позволяющая достичь разрешения на уровне десятков нанометров [11]. Однако, как и в литографии, ценой такого улучшения являются сложные системы сканирования и ряд функциональных ограничений.

Достижение нанометрового разрешения в классических схемах микроскопии и фотолитографии возможно, если использовать более короткие длины волн,  $\lambda < 100$  нм, область экстремального ультрафиолетового (ЭУФ) и мягкого рентгеновского (МР) излучения. Эффективность такого подхода продемонстрировали работы в области проекционной ЭУФ-литографии на длине волн 13,5 нм. Уже на первых экспериментальных литографических установках было получено пространственное разрешение, ограниченное дифракцией и не уступающее на тот момент разрешению более совершенных литографов, работающих на длине волн 193 нм [12, 13]. В последнее время для литографии следующего поколения активно обсуждается новая длина волны,  $\lambda \approx 6,7$  нм [14, 15].

Наряду с перспективой увеличения пространственного разрешения, диапазоны МР- и ЭУФ-излучения ( $\lambda \sim 1 - 60$  нм) по ряду причин являются весьма интересными для экспериментальной физики, астрономии, химии и микробиологии. Во-первых, в этой спектральной области лежат энергетические уровни большинства атомов, что обуславливает резонансный характер взаимодействия излучения с веществом, тем самым обеспечивая исследователей уникальной и достоверной информацией о внутреннем строении атомов и их взаимодействии с ближайшим окружением [16]. Во-вторых, в этом диапазоне лежат максимумы собственного излучения лабораторной плазмы, а также линейчатое излучение ионов основных примесей, что делает

рентгеновскую спектроскопию наиболее удобной для диагностики плазмы [17]. Линейчатое излучение короны Солнца является одним из наиболее достоверных источников информации о физических процессах, протекающих на Солнце [18]. В-третьих, слабое рассеяние и достаточно большая глубина проникновения излучения в вещество позволяют проводить томографические исследования "толстых" объектов, что в сочетании с нанометровым разрешением открывает новые перспективы для физических исследований конденсированного вещества, в химии и микробиологии. В-четвёртых, слабое поглощение излучения с энергией меньше потенциала ионизации  $q$ -го уровня атома,  $E_{ph} < E_{iq}$ , и резкий скачок поглощения при превышении энергии связи в ряде случаев обеспечивают столь высокий контраст абсорбционных изображений (например, протеинов в водной среде), что для получения качественного изображения объекта требуется доза облучения, на несколько порядков меньшая, чем при использовании "нерезонансного" рентгеновского излучения или быстрых электронов [19]. В ряде случаев это имеет принципиальное значение, так как позволяет изучать "живые" биологические образцы с разрешением в десятки нанометров или органические объекты с размерами в единицы – десятки нанометров, находящиеся в "толстой" ( $> 1$  мкм) матрице, например в водной супензии.

Сочетание возможностей рентгеновских методов изучения вещества (дифрактометрия, рентгеновская и фотоэлектронная спектроскопия, малоугловое рассеяние и др.) с достижением нанометрового пространственного разрешения открывает уникальные перспективы в нанофизике конденсированного вещества [16, 20, 21]. В частности, можно отметить пионерскую работу по наномагнетизму, в которой, используя явление магнитного дихроизма, удалось наблюдать формирование доменов в магнитных пленках с пространственным разрешением 15 нм [20].

Основными составляющими любого оптического прибора, определяющими его характеристики, являются источники излучения, монохроматоры, системы изображения и детекторы излучения. За последнее время разработан целый ряд ускорительных (синхротроны [22], лазеры на свободных электронах [23]) источников ЭУФ- и МР-излучения, которые обеспечивают энергетические, пространственно-угловые, поляризационные и когерентные характеристики пучков излучения, удовлетворяющие текущим, а в ряде случаев и перспективным задачам экспериментальной физики взаимодействия излучения с веществом. Параллельная разработка мощных лабораторных источников излучения (сильноточные разряды в газах [24], плазма, возникающая при воздействии на вещество потоков лазерного излучения с плотностью мощности  $10^{11} - 10^{13}$  Вт см<sup>-2</sup> [25], рентгеновские лазеры [26, 27]), создание эффективных поляризаторов и фазосдвигающих элементов на основе многослойных интерференционных структур [28, 29] дали реальную возможность решения в лабораторных условиях широкого спектра задач, которые ранее решались только в синхротронных центрах.

Серьёзным ограничением, до последнего времени сдерживающим возможное выигрышное использование короткой длины волны ЭУФ- и МР-излучения для достижения нанометрового пространственного разрешения, являлось отсутствие светосильной прецизионной

оптики, позволяющей обеспечить построение изображений с разрешением, ограниченным дифракционным пределом.

В данной работе даётся обзор современных подходов к построению рентгеновских изображений и обсуждается специфика применения этих методов в МР- и ЭУФ-диапазонах. Приводится анализ перспектив и основных проблем, с которыми приходится сталкиваться при изготовлении, метрологии и применении в научных и технологических исследованиях прецизионной оптики этого диапазона. Большое внимание уделяется короткопериодным многослойным зеркалам, являющимся основой данной оптики, а также методам изучения неровностей сверхгладких поверхностей подложек для многослойных зеркал во всём спектральном диапазоне пространственных частот, определяющих формирование изображений с субнанометровой точностью. Сообщается о последних разработках в этой области. Наряду с очевидными применениями в литографии и микроскопии, обращается внимание на новые возможности прецизионной рентгеновской оптики для диагностики поверхности с нанометровым пространственным разрешением и для формирования сверхсильных электромагнитных полей.

## 2. Элементы изображающей оптики для мягкого рентгеновского и экстремального ультрафиолетового излучения

Проблемы создания оптики для МР- и ЭУФ-диапазонов вытекают из специфики взаимодействия излучения в этих диапазонах с веществом, а именно близким к единице показателем преломления  $|n - 1| \ll 1$  и сильным поглощением практически всех материалов (длины поглощения составляют от сотых долей до единиц микрометров) [30, 31]. Вследствие низкой рефракции, а также из-за того, что в большинстве случаев показатель преломления веществ меньше единицы, заметное отражение наблюдается только при малых скользящих углах падения,  $\theta < \theta_c \approx 2\lambda$ , где  $\theta_c$  — критический угол полного внешнего отражения, углы выражены в градусах, длина волны — в нанометрах [32]. Поэтому для построения изображений в МР- и ЭУФ-диапазонах применяется оптика скользящего падения (одиночные зеркала, системы Киркпатрика – Баэза [33] и Вольтера [34]), обладающая низкой числовой апертурой и значительными геометрическими aberrациями, и, как следствие, плохим пространственным разрешением. Тем не менее следует отметить работу [35], в которой при одномерной фокусировке рентгеновского пучка на синхротроне SPRING-8 именно с помощью зеркала скользящего падения получено пятно с рекордной на данный момент шириной 7 нм. Однако это были низкоапертурные цилиндрические зеркала, которые можно использовать только в жёстком рентгеновском диапазоне ( $\lambda \sim 0,1$  нм).

Для сбора и формирования пучков рентгеновского излучения применяется также капиллярная оптика, однако ей присущи те же недостатки, что и зеркалам скользящего падения, а достигнутое разрешение не превышает единиц микрометров [36]. Несколько лучшее разрешение имеют волноводные структуры на основе бериллия [37], но они отличаются низкой светосилой и обеспечивают субмикронный пучок только в одном

направлении и непосредственно вблизи (несколько микрометров) торца волновода, что сильно затрудняет их использование в экспериментах.

В последнее время интенсивно развивается технология преломляющих рентгеновских линз. Фокусное расстояние  $F$  линзы из материала с показателем преломления  $n$  с одной преломляющей поверхностью радиуса  $R$  составляет  $F = R/(n - 1)$ . Для наглядности приведём численную оценку параметров линзы из кремния с фокусным расстоянием  $F = 1$  м на длине волны  $\lambda = 1$  нм. Действительная часть коэффициента преломления  $n = 0,99972$  [31], радиус кривизны  $R = -282$  мкм, длина поглощения 4,85 мкм [31]. Таким образом, если в оптическом диапазоне фокусирующие линзы имеют выпуклую форму, то в рентгеновском — вогнутую. Для достижения разумного фокусного расстояния радиус поверхности должен составлять десятки или сотни микрометров в зависимости от рабочей длины волны. Строгий анализ показывает, что из-за сильного поглощения преломляющие линзы становятся эффективными на длинах волн  $\lambda < 0,5$  нм. Создание поверхностей с такими радиусами — это предмет современных микрэлектронных технологий. И действительно, несмотря на то что эти линзы были предложены более 100 лет назад, созданы они относительно недавно [38].

Существенное увеличение пространственного разрешения стало возможным благодаря развитию технологии изготовления зонных пластинок Френеля (ЗПФ), прозрачных в МР-диапазоне [39]. В соответствии с критерием Рэлея разрешение ЗПФ ( $\delta x$ ) определяется числовой апертурой NA и длиной волны  $\lambda$  и в случае некогерентного освещения имеет вид

$$\delta x = \frac{0,61\lambda}{NA} = 1,22 dr_n, \quad (1)$$

где  $dr_n$  — ширина последней зоны пластиинки.

Числовая апертура ЗПФ, используемой при большом увеличении, выражается через ширину последней зоны и длину волны:

$$NA = \frac{\lambda}{2dr_n}. \quad (2)$$

Фокусное расстояние для первого порядка дифракции  $f_1$ , выраженное через радиус  $r_n$  и ширину последней зоны  $dr_n$ , числовую апертуру NA и длину волны  $\lambda$ , имеет вид

$$f_1 \simeq \frac{r_n}{NA} = \frac{2dr_n r_n}{\lambda}. \quad (3)$$

Например, для золотой ЗПФ с рекордно малой шириной последней зоны  $dr_n = 15$  нм и  $r_n = 15$  мкм [40] фокусное расстояние при  $\lambda = 2,3$  нм составляет около 200 мкм.

Теоретически эффективность изображающей ЗПФ в МР-диапазоне, определяемая как доля энергии прошедшего излучения от падающего, может достигать 23 % для Ni-ЗПФ с зонами, параллельными оптической оси пластиинки [41], и до 60 % — в случае наклонной геометрии зон (аналогично углу блеска в случае дифракционных решёток) [42]. Однако в экспериментах энергетическая эффективность  $T$  фазовой пластиинки с параллельными зонами при ширине последней зоны  $dr_n = 30$  нм не превышает 9 % [41]. Для амплитудной золотой пластиинки с минимальной шириной зоны

$dr_n = 15$  нм эффективность на длине волны  $\lambda = 2,3$  нм с учётом поглощения в поддерживающей мембране составила  $T = 4\%$  [40]. Требования к разрешающей способности конденсорных зонных пластин не столь высоки, поэтому можно применять зонные пластины с большей шириной последней зоны. Это позволяет увеличить эффективность до 8–10 %. Таким образом, полную эффективность системы из конденсорной и изображающей зонных пластин можно оценить на уровне 0,3–0,4 %.

К особенностям ЗПФ можно отнести сильную хроматическую aberrацию, требующую высокой монохроматизации зондового пучка (степень монохроматичности излучения должна быть не менее числа зон Френеля,  $\lambda/\Delta\lambda \approx N \sim 500 - 1000$ ), что приводит к дополнительной потере интенсивности. Кроме того, для высокоразрешающих изображающих ЗПФ характерна малая геометрическая апертура (диаметр менее 100 мкм) [40, 43], следствием чего являются малые фокусные расстояния (сотни микрометров), которые уменьшаются с увеличением длины волны. Это может существенно препятствовать практическому использованию ЗПФ в длинноволновой ( $\lambda > 3$  нм) части МР-диапазона. Поэтому, несмотря на очевидные успехи в технологии изготовления ЗПФ (в частности, с их помощью было достигнуто разрешение на уровне 15 нм в окрестности длины волны 2 нм [40]), исследования в области мягкой рентгеновской микроскопии до сих пор ограничиваются небольшим числом синхротронных лабораторий.

Для других востребованных на практике применений, таких как нанолитография или астрономия, ЗПФ практически не используются.

### 3. Многослойные интерференционные структуры для мягкого рентгеновского и экстремального ультрафиолетового диапазонов

С развитием технологии синтеза многослойных интерференционных структур (МИС) с ультракороткими (1–3 нм) периодами появилась реальная альтернатива зонным пластинкам для построения изображений с высоким пространственным разрешением. Появление многослойной рентгеновской оптики можно считать одной из революционных нанотехнологий конца XX столетия. За последние 30 лет область применения МИС многократно расширилась и большинство методов традиционной оптики (коллимация, фокусировка, построение изображений, поляризация излучения) стало доступным и для МР-, и для ЭУФ-областей.

Многослойные рентгеновские зеркала представляют собой периодические структуры, состоящие из слоёв материалов с различными оптическими константами, по аналогии с интерференционными зеркалами для оптического диапазона. Спецификой рентгеновских зеркал являются предельно низкие (до 1 нм) периоды (в соответствии с условием Брэгга при нормальном падении период структуры, состоящей из двух плёнок, примерно равен  $\lambda/2$ ), а также большое число (до 1000) периодов и сильное поглощение практически всех материалов. Необходимость большого числа периодов вызвана низкими коэффициентами отражения от одной границы:

$$R_{1,2} \approx \left| \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{4} \right|^2,$$

где  $\varepsilon_{1,2}$  — диэлектрические проницаемости материалов плёнок. Для рассмотренного выше примера с кремниевой линзой коэффициент отражения  $R$  от границы вакуум–кремний на длине волны 1 нм составил  $2 \times 10^{-8}$ . Даже для такого тяжёлого материала, как Au, величина  $R$  не превышает  $6 \times 10^{-7}$ .

Проблемы физики многослойных структур и границ раздела слоёв, методы нанесения и диагностики таких структур, их применения подробно обсуждаются в обзорных статьях и монографиях [32, 39, 44–46]. В данном обзоре остановимся лишь на ключевых проблемах, касающихся МИС с ультракороткими периодами для оптики дифракционного качества.

При выборе пар материалов МИС для решения конкретных задач необходимо руководствоваться следующими основными условиями. Во-первых, следует выбрать оптимальное сочетание оптических констант материалов, обеспечивающее максимальные коэффициенты отражения на заданной длине волны. Во-вторых, химическое взаимодействие материалов слоёв должно быть минимальным, чтобы не снижать оптический контраст на границах. В-третьих, материалы слоёв должны наноситься на подложки методами вакуумного напыления, а их рост должен происходить без заметного развития шероховатости поверхности плёнок. Проблема усложняется тем, что физико-химические свойства сверхтонких слоёв могут заметно отличаться от свойств массивного материала, и при выборе нового материала требуется проведение комплекса исследований.

В первых работах материалы МИС выбирались из соображений максимального скачка оптической плотности (материал с большим атомным номером  $Z$ )/(материал с малым  $Z$ ), например Au/C, W/C, [39, 44, 47]). В дальнейшем оказалось, что более плодотворен подход, когда в качестве слабопоглощающего материала выбирается такой, у которого К- или L-края поглощения на шкале длин волн немного короче, чем рабочая длина волны. Оптимально, если рабочая длина волны соответствует области аномальной дисперсии материала: в этом случае для него характерно минимальное поглощение и максимальный, в ряде случаев превышающий единицу, показатель преломления [30, 31].

Выбор сильно поглощающего материала представляет собой компромисс между поглощением излучения и скачком электронной плотности на границе. Такой подход хорошо иллюстрируют МИС на основе Cr/Sc. Хром ( $Z = 24$ ) и скандий ( $Z = 21$ ) расположены близко в периодической системе элементов, и у них мала разность электронных плотностей. Однако в области аномальной дисперсии скандия в окрестности края поглощения  $L_{III}$  ( $\lambda_L = 3,11$  нм), где действительная часть диэлектрической проницаемости может быть больше единицы, а хром поглощает слабо, для этой пары материалов наблюдаются максимальные коэффициенты отражения. Начиная с первых работ по таким зеркалам [51, 52], которые затем имели широкое продолжение [53–55], в качестве парного материала для скандия применяется именно хром как наименее взаимодействующий со скандием. В действительности МИС на основе скандия с другими переходными металлами не изучались, а потребность в таких исследованиях для оптимизации многослойной оптики для рентгеновского микроскопа назрела.

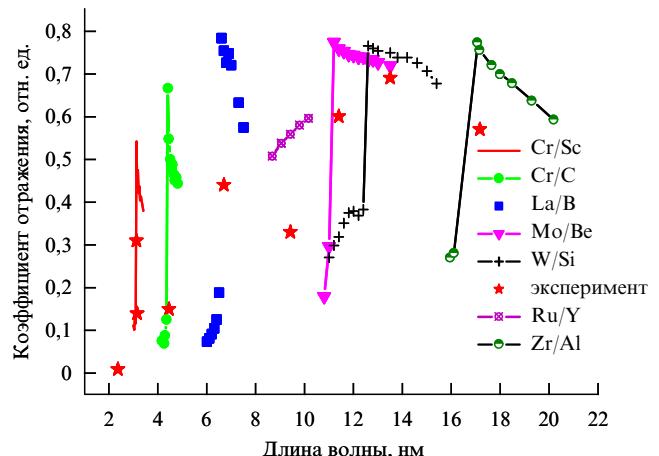
К настоящему времени имеется ограниченный набор пар материалов, удовлетворяющих перечисленным тре-

**Таблица 1.** Характеристики многослойных периодических Cr/Sc зеркал в спектральной области аномальной дисперсии скандия

$d$ , нм	$N$	$\lambda$ , нм при $\theta = 85,6^\circ$	$\lambda/\Delta\lambda$	$R$ , %
1,57	250	3,142	263	10,8
1,58	250	3,155	246	9,7
1,64	250	3,272	271	7,4
1,69	230	3,358	231	6,5
1,70	250	3,373	245	6,7

бованиям. Из наиболее совершенных короткопериодных зеркал можно отметить МИС W/B<sub>4</sub>C [48–50], которая может быть использована вблизи К-края поглощения кислорода ( $\lambda \geq 2,36$  нм). Однако уже в области  $\lambda > 3,1$  нм существенно более высокую отражательную способность имеют МИС на основе скандия. В таблице 1 приведены данные измерений характеристик МИС Cr/Sc [46, 56], демонстрирующие поведение максимума коэффициента отражения  $R$  в области аномальной дисперсии скандия. Наблюдаемое уменьшение коэффициента отражения с увеличением длины волны необходимо учитывать при проектировании реальных оптических схем. Частично снижение отражательной способности из-за ухудшения оптических констант компенсируется увеличением периода МИС и, как следствие, меньшим влиянием шероховатости на коэффициенты отражения.

В принципе, зеркала нормального падения на основе Cr/Sc имеют коэффициенты отражения около 10 % вплоть до  $\lambda \approx 6$  нм, но для спектральной области  $\lambda > 4,4$  нм, за К-краем поглощения углерода, оптимальны МИС на основе углеродных слоёв. В качестве парных материалов с углеродом применялись Cr, Fe и Co, хотя большинство экспериментов проводилось с Cr, легко распыляемым магнетронным методом (парамагнитный материал). Можно считать, что, как и в случае скандия, выбор оптимального парного материала для углерода на



**Рис. 1.** Расчётные (линии с символами) и экспериментальные (звездочки) значения коэффициентов отражения наиболее перспективных МИС при нормальном падении.

сегодняшний день не закончен, и необходимо проведение соответствующих исследований.

На рисунке 1 приведены расчётные и экспериментальные значения коэффициентов отражения ряда наиболее перспективных МИС в диапазоне длин волн 2,3–20 нм, характеризующие современное состояние технологии синтеза зеркал нормального падения для МР- и ЭУФ-диапазонов. Более полные данные для МИС приведены в табл. 2. Для коротковолновой границы рассматриваемого диапазона,  $\lambda = 2,3$  нм, экспериментально полученные коэффициенты отражения многослойных зеркал не превышают 1 %. С увеличением рабочей длины волны наблюдается закономерный рост отражения, достигающий 70 % в области 13 нм, а также уменьшение более чем на порядок спектральной селективности зеркал. При этом реальная отражательная способность многослойных зеркал, особенно в коротковолновой области, существенно отличается от расчётной для идеальных структур с нулевыми межплоскостными шероховатостями.

**Таблица 2.** Отражательные характеристики (расчёт и эксперимент) многослойных зеркал нормального падения в диапазоне длин волн 2,3–17,4 нм

$\lambda$ , нм	МИС	$d$ , нм	$N$	$\varphi_{Br}$ , градус	$\lambda/\Delta\lambda$	$R_{ex}$ , %	$R_{ex} \Delta\lambda$ , нм	$R_{id}$ , %	Литература
2,36	W/B <sub>4</sub> C	1,17	500	90	262	0,63	$5,7 \times 10^{-5}$	18	[122]
3,14	Cr/Sc	1,56	400	85	263	15	$1,8 \times 10^{-3}$	46	[54]
4,47	Co/C	2,26	200	85	153	14,8	$4,4 \times 10^{-3}$	38	[123]
	Cr/Sc	2,21	200	85	186	7,5	$1,8 \times 10^{-3}$	24	[46]
6,7	La/B <sub>4</sub> C	3,39	150	80,5	120	40	$2,2 \times 10^{-2}$	65	[68]
9,34	Ru/Y	4,75	100	80	60	33,5	$5,2 \times 10^{-2}$	48	Авторы (2009 г.)
11,34	Mo/Be	5,74	70	85	38	70,2	$2,1 \times 10^{-1}$	75	[124]
13,5	Mo/Si	7,0	50	85	26	70,0	$3,6 \times 10^{-1}$	73	[125]
17,35	Zr/Al	8,7	50	85	29	56,0	$3,4 \times 10^{-1}$	75	[126]

Обозначения:  $\lambda$  — длина волны,  $d$  — период многослойной структуры,  $N$  — число периодов,  $\varphi_{Br}$  — брэгговский угол, величина  $\tan(\varphi_{Br})/\Delta\varphi_{Br} = \lambda/\Delta\lambda$  характеризует селективность многослойного дисперсионного элемента,  $R_{ex}$  — измеренный коэффициент отражения,  $R_{id}$  — рассчитанный коэффициент отражения для идеальной структуры.

Достигнутые коэффициенты отражения зеркал уже сейчас позволяют эффективно применять их, по крайней мере, в ЭУФ-диапазоне. Однако необходимо учитывать, что оптические системы с высоким пространственным разрешением обычно включают не менее двух элементов, а зачастую и больше, и их эффективность резко падает даже при незначительном уменьшении коэффициентов отражения отдельных зеркал. В коротковолновой области коэффициенты отражения зеркал в несколько раз, а в области  $\lambda \approx 2$  нм — и на порядки величины меньше теоретического предела. Поэтому ключевая проблема многослойной рентгеновской оптики связана с повышением отражательной способности МИС.

На отражательные характеристики короткопериодных МИС особенно сильное влияние оказывает размытие межслойных границ  $\sigma$ . Френелевский коэффициент отражения для "неидеальной" границы в брэгговском резонансе можно записать в виде  $r_F \cong r_{F,id} \exp(-2\pi^2\sigma^2/d^2)$ , где  $r_{F,id}$  — коэффициент отражения от идеальной границы,  $d$  — период структуры. Ещё одним негативным следствием наличия межплоскостных переходных границ является увеличение длины экстинкции рентгеновского излучения в МИС, что приводит к увеличению числа отражающих слоёв, обужению спектральной полосы отражения и соответственно к дополнительному снижению интегральных коэффициентов отражения [57]. Межслойные области в МИС формируются как истинно геометрическими шероховатостями границ раздела слоёв, так и за счёт диффузионного и химического взаимодействия материалов слоёв. В свою очередь, геометрические шероховатости определяются как исходными шероховатостями подложек, так и ростовыми шероховатостями, которые зависят и от материалов слоёв, и от технологии нанесения МИС. Типичные характеристики зеркал в МР-спектральной области приведены в табл. 1 и 2.

Таким образом, увеличение коэффициентов отражения МИС и продвижение в коротковолновую область тесно связаны с проблемой качества границ раздела слоёв. Для решения этой проблемы необходимо развивать технологические процессы роста МИС с максимально резкими границами раздела. Параллельно требуется развивать методы диагностики МИС, позволяющие исследовать тонкую структуру переходных слоёв и выделять вклады перемешивания материалов слоёв и истинно геометрических шероховатостей, изучать корреляции межслойных шероховатостей и шероховатостей подложки во всём диапазоне пространственных частот, определяющих коэффициенты отражения и изображающие свойства МИС.

Хотя свойства межслойных шероховатостей МИС и их корреляции с шероховатостями подложек изучались в большом числе работ [58–66], ранее эта проблема так широко не ставилась. В связи с этим можно отметить работу авторов [50], где на основе анализа угловых зависимостей зеркального и диффузного рассеяния жёсткого рентгеновского излучения удалось разделить вклады диффузионного перемешивания и межслойной шероховатости короткопериодных МИС W/B<sub>4</sub>C. Несмотря на то что применённая методика "работает" только при анализе МИС с полностью продольно коррелированными границами слоёв, она позволила получить ряд интересных физических результатов. На рисунке 2 приведены измеренные зависимости полной ширины пере-

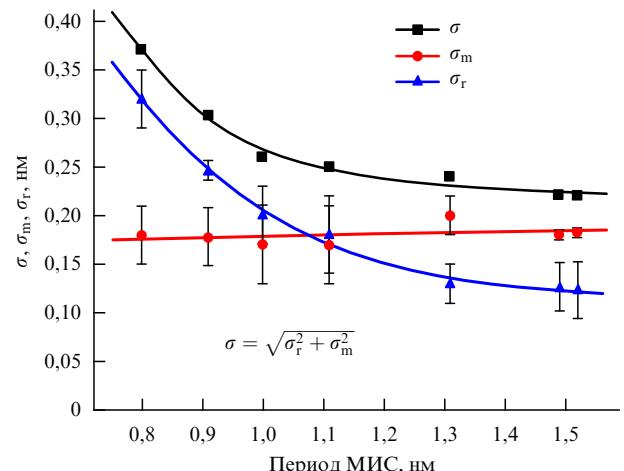


Рис. 2. Зависимости ширины переходной области  $\sigma$ , межплоскостной шероховатости  $\sigma_m$  и глубины перемешивания  $\sigma_r$  от периода  $d$  для серии МИС W/B<sub>4</sub>C.

ходной зоны  $\sigma$ , межслойной шероховатости  $\sigma_r$  и глубины перемешивания  $\sigma_m$  от периода структуры для серии МИС. Из полученных зависимостей видно следующее. Во-первых, как и ожидалось, глубина перемешивания, определяемая процессами взаимодиффузии и "баллистическим" перемешиванием материалов на границах (в потоке конденсата присутствуют атомы и ионы с энергией более 10 эВ), практически не зависит от периода МИС. Во-вторых, шероховатость  $\sigma_r$  слабо меняется при больших периодах и начинает резко возрастать с периодами  $d \approx 1,1$ – $1,2$  нм. Наиболее вероятное объяснение такой динамики шероховатости связано с нарушением сплошности слоёв, когда их средняя толщина соответствует 0,4–0,6 нм. В-третьих, для МИС с периодами  $d > 1,1$  нм больший вклад в ширину переходной зоны даёт не геометрическая шероховатость, как предполагалось ранее, а перемешивание материалов слоёв, в основном определяемое энергетикой и химическим составом конденсата.

В целом проведённые исследования показали, что короткопериодные структуры W/B<sub>4</sub>C обладают совершенными границами. Подобными свойствами обладают также МИС W/Si с периодами  $d > 2$  нм. Проведённые исследования позволили заметно продвинуться в область меньших периодов МИС.

Ещё одна важная особенность МИС из сверхтонких плёнок связана с тем, что в силу различия физико-химических свойств материалов параметры гетерограниц в элементарной ячейке МИС могут существенно различаться. Во многих МИС, применяемых в качестве элементов рентгенооптики, асимметрия границ раздела слоёв невелика, и применение развитых методов диагностики МИС с симметричными границами не приводит к значительным ошибкам при определении индивидуальных толщин и плотностей плёнок, а также эффективной межслойной шероховатости МИС. Однако в ряде случаев асимметрией границ раздела слоёв пренебречь нельзя. Например, в МИС La/B<sub>4</sub>C асимметрия электронной плотности в элементарной ячейке МИС достигает столь значительной величины, что стандартные методы диагностики [32, 57, 67] не позволяют, опираясь на данные рефлектометрии, адекватно описать строение МИС и предсказать коэффициенты отра-

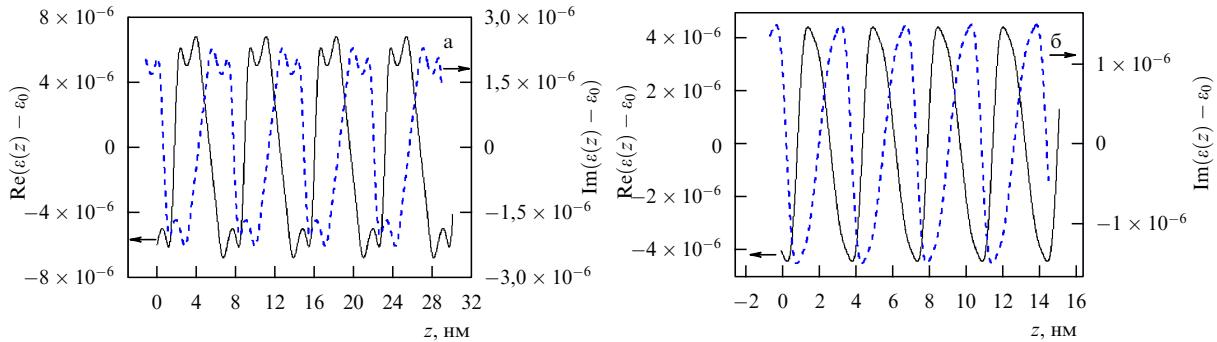


Рис. 3. Профили диэлектрической проницаемости, восстановленные по амплитудам фурье-гармоник в рамках "трапецидальной" модели, для МИС La/B<sub>4</sub>C: (а)  $d = 7,1$  нм; (б)  $d = 3,5$  нм.

жения зеркал в различных диапазонах рентгеновского излучения [68, 69].

Проблема диагностики таких структур связана с тем, что несимметричный профиль электронной плотности (диэлектрической проницаемости  $\epsilon(z)$ ) не может быть разложен в ряд Фурье только по косинусам, как это делается при традиционном подходе (например, [32, 57]):

$$\epsilon(z) = \epsilon_0 + (\epsilon_1 - \epsilon_2) \left\{ \sum_{m=1}^{\infty} a_m \cos \left( \frac{2\pi mz}{d} \right) + \sum_{m=1}^{\infty} b_m \sin \left( \frac{2\pi mz}{d} \right) \right\}, \quad (4)$$

где  $d$  — период структуры,  $\epsilon_0 = \beta \epsilon_1 + (1 - \beta) \epsilon_2$  — усреднённая по МИС диэлектрическая проницаемость,  $\beta$  — доля сильно поглощающего вещества в периоде,  $a_m, b_m$  — нормированные на  $(\epsilon_1 - \epsilon_2)$  действительные амплитуды гармоник, определяющиеся только геометрией задачи и не зависящие от диэлектрических проницаемостей веществ МИС. Коэффициент отражения МИС в  $m$ -м пике определяется выражением

$$r_m = \frac{i\Delta_{\pm m} \tanh(Nd^2 \sqrt{\Delta_{+m}\Delta_{-m} - u_m^2}/2\pi m)}{\sqrt{\Delta_{+m}\Delta_{-m} - u_m^2} - iu_m \tanh(Nd^2 \sqrt{\Delta_{+m}\Delta_{-m} - u_m^2}/2\pi m)}, \quad (5)$$

где  $u_m = k_0^2(\epsilon_0 - \sin^2 \theta) - (\pi m/d)^2$ ,  $\Delta_{\pm m} = k_0^2(\epsilon_1 - \epsilon_2)(a_m \pm ib_m)$ ,  $k_0 = 2\pi/\lambda$  — волновой вектор и  $N$  — количество периодов МИС. Как видно из (5), в коэффициент отражения вносят вклад и синусная, и косинусная составляющие  $\epsilon(z)$ . Для их независимого определения необходимо измерять и модуль, и фазу коэффициента отражения, что на практике, особенно в лабораторных условиях, весьма проблематично.

В [69] показано, что в случае трапецидального распределения электронной плотности с различным наклоном боковых граней и при условии равных оптических толщин слоёв в периоде МИС ( $\beta = 0,5$ ) профиль диэлектрической проницаемости можно представить нечётной функцией и разложить в ряд только по синусам ( $a_m^{\text{norm}} = 0$ ). Это позволило построить профили электронной плотности в МИС La/B<sub>4</sub>C с различными периодами (рис. 3). Из рисунка видно, что реальные ширины переходных зон довольно велики, порядка 1 нм, и практически не зависят от периода МИС. Подстановка такого профиля в рекуррентные соотношения Паррата [70] показала хорошее совпадение экспериментальных и теоретических коэффициентов отражения в различных диапазонах рентгеновского излучения. Этот подход поз-

вил объяснить причину недостаточно высокой отражательной способности МИС La/B<sub>4</sub>C в МР-диапазоне, наблюдавшейся практически всеми, кто занимался МИС на основе этой пары материалов [46, 48, 71–73]. Основная причина заключается в аномально высоком химическом и диффузионном взаимодействии лантана и бора.

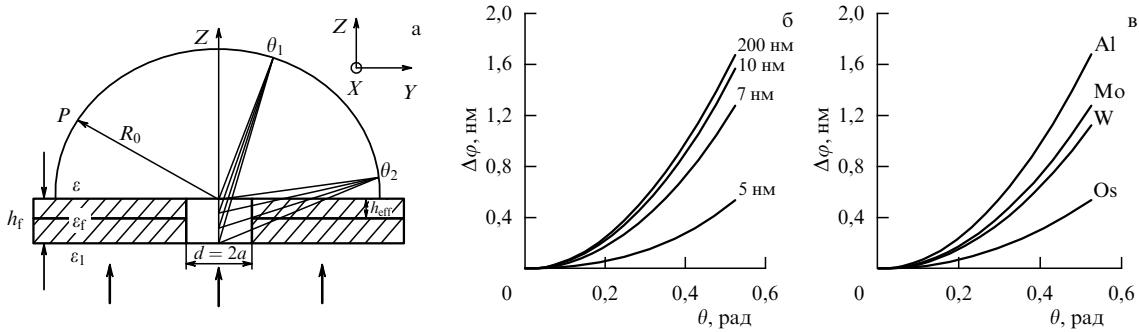
В настоящее время пара La/B<sub>4</sub>C практически безальтернативно рассматривается как основа многослойной оптики для спектральной области  $\lambda \approx 6,7$  нм, представляющей особый интерес для рентгеновской нанолитографии следующего поколения [14, 15]. Поэтому развитие диагностики МИС с несимметричными межслойными границами оказалось практически полезным и для развития технологии нанесения МИС, и для поиска сверхтонких барьера слоёв в МИС, препятствующих взаимодействию лантана и бора.

Несмотря на кажущиеся жёсткие ограничения (профиль диэлектрической проницаемости — неравнобедренная трапеция, параметр  $\beta = 0,5$ ), описанная методика может быть применена для изучения строения периода в любых МИС с несимметричными переходными границами. Если профиль электронной плотности на границах заметно отличается от линейного, то эта методика может рассматриваться в качестве первого приближения и дальнейшая подгонка осуществляется с использованием алгоритма рекуррентных соотношений типа Паррата.

Можно отметить, что, хотя ещё имеется ряд проблем как в диагностике, так и в технологии нанесения эффективных МИС нормального падения, уже сейчас с их помощью решается большинство перечисленных выше задач, по крайней мере, в области длин волн  $\lambda > 3$  нм.

#### 4. Методы исследования и прецизионной коррекции формы оптических элементов со сверхгладкими поверхностями

Основными факторами, долгое время сдерживавшими развитие прецизионной изображающей оптики МР-диапазона, являлись трудно выполнимые требования к форме поверхностей зеркал и к aberrациям объектива в целом. Согласно критерию Марешала, для достижения дифракционного качества изображений корень квадратный из среднеквадратической aberrации проекционного объектива должен удовлетворять условию  $RMS_{\text{obj}} < \lambda/14$ , где  $\lambda$  — длина волны излучения. В МР-области это составляет  $0,15$ – $0,30$  нм. Следует отметить, что условие на  $RMS_{\text{obj}}$  носит интегральный характер, деформации волнового фронта проинтегрированы по всему спектру простран-



**Рис. 4.** (а) Геометрия задачи:  $h_f$  — толщина пленки,  $h_{\text{eff}}$  — эффективная толщина пленки (характеризуется глубиной скрин-слоя для конкретного материала),  $d$  — диаметр отверстия,  $\epsilon$ ,  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_f$  — диэлектрические проницаемости сред и пленки. (б) Графики зависимости набега фазы  $\Delta\phi(\theta) = (\phi(0) - \phi(\theta))\lambda/2\pi$  от полярного угла при различных толщинах алюминиевой пленки ( $\epsilon_{\text{Al}} \approx -54,2 - 21,8i$ ), радиус отверстия в пленке  $a = 150$  нм. (в) Графики зависимости набега фазы от полярного угла для различных материалов.

ственных частот, от макроскопического диаметра зеркал до половины длины волн излучения ( $v \sim 10^{-6} - 10^3$  мкм $^{-1}$ ); при этом отклонения формы от заданной рассматриваются как низкочастотные шероховатости с пространственными частотами  $10^{-6} - 10^{-3}$  мкм $^{-1}$ . Поэтому ключевые проблемы связаны с измерениями формы оптических поверхностей с точностью на уровне 0,1 нм и изготовлением таких оптических элементов. Задача усложняется ещё и тем, что, как правило, оптика имеет асферическую форму.

Традиционные интерферометрические методы контроля формы оптических поверхностей, в которых в качестве эталонного используется волновой фронт, образованный при отражении от эталонной поверхности [74], обладают высокой ( $\lambda/1000$  и выше) чувствительностью к изменениям формы волновых фронтов. Однако при этом абсолютная точность измерений реальной формы фронтов не превышает  $\lambda/20 - \lambda/50$  [75] ( $\lambda$  — рабочая длина волны интерферометра). Это связано как с качеством формы эталонной поверхности, так и с особенностями конструкции интерферометров, в которых световые пучки проходят через ряд оптических элементов, неконтролируемо набирая дополнительные набеги фаз [76].

Применение традиционных методов измерения шероховатостей в средне- и высокочастотном ( $v \sim 10^{-3} - 10^3$  мкм $^{-1}$ ) диапазонах (атомно-силовая и оптическая интерференционная микроскопия, диффузное рассеяние жёсткого рентгеновского излучения) также потребовало серьёзной ревизии реальных возможностей этих методов при изучении сверхгладких поверхностей [77, 78]. Для реализации возможности сверхточных измерений формы поверхностей потребовался переход от традиционной методики калибровки приборов с помощью эталонных поверхностей к развитию методов, работающих на основе фундаментальных физических принципов, когда основные характеристики прибора (метода) могут быть измерены в физически прозрачном эксперименте с возможностью провести достоверную оценку погрешностей измерений. Таким методом для аттестации формы оптических поверхностей стала интерферометрия с дифракционной волной сравнения, предложенная в 1933 г. [79] и реально востребованная только в 1996 г. [80]. Основа метода заключается в формировании эталонной сферической волны в результате дифракции света на малой апертуре. Решение классической задачи дифракции света на отверстии в экране с бесконечной проводи-

мостью и нулевой толщиной показывает, что в пределах дифракционного максимума (угловая ширина максимума составляет примерно  $\pm\lambda/d$ , где  $d$  — диаметр отверстия) фазовая поверхность волны представляет собой "идеальную" сферу.

В настоящее время в мире насчитывается около десятка подобных интерферометров с рабочими длинами волн 633, 530 и 13,5 нм. В [81] сообщается о достижении точности измерений aberrаций волнового фронта на уровне 0,08 нм в числовой апертуре  $NA \approx 0,1$ . К сожалению, приходится констатировать, что, кроме работ [76, 77, 81], данные по точности измерений, обеспечиваемой приборами, либо вообще не приводятся, либо приводятся цифры без описания способа измерения точности, вызывающие серьёзные сомнения.

Интерферометры с дифракционной волной сравнения пока не нашли широкого распространения ввиду сложности юстировки и неконтролируемого влияния aberrаций первичной оптики на качество фронта дифрагированной волны [82]. Наряду с техническими сложностями, в [83, 77] показано наличие ряда физических эффектов, отрицательно влияющих на качество фронта дифракционной волны.

На рисунке 4 приведены геометрия задачи (а) и графики, иллюстрирующие влияние конечной толщины (Al-пленка, рис. 4б) и материала экрана (рис. 4в) на aberrацию дифрагированной волны в зависимости от угла наблюдения. Весь набег фазы набирается на толщине скрин-слоя  $\delta \approx c/\Omega_p \approx 10 - 20$  нм для хороших проводников, характеризуемых плазменными частотами  $\Omega_p \sim 10^{16}$  рад с $^{-1}$  ( $c$  — скорость света в вакууме). Из представленной на рис. 4а геометрии задачи ясно, что чем больше полярный угол, тем существеннее роль материала пленки, поскольку излучение частично распространяется по оптически более плотному материалу, что и приводит к большему набегу фазы. Другими эффектами, приводящими кискажению фазового фронта, являются возбуждение плазмон-поляритонных и волноводных мод в окрестности отверстия.

Все эти эффекты приводят к тому, что декларируемые aberrации эталонной волны на уровне 0,1 нм обеспечиваются в относительно малых, порядка  $NA \approx 0,1$ , числовых апертурах. Поэтому при аттестации светосильных оптических элементов приходится "сшивать" результаты измерений по зонам, что усложняет процедуру измерений и приводит к дополнительным ошибкам.

Указанные проблемы частично решаются за счёт применения в качестве источника эталонной сферической волны одномодовых волокон с уменьшенной до субволновых размеров выходной апертурой (2008 г., ИФМ РАН) [84]. Электронно-микроскопическое изображение волокна приведено на рис. 5в. Экспериментальное исследование aberrаций генерируемой волны проводилось по методу Юнга, когда изучалась интерференция волн от двух подобных источников. Методика эксперимента подробно изложена в [81, 84]. На рисунке 6 кривая 1 соответствует aberrациям эталонной волны в интерфе-

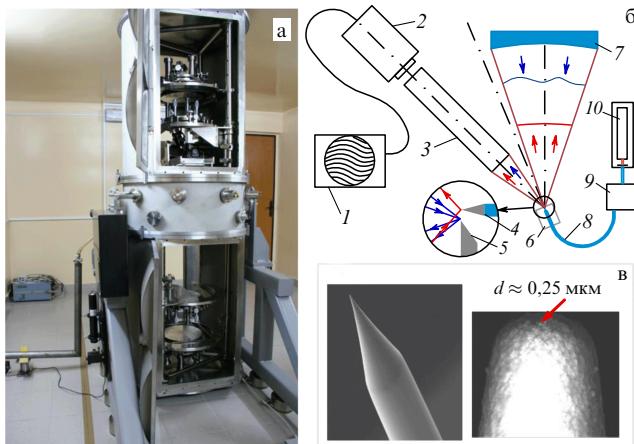


Рис. 5. Фотография (а) и оптическая схема (б) вакуумного интерферометра с дифракционной волной сравнения и электронно-микроскопическое изображение (в) источника эталонной сферической волны на основе одномодового оптоволокна с зауженной до субволновых размеров выходной апертурой. 1 — компьютер, 2 — ПЗС (прибор с зарядовой связью), 3 — наблюдательная система, 4 — источник сферической волны, 5 — плоское зеркало, 6 — трёхкоординатный прецизионный стол, 7 — исследуемая вогнутая поверхность, 8 — волокно, 9 — поляризационный контроллер, 10 — лазер.

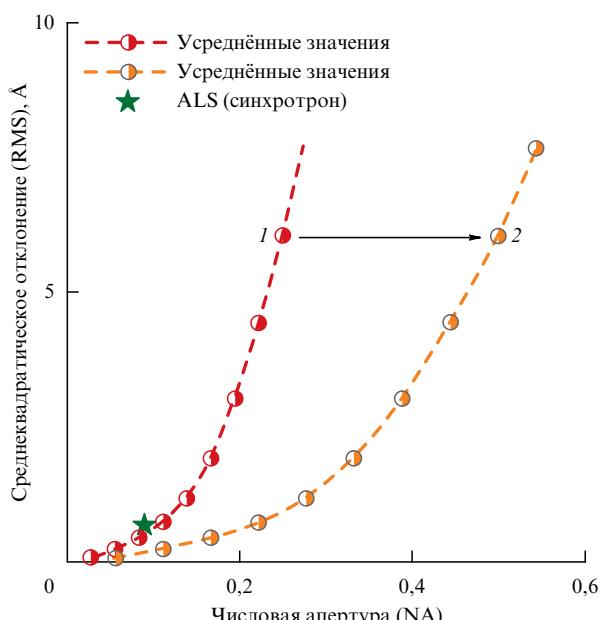


Рис. 6. Сравнение точности измерений с помощью интерферометров, разработанных авторами (кривые с символами), и на ALS (звёздочка) в зависимости от числовой апертуры. Кривая 2 соответствует aberrациям волны, генерируемой оптоволоконным источником сферической волны.

рометре (схема показана на рис. 5б), когда исследуемая деталь и регистрирующая система облучаются боковыми частями фронта источника. Кривая 2 соответствует aberrациям дифракционной волны, генерируемой этим источником. Измерения проводились на длине волны 532 нм, на 2-й гармонике Nd:YAG-лазера. Звёздочка соответствует рекордным значениям aberrации волны, полученной с использованием традиционного источника сферической волны — отверстия в непрозрачном экране (измерения проведены на синхротроне ALS (Беркли, США) на длине волны 13,5 нм). Как видно из рисунка, при той же числовой апертуре источник на основе оптоволокна имеет в два раза меньшую aberrацию. Более того, из-за малой рабочей длины волны рабочая апертура ALS-интерферометра ограничена величиной  $NA \approx 0,1$ , в то время как оптоволоконный источник имеет субнанометровую aberrацию при  $NA > 0,5$ . Преимущества подобного способа формирования эталонной сферической волны связаны с выпуклой формой поверхности источника, отсутствием экрана за ним и большой интенсивностью дифракционной волны, так как применяется хорошо отработанная техника введения излучения в корректировку диаметром 4 мкм.

На основе такого источника сферической волны был изготовлен вакуумный интерферометр, который уже более трёх лет успешно работает в ИФМ РАН [85]. Фотография и оптическая схема прибора показаны на рис. 5а, б.

Несмотря на впечатляющие успехи интерферометрии с дифракционной волной сравнения, проблему аттестации оптики с субнанометровой точностью можно, строго говоря, считать решённой только для сферических поверхностей и объективов. При изучении асферических деталей приходится прибегать к корректорам волнового фронта, преобразующим сферические фронты в асферические, по форме близкие к исследуемой поверхности [86]. Учёт деформаций волнового фронта, вносимых корректорами, представляет отдельную и достаточно сложную проблему. Исключение составляют только эллипсоиды, которые благодаря наличию двух фокусов могут аттестоваться с помощью интерферометра, разработанного авторами, без использования корректоров (источники эталонного и рабочего фронтов располагаются в фокусах эллипса).

Появление метрологии стало стимулом к развитию методов создания формы поверхности оптических элементов с субнанометровой точностью. Изготовление подобной оптики происходит в два этапа. На первом этапе с использованием стандартных методов полировки и аттестации формы и шероховатости производится изготовление сверхгладкой поверхности. На втором этапе форма корректируется (исправляется) до субнанометровых отклонений от желаемой с применением методов локального ионно-пучкового травления и/или вакуумного напыления тонких пленок.

Ключевым требованием к процессу коррекции является сохранение шероховатости на исходном, атомарно гладком уровне. Это стимулировало широкий фронт исследований по изучению влияния параметров технологических процессов на шероховатость поверхности. Как показал анализ большого числа работ, полученные экспериментальные результаты носят весьма противоречивый характер. В частности, в ряде работ рекомендуется проводить ионное травление при малых

скользящих углах падения или при энергиях ионов (нейтральных атомов) выше 1 кэВ; отмечается сильная зависимость параметров травления от материала подложки [87–89].

Исследования влияния параметров ионных пучков и режимов ионного травления на шероховатость поверхности, проведённые в ИФМ РАН в последние годы, показали, что шероховатости сверхгладких поверхностей многослойных структур Cr/Sc и плавленого кварца в зависимости от энергии ионов остаются на исходном уровне (рис. 7), если ионный пучок падает под углами, близкими к нормали к поверхности. При этом энергия ионов (или нейтральных атомов) в случае травления Cr/Sc не должна превышать 200 эВ, а в случае плавленого кварца — 800 эВ. Напротив, при наклонном падении пучка ионов на поверхность практически всегда наблюдается развитие шероховатостей во всём спектре пространственных частот (рис. 7б).

Качественно такое поведение шероховатости при ионно-пучковом травлении объясняется тем, что при углах падения, близких к нормали, увеличивается глубина проникновения ионов в твёрдое тело и соответственно уменьшается доля энергии, переданная приповерхностным атомам. В этом случае происходит отрыв от поверхности (травление) только наименее связанных атомов и, таким образом, вершины сглаживаются, или,

по крайней мере, шероховатости поверхности не развиваются. Аналогичный эффект наблюдается при травлении ионами (атомами) с низкими энергиями.

Отмеченное отличие в результатах изучения развития шероховатостей при ионном травлении, на наш взгляд, связано с неустоявшейся методикой аттестации шероховатостей в области средних частот ( $\nu \sim 10^{-3} - 10^{-1}$  мкм<sup>-1</sup>), которые дают наибольший вклад в среднеквадратическую шероховатость поверхности. Для измерения таких шероховатостей применяется оптическая интерференционная микроскопия, достоверность которой для изучения сверхгладких поверхностей вызывает серьёзные сомнения [78]. В связи с этим можно отметить два метода, позволяющих наиболее достоверно оценить интегральную шероховатость подложек в высоких и средних пространственных частотах из анализа угловых зависимостей зеркальных коэффициентов отражения жёсткого рентгеновского излучения как от подложек [90], так и от нанесённых на них короткопериодных многослойных зеркал. Для зеркал влияние шероховатости подложки многократно усиливается из-за интерференции волн от большого числа границ. В [91] показана чёткая корреляция между коэффициентами отражения многослойных зеркал, нанесённых на травленые подложки, и значениями шероховатостей, приведёнными на рис. 7.

Более сложная ситуация наблюдается при травлении монокристаллического кремния, у которого, как и в случае кварца и Cr/Sc, наблюдается сохранение или улучшение шероховатости при углах, близких к нормали [89]. Однако диапазон углов, в котором этот эффект наблюдается, очень узкий, 50°–60° [89, 92]. При этом на поверхности появляется дополнительный рельеф в виде волн с периодом  $L \sim 20$  мкм (рис. 8). И хотя амплитуда ( $h$ ) рельефа, как правило, составляет доли нанометра, это может приводить к довольно большой угловой ошибке ( $h/L \sim 10^{-4} - 10^{-5}$ ) отражённого от поверхности волнового фронта рентгеновского излучения.

Можно отметить, что на данный момент для превизионной коррекции формы подложек для элементов изображающей рентгеновской оптики надёжно отработан метод локального ионно-пучкового травления таких материалов, как zerodur (ситалл) и ULE (оптические

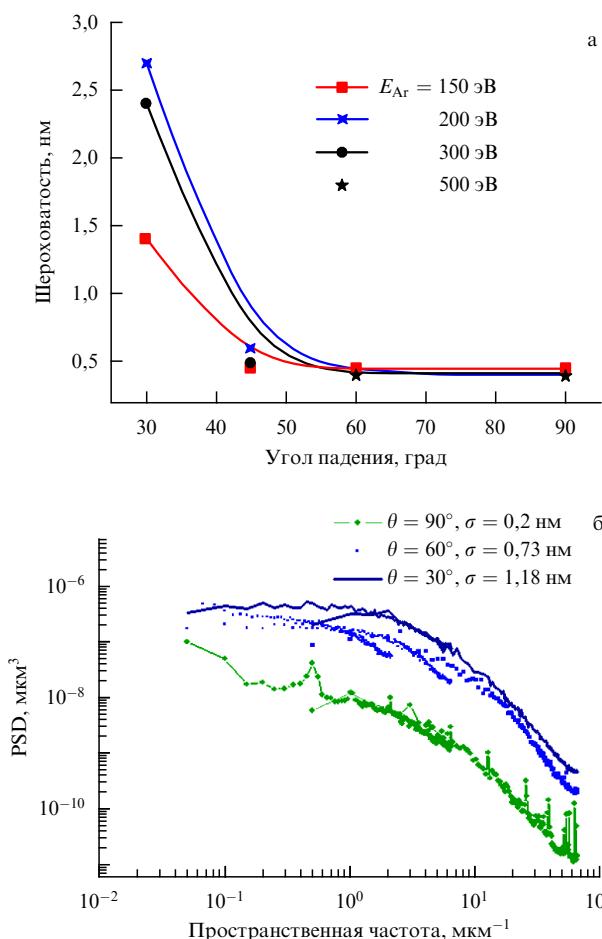


Рис. 7. (а) Зависимость шероховатости поверхности плавленого кварца от угла падения ускоренных атомов аргона для энергий  $E_{\text{Ar}} = 150, 200, 300$  и  $500$  эВ и (б) динамика PSD-функций шероховатости (PSD — спектральная плотность мощности) при травлении МИС Cr/Sc.

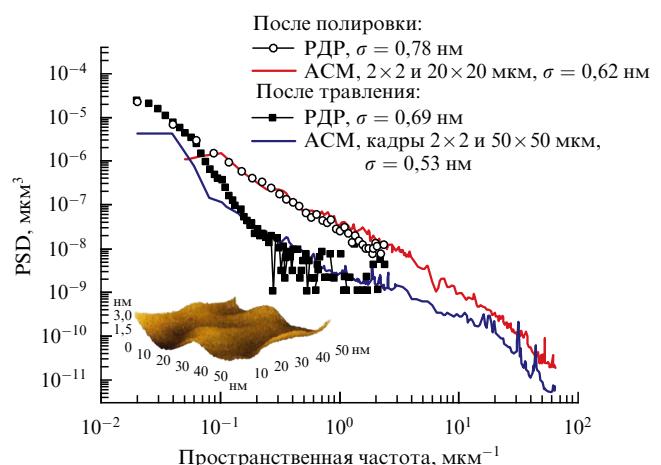


Рис. 8. PSD-функции шероховатостей монокристаллического кремния до (верхняя кривая) и после (нижняя кривая) травления ионами  $\text{Ar}^+$  и ACM-изображение поверхности после травления. РДР — диффузное рассеяние рентгеновского излучения.

**Таблица 3.** Лучшие результаты по эффективной шероховатости полированных подложек, измеренной в диапазоне частот  $\Delta\nu = 0,02 - 64 \text{ мкм}^{-1}$ . Таблица составлена на основе нескольких сотен тестов подложек от десятков различных производителей

Материал подложки	$\sigma_{\text{eff}}$ , нм
Si (General Optics, США)	0,43
Si (South-East Asia)	0,22
Si (South-East Asia)	0,62
Кварц (General Optics, США)	0,37
Кварц (General Optics, США)	0,33
Кварц (Композит, Москва)	0,32
Cr/Sc МИС на Si (ИФМ РАН, Н. Новгород)	0,36
Сигалл (Edmund Industrial Optics, США)	0,53
Сапфир (ИК РАН, Москва)	0,20

керамики с минимальным температурным коэффициентом линейного расширения,  $\text{TKLP} \approx 10^{-8} \text{ К}^{-1}$ ) [93], плавленый кварц (наиболее распространённый материал для рентгенооптики,  $\text{TKLP} \approx 10^{-7} \text{ К}^{-1}$ ) и многослойная структура Cr/Sc. Последняя обладает такими уникальными свойствами, как сохранение исходной шероховатости подложек, возможность химического съёма без ухудшения поверхности подложки, управляемое изменение механических напряжений как по величине, так и по знаку путём регулирования соотношения толщин слоёв Cr и Sc в периоде [94].

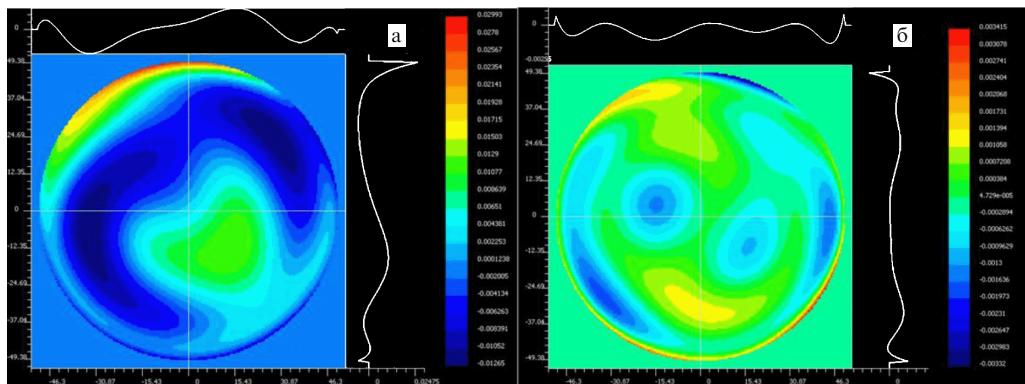
В настоящее время, по нашим данным, всем циклом технологий (метрология, суперполировка и коррекция формы), необходимых для создания подложек и проекционных объективов сверхвысокого разрешения, обладают компании ZEISS (ФРГ) и частично General Optics (США) и Nikon (Япония). В лабораторном варианте эта технология развита в ИФМ РАН (Россия). Лучшие результаты, достигнутые при полировании подложек для оптических (рентгенооптических) приложений приведены в табл. 3. Измерения проводились в ИФМ РАН методами атомно-силовой микроскопии (ACM) и диффузного рассеяния жёсткого рентгеновского излучения в диапазоне пространственных частот шероховатостей  $0,02 - 64 \text{ мкм}^{-1}$ . Кросс-тесты шероховатостей ряда под-

ложек, проведённые в компании Rigaku Innovative Technologies, Inc. (Япония), полностью подтвердили результаты, полученные в ИФМ РАН. Как видно из таблицы, минимальные шероховатости 0,2 нм были получены на полированных монокристаллических пластинах кремния (100), произведённых в Юго-Восточной Азии, и на сапфировых подложках, изготовленных в Институте кристаллографии (ИК) РАН. Технология полирования плавленого кварца, разработанная совместно ОАО "Композит" (Москва) и ИФМ РАН, находится на самом передовом мировом уровне.

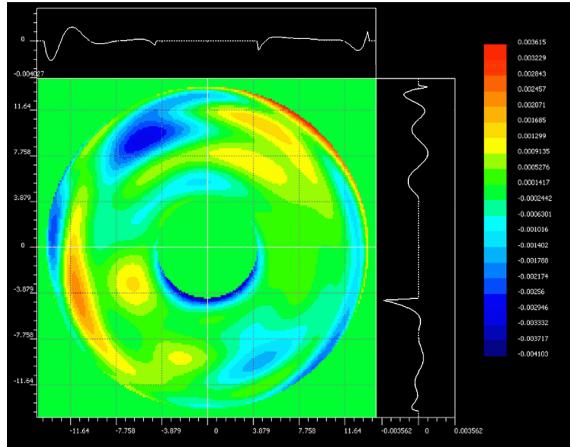
Развитые методы прецизионной коррекции формы поверхностей представляют и самостоятельный интерес, например, когда нужно изготовить прецизионные по форме эталонные поверхности для стандартных интерферометров. На рисунке 9 показан результат коррекции локальных отклонений от ближайшей сферы вогнутой сферической поверхности диаметром 130 мм с числовая апертурой  $\text{NA} = 0,25$ . Исходно отклонение поверхности от идеальной сферы характеризовалось максимальным размахом  $P-V = 42,6 \text{ нм}$  ( $P-V$  — peak to valley, пик — долина) и среднеквадратическим отклонением  $\text{RMS} = 7,3 \text{ нм}$ . После коррекции значение  $\text{RMS}$  было улучшено практически на порядок и составило 0,6 нм,  $P-V = 7,3 \text{ нм}$ . Итерационный процесс коррекции может быть продолжен и ошибка формы существенно уменьшена.

Лабораторная технология изготовления многослойных зеркал с асферической формой поверхности, выполненной с субнанометровой точностью, была развита в ИФМ РАН для изготовления элементов рентгеновских космических телескопов и проекционного объектива нанолитографа на длине волн 13,5 нм. В ряде задач, характерных, например, для рентгеновской астрономии, максимальное отклонение асферической поверхности от ближней сферы не очень велико,  $\approx 0,5 \text{ мкм}$ . Но при этом поверхность подложки для многослойного зеркала должна быть сверхгладкой и выполнена с нанометровой точностью. В этом случае наиболее простой путь создания подложки включает изготовление ближней сферической подложки со сверхгладкой поверхностью, которая затем асферизуется методом локальной плёночной или локальной ионно-пучковой коррекции формы.

При изготовлении оптических элементов объективов для схем проекционной ЭУФ-нанолитографии или МР-микроскопов величина отклонения формы асферической



**Рис. 9.** Результат коррекции локальных отклонений от ближайшей сферы поверхности вогнутой сферической подложки диаметром 130 мм с числовая апертурой  $\text{NA} = 0,25$ : (а) исходная карта ( $P-V = 42,6 \text{ нм}$ ,  $\text{RMS} = 7,3 \text{ нм}$ ) и (б) после 12 коррекций ( $P-V = 7,3 \text{ нм}$ ,  $\text{RMS} = 0,6 \text{ нм}$ ).



**Рис. 10.** Карта поверхности асферического зеркала с числовой апертурой  $NA = 0,3$  и максимальным отклонением от ближайшей сферы 6,6 мкм, изготовленного в ИФМ РАН для ЭУФ-нанолитографа. Максимальный размах отклонений профиля от расчётного  $P-V = 7,7$  нм, RMS = 0,9 нм.

поверхности от ближней сферы составляет единицы и десятки микрометров. В таких случаях, как правило, изготавливают сверхгладкую поверхность с формой, по возможности наиболее близкой к требуемой, а затем при постоянном контроле формы и шероховатости проводится операция прецизионной коррекции поверхности. На рисунке 10 приведена карта отклонений формы поверхности от расчётной для асферического вогнутого зеркала ЭУФ-нанолитографа, изготовленного в ИФМ РАН. Числовая апертура зеркала  $NA = 0,3$ , максимальное отклонение от ближайшей сферы составляет 6,6 мкм. Максимальный размах отклонений профиля от расчётного  $P-V = 7,7$  нм, RMS = 0,9 нм [95].

Были найдены режимы травления плавленого кварца низкоэнергетическими ионами, при которых не наблюдается развития шероховатостей поверхности при травлении до глубины более 10 мкм. Этот факт открывает перспективы прямой асферизации исходно сферических подложек ионными пучками, минуя стадию механического полирования "малым инструментом" или точением. Такой способ асферизации должен существенно улучшить шероховатость поверхности в среднечастотном диапазоне [93]. Технология асферизации атомарно гладких поверхностей методом ионно-пучкового травления — технология ближайшего будущего.

В заключение можно отметить, что изготовление прецизионных оптических элементов и оптических систем МР- и ЭУФ-диапазонов в ИФМ РАН базируется на созданном технолого-измерительном комплексе, который включает светосильный интерферометр с дифракционной волной сравнения, методики и оборудование для измерения шероховатостей и коррекции формы поверхностей, а также технологии нанесения и рефлектометрию на рабочих длинах волн многослойных зеркал на весь диапазон МР- и ЭУФ-излучения.

## 5. Применения сверхточной рентгеновской оптики

В этом разделе мы рассмотрим некоторые наиболее интересные, с нашей точки зрения, применения прецизионной многослойной оптики в МР- и ЭУФ-диапазонах,

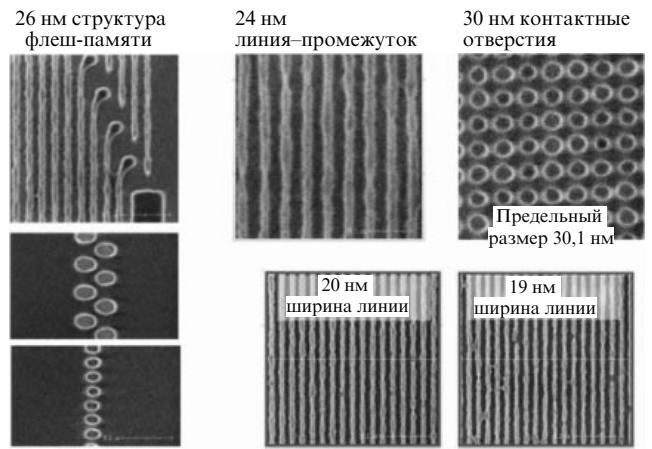
в частности, проекционную ЭУФ-нанолитографию, рентгеновскую микроскопию, астрономию и формирование сверхсильных электромагнитных полей рентгеновского диапазона. Однако такой выбор направлений очень условен, так как прецизионные оптические системы на основе элементов со сверхгладкими поверхностями, т.е. с аномально низким рассеянием и формой (в том числе и асферической), выполненной с субнанометровой точностью, могут представлять интерес для любого спектрального диапазона. Например, к таким применению можно отнести объективы литографов глубокого ультрафиолетового диапазона ( $\lambda = 193$  нм) с разрешением до 20–30 нм или оптические системы для космических наблюдений земной поверхности с высоким разрешением, создание эталонной базы следующего поколения с точностью, на 1–2 порядка превышающей существующие эталоны традиционных интерферометров, и др.

### 5.1. Проекционная нанолитография

В настоящее время признано, что проекционная ЭУФ литография на длине волны  $\lambda = 13,5$  нм наиболее рентабельна для массового изготовления современных интегральных схем. И хотя есть ещё ряд нерешённых технических проблем, ожидается, что в течение 2012–2013 гг. по этой технологии начнётся производство микросхем с минимальными размерами элементов 22 нм [15]. В перспективе при увеличении числовой апертуры объектива размеры элементов могут быть уменьшены до 10 нм, а при дальнейшем уменьшении рабочей длины волны излучения, например, до  $\lambda = 6,7$  нм — и до 8 нм.

Одним из важнейших факторов, определяющих развитие коротковолновой нанолитографии, является прогресс в области изготовления сверхточной оптики. К настоящему времени в мире работают три стенда проекционной нанолитографии, прототипы промышленных установок ( $\alpha$ -tools), обеспечивающие разрешение линий до 22 нм и кружков — до 32 нм (рис. 11) [96, 97]. Для изучения фоторезистов и отработки процессов ЭУФ-литографии используется несколько стендов с двухзеркальными проекционными объективами с повышенной до  $NA = 0,3$  числовой апертурой [98].

Требования к элементам изображающей оптики и к оптическим системам вытекают из разрешения сканера



**Рис. 11.** Топологические рисунки, полученные методом проекционной ЭУФ-литографии с помощью шестизеркального нанолитографа (из работы [96]).

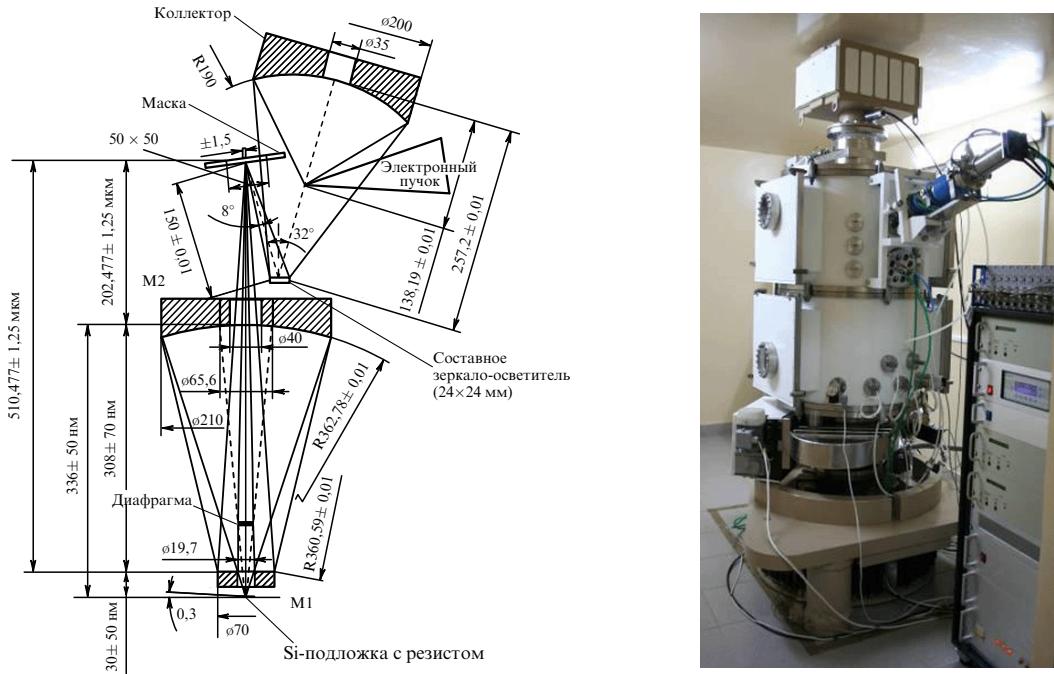


Рис. 12. Оптическая схема и фотография нанолитографа-мультиплексора, разработанного в ИФМ РАН.

(16–22 нм). По оценкам, допустимая деформация волнового фронта, прошедшего через проекционный объектив, не должна превышать 0,6–0,9 нм. Учитывая независимый характер ошибок различных зеркал в объективе, для шестизеркального объектива допустимая ошибка формы асферической поверхности каждого зеркала составляет  $\approx 0,3$ –0,4 нм.

Рассмотрим основные принципы построения ЭУФ-нанолитографа на примере разработанного и изготовленного в ИФМ РАН в 2010 г. в рамках контракта с Госкорпорацией "Росатом" стенда нанолитографа-мультиплексора с рабочей длиной волны 13,5 нм и расчётным разрешением 30 нм [99]. Оптическая схема и фотография нанолитографа представлены на рис. 12. В качестве источника излучения альтернативно применяются или специально разработанная разборная рентгеновская трубка, или лазерно-плазменный источник. Излучение в спектральной области  $\lambda \approx 13,5$  нм собирается в телесном угле  $\approx 1,2$  ср сферическим коллектором с отражающим многослойным покрытием Mo/Si. Отражённое от зеркала-коллектора излучение падает на зеркало-осветитель, состоящее из 25 минизеркал с отражающими покрытиями Mo/Si, которое формирует на маске размером  $3 \times 3$  мм излучение с равномерным распределением интенсивности. Свойства и способ изготовления зеркала-осветителя подробно описаны в [100].

Маска представляет собой многослойное зеркало Mo/Si, покрытое слоем, поглощающим излучение 13,5 нм. В поглощающем слое методами электронной литографии и плазмо-химического травления вскрыты окна с требуемым рисунком. Уменьшенное в отношении 1:5 изображение рисунка на маске с помощью проекционного объектива формируется на пластине с фотрезистом.

Проекционный объектив разработан по схеме Шварцшильда и состоит из двух асферических зеркал — выпуклого M1 и вогнутого M2. Асферическая форма зеркал обеспечивает поле зрения объектива на маске

$3 \times 3$  мм. (В данном случае под полем зрения понимается область на маске, которая передаётся проекционным объективом с разрешением 30 нм.) Подробнее о свойствах объектива и способах его изготовления и аттестации волновых aberrаций см. в [85, 95].

После облучения части пластины с фотрезистом необходимой дозой излучения (для массового производства планируется доза  $5$ – $10$  мДж  $\text{см}^{-2}$ ) пластина с фотрезистом и, при необходимости, маска с помощью 2D-столов могут переместиться, и процесс засветки может быть повторён. В настоящее время в описываемой схеме отсутствует система согласованного сканирования пластины с фотрезистом и маски, так что нанолитограф работает в режиме мультиплексора, т.е. формируетсяnanoструктура и затем этот рисунок может мультиплексироваться на пластине на больших площадях.

Глубина резкости объектива составляет около 100 нм, поэтому качество изображения предельно чувствительно к отклонениям расстояний между элементами оптической схемы нанолитографа, что автоматически накладывает жёсткие ограничения на плоскость поверхности маски и пластины с фотрезистом. Особенно остро эта проблема стоит для полупроводниковой пластины в силу недостаточной её жёсткости при толщине 0,5–1 мм. В описываемой проекционной схеме плоскость достигается электростатическим поджимом пластины к стеклянной подложке, у которой отклонение от плоскости составляет не более 30 нм.

Для обеспечения изображения дифракционного качества положение ряда оптических элементов в проекционной схеме относительно друг друга должно контролироваться с погрешностью  $\pm 50$  нм или в относительных единицах  $\sim 10^{-7}$  от номинальных значений (см. рис. 12). Например, если в качестве конструкционного материала использовать инвар с  $\text{TKLP} \approx 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ , то для удовлетворения этого условия требуется температурная стабилизация схемы на уровне  $0,1^\circ\text{C}$ . На практике удовлетворить этому условию чрезвычайно трудно из-за локаль-

ногого тепловыделения при работе различных узлов нанолитографа. Поэтому, в отличие от традиционных объективов, когда оптические элементы (линзы) собираются в сборку, юстируются однократно и далее закрепляются в своих рабочих положениях, в объективах для МР- и ЭУФ-излучения, наряду с общим термостатированием проекционной схемы, необходим постоянный контроль положения зеркал и их юстировка в процессе работы. В данном нанолитографе эта проблема решается за счёт установки датчиков положения на оптические элементы, а сопряжённых им элементов (в нашем случае это ответные обкладки ёмкостных датчиков положения) — на колонны, изготовленные из специальной оптической керамики (сигалла) с  $T_{KL} \approx 2 \times 10^{-8} \text{ K}^{-1}$ .

Для контроля и удержания положения маски и пластины с фоторезистом на нанометровом уровне разработана специальная система — автофокус, принцип работы которой широко используется для контроля отклонения кантителевера атомно-силового микроскопа и основан на регистрации отражённого излучения 4-секционным полупроводниковым диодом. В зависимости от смещения пластины сигналы с секторов диода перераспределяются между собой.

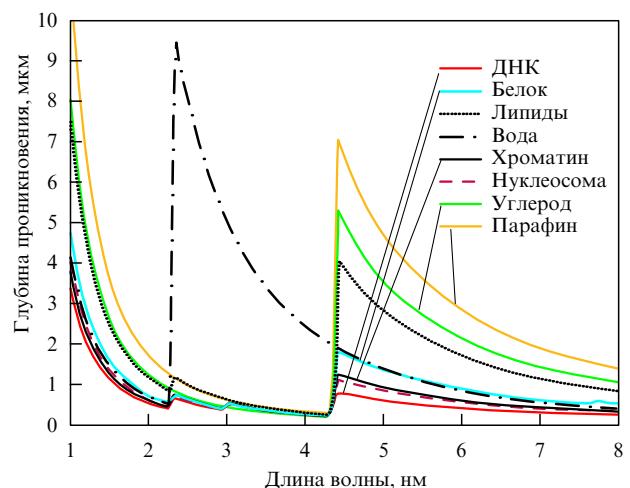
Для защиты оптической схемы от вибраций стенд оснащён различными ступенями подавления вибраций. В настоящее время стенд запущен и начаты работы по получениюnanoструктур методом проекционной ЭУФ-литографии.

В последнее время с целью дальнейшего повышения разрешающей способности до  $\approx 8 \text{ nm}$  обсуждается рабочая длина волны литографов в окрестности  $\lambda \approx 6,7 \text{ nm}$  [14, 15, 72]. Активно проводятся исследования, направленные на изучение принципиальной возможности создания эффективной многослойной оптики и соответствующих источников излучения для спектральной области 6,7 nm. При этом понятно, что двукратное уменьшение длины волны потребует совершенствования методов изготовления и тестирования оптики с целью также двукратного увеличения точности формы. Нерешённой является проблема достижения высоких коэффициентов отражения лантансодержащих многослойных интерференционных структур [69, 101].

## 5.2. Рентгеновская микроскопия

Помимо высокого пространственного разрешения, связанного с короткой длиной волны излучения, рентгеновская микроскопия имеет ряд уникальных преимуществ по сравнению с другими видами микроскопии. Одним из основных является высокий абсорбционный контраст, связанный с тем, что на эту область длин волн приходятся К-края поглощения лёгких элементов (O, N, C), составляющих основу жизни, и L-края K, Ca — элементов, играющих ключевую роль при формировании твёрдых тканей.

На рисунке 13 приведены спектральные зависимости глубины проникновения излучения для основных биологических субстанций: ДНК, белок, жиры, вода и др. [102]. Из графиков видно, что, во-первых, вода достаточно прозрачна в диапазоне длин волн 2–4 nm, что позволяет изучать образцы толщиной до нескольких десятков микрометров. Во-вторых, длины прохождения для белков и других органических веществ, наоборот, составляют доли микрометров, что обеспечивает высокую чувствительность к малым включениям, содержащим



**Рис. 13.** Спектральная зависимость глубины проникновения, на которой интенсивность уменьшается в  $e$  раз, для МР-излучения различных органических соединений и воды. Рисунок взят из [108].

углерод, и соответственно наблюдается хороший контраст рентгеновских изображений.

В области длин волн больше 4,4 nm, до K-края поглощения углерода (углеродное окно), высокий контраст изображений биологических образцов наблюдается в парафине. Это свойство востребовано при гистологических исследованиях, когда исследуемый образец помещается (герметизируется) в парафин и может быть в сохранности доставлен до места диагностики.

Уникальным свойством МР-микроскопии является возможность изучать "живые" образцы, помещённые в специальные кюветы, при нормальном давлении, что достигается благодаря довольно высокой прозрачности воздуха (длина поглощения порядка 1 mm).

Вследствие резонансного характера поглощения излучения биологическими образцами требуемая доза (критерий необходимой дозы для наблюдения объектов произвольной формы — превышение в пять раз числа событий в объекте над шумами в матрице) на 5–7 порядков меньше, чем при нерезонансном характере взаимодействия, например, при использовании традиционной электронной или рентгеновской микроскопии [19]. Столь значительное уменьшение дозы применительно к микроскопии биологических объектов означает, что разрешение 50 nm можно получить даже для живых объектов. При таком разрешении мы находимся где-то около допустимого для клеток предела дозы  $\approx 10^5$  Гр. При этом температура образца повысится примерно на 25°. С использованием заморозки образцов можно уверенно изучать органические материалы с разрешением 10 nm и менее.

Наличие скачков поглощения в данном диапазоне позволяет обнаружить и идентифицировать отдельные элементы, например калий (L-край поглощения 4,2 nm) и кальций (L-край поглощения 3,5 nm), регистрируя изображения на двух длинах волн, до и после края поглощения выбранного элемента. Таким образом, то, что действительно невозможно для традиционной рентгеновской и электронной микроскопии, становится реальностью в мягком рентгене.

До последнего времени большинство работ по микроскопии в МР-диапазоне проводилось с использо-

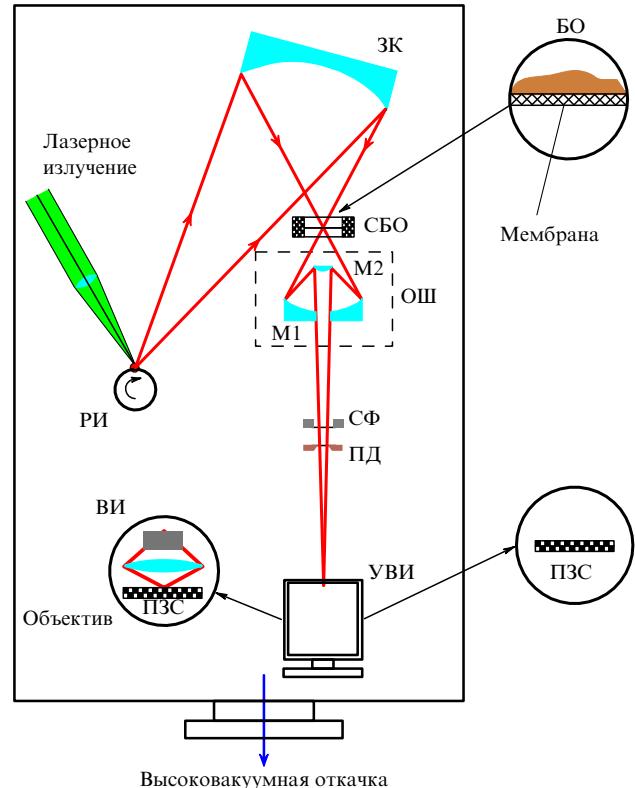
ванием ЗПФ в качестве конденсора и изображающего элемента по схеме, предложенной в [103]. В разделе 2 отмечались основные недостатки применения ЗПФ для этих целей, в частности, их низкая эффективность, малая числовая и геометрическая апертура, следствием чего являются большая глубина фокуса ( $DOF = \lambda/NA^2 \approx 300$  нм для  $\lambda = 3$  нм и  $NA = 0,1$ ) и малое фокусное расстояние (сотни микрометров), препятствующее изучению образцов в специальных кюветах [104]. Всё это сильно ограничивает внедрение мягкой рентгеновской микроскопии в лабораторную практику.

С развитием технологии синтеза МИС с ультракороткими периодами, которые могут работать при нормальных углах падения в области длин волн  $\lambda > 2,3$  нм, появилась альтернатива зонным пластинкам для построения изображений с высоким пространственным разрешением. Простейшей проекционной схемой для построения изображений является объектив Шварцшильда, в классическом варианте состоящий из двух сферических зеркал (выпуклое и вогнутое) с нанесёнными на их поверхность МИС, коэффициент отражения которых оптимизирован на рабочую длину волн. В такой схеме в двухзеркальном объективе можно добиться компенсации осевых aberrаций пятого порядка [105].

Несмотря на то что работы с зеркальными рентгеновскими микроскопами идут уже довольно давно [106–108], достигнутое пространственное разрешение на уровне долей микрометра всё ещё заметно уступает микроскопам на основе ЗПФ. Как отмечалось ранее, основной причиной этого является отсутствие технологий изготовления подложек с требуемой, на уровне  $RMS < 0,1\text{--}0,30$  нм, точностью формы.

Схема проекционного рентгеновского микроскопа с двухзеркальным объективом приведена на рис. 14. Излучение источника с помощью зеркала — коллектора нормального падения с многослойным отражающим покрытием — фокусируется на исследуемом образце. Апертура коллектора определяется из условия согласования поля зрения, входной угловой апертуры объектива и размера источника излучения. Исследуемый образец устанавливается в предметную плоскость объектива. В плоскости изображения располагается устройство визуализации изображения УВИ (детектор). В зависимости от разрешения объектива рассматриваются две системы визуализации изображения. Слева на рис. 14 показан визуализатор изображения (ВИ), представляющий собой прозрачную тонкую пластину, на которую нанесён тонкий слой сцинтиллятора, преобразующего рентгеновское излучение в видимое. Изображение на сцинтилляторе с помощью светосильного оптического объектива с увеличением переносится на оптическую ПЗС-матрицу, где регистрируется, оцифровывается и в режиме реального времени передаётся в компьютер. Второй вариант визуализации изображений, показанный справа, представляет собой прямую регистрацию рентгеновских изображений на ПЗС-камеру. Этот вариант требует рентгеновского объектива с увеличением в сотни раз.

Для повышения контраста изображения возможно получение разностной картины от одновременных изображений на двух длинах волн, в максимуме и в минимуме поглощения выбранного элемента. Например, на сопряжённые половинки зеркал М1 и М2 наносятся МИС с различными резонансными длинами волн в максимуме поглощения углерода на длине волн  $\lambda_1 \leq 4,37$  нм и в



**Рис. 14.** Схема проекционного рентгеновского микроскопа. РИ — источник рентгеновского излучения, ЗК — зеркало-коллектор, СБО — трёхкоординатный стол с биологическим образцом, ПД — полевая диафрагма, БО — исследуемый биологический образец, ОШ — объектив Шварцшильда, образованный зеркалами М1 и М2, СФ — спектральный фильтр, УВИ — устройство визуализации изображения, ВИ — визуализатор изображения, ПЗС — оптическая или рентгеновская ПЗС-матрица с обратной подсветкой.

минимуме поглощения  $\lambda_2 \geq 4,4$  нм. Для каждого химического элемента необходимо иметь свой объектив, а несколько таких объективов может быть размещено на "револьверной" головке.

В таблице 4 показаны расчётные характеристики периодических многослойных зеркал, оптимизированных для обнаружения атомов кальция, калия, углерода и азота. В скобках указаны значения длин волн, соответствующие максимуму ( $\lambda_{max}^{abs}$ ) и минимуму ( $\lambda_{min}^{abs}$ ) поглощения. Приведены данные как для идеальных структур (шероховатость  $\sigma = 0$ ), так и для более реального значения  $\sigma = 0,3$  нм. Из таблицы 4 видно, что замена хрома на кобальт примерно в 1,5 раза увеличивает интегральный коэффициент отражения МИС. Здесь же приведены допустимые отклонения толщины периодов МИС от номинальных значений ( $\Delta d$ ), соответствующие сдвигу максимума отражения на половину ширины брэгговского пика. По абсолютной величине отклонения величины периода составляют сотую долю нанометра и менее.

С точки зрения технологии, с учётом сферичности или асферичности поверхности подложки и градиентного распределения периода по поверхности (в каждой точке падения излучения на зеркало должно выполняться условие Брэгга), напыление такой структуры представляет собой очень сложную задачу. В случае двухзеркального объектива требования к точности распределения периода по поверхности и по глубине структуры ещё

**Таблица 4.** Расчётные характеристики периодических многослойных зеркал, оптимизированных для обнаружения атомов кальция, калия, углерода и азота

$\lambda$ , нм	МИС	$d$ , нм	$\sigma = 0$				$\sigma = 0,3$ нм			
			$R$ , %	$\Delta\lambda$ , нм	$\lambda/\Delta\lambda$	$\Delta d$ , нм	$R$ , %	$\Delta\lambda$ , нм	$\lambda/\Delta\lambda$	$\Delta d$ , нм
$\text{Ca } (\lambda_{\max}^{\text{abs}} \approx 3,52 \text{ нм}, \lambda_{\min}^{\text{abs}} \approx 3,60 \text{ нм})$										
3,52	Cr/Sc	1,765	30	0,016	220	0,008	12	0,014	250	0,007
3,52	Co/Sc	1,765	36	0,020	176	0,01	15	0,016	220	0,008
$\text{K } (\lambda_{\max}^{\text{abs}} \approx 4,21 \text{ нм}, \lambda_{\min}^{\text{abs}} \approx 4,27 \text{ нм})$										
4,25	Cr/Sc	2,14	36	0,020	212	0,01	13,6	0,019	223	0,01
4,25	Co/Sc	2,14	29	0,030	142	0,015	16	0,026	163	0,013
$\text{C } (\lambda_{\max}^{\text{abs}} \approx 4,33 \text{ нм}, \lambda_{\min}^{\text{abs}} \approx 4,45 \text{ нм})$										
4,33	Co/Sc	2,18	29	0,31	137	0,016	16	0,029	150	0,014
4,45	Co/C	2,23	45	0,34	131	0,017	27,5	0,030	150	0,015
$\text{N } (\lambda_{\max}^{\text{abs}} \approx 2,99 \text{ нм}, \lambda_{\min}^{\text{abs}} \approx 3,10 \text{ нм})$										
2,99	Co/Ti	1,50	30	0,0125	240	0,006	8,5	0,01	300	0,005
3,12	Co/Sc	1,56	56	0,0185	169	0,009	26	0,012	260	0,006

более возрастают, так как каждой точке на поверхности зеркала соответствует конкретная точка на поверхности другого зеркала, а величины периодов в каждой точке чётко заданы. То есть, кроме точного закона распределения периода по поверхности каждого зеркала, требуется и выполнение абсолютной величины периода в каждой точке поверхности на уровне 0,1 %.

Так как требования к спектральной полосе пропускания зеркального микроскопа существенно ниже, чем в случае ЗПФ, то можно существенно расширить полосу пропускания и соответственно интегральные коэффициенты отражения зеркал за счёт апериодического распределения толщины плёнок по глубине МИС [109]. Уширение кривой отражения приводит и ко второму позитивному эффекту — снижению требований к точности напыления МИС. На наш взгляд, применение строгих алгоритмов по оптимизации состава апериодических структур позволит существенно увеличить их эффективность и снизить требования к точности толщин напыляемых плёнок.

Строгие расчёты оптических характеристик двухзеркального объектива Шварцшильда, образованного сферическими зеркалами, показывают, что при больших числовых апертурах ( $NA \approx 0,3 - 0,5$ ) и больших увеличениях (100–300) даже компенсация aberrаций пятого порядка оказывается недостаточной для получения разрешения на уровне дифракционного предела. Для решения данной проблемы достаточно асферизации формы одного из зеркал объектива, причём отклонение асферической поверхности от идеальной сферы не превышает 500 нм.

Для оценки эффективности регистрации изображений с помощью детектора для различных видов микроскопов, определяемой как число фотонов, приходящихся на пиксель ПЗС-камеры, можно записать сигнал детектора  $I_d(\lambda)$  в виде

$$I_d(\lambda) = N_{\text{ph}} I_1 = S \Omega_c \int R_c(\lambda) R_{\text{об}}(\lambda) d\lambda,$$

где  $N_{\text{ph}}$  — число фотонов, падающих на детектор,  $I_1$  — ток детектора, вызванный фотоном,  $S$  — произведение чувствительности детектора и эмиссионной характеристики источника излучения в единичный телесный угол и спектральный диапазон, выраженные в соответственно в  $\text{A Bt}^{-1}$  и  $\text{Bt}$  (ср на 1 нм) $^{-1}$ ,  $\Omega_c$  — телесный угол сбора фотонов коллектором,  $R_c$  и  $R_{\text{об}}$  — параметры элементов изображающей оптики, в случае ЗПФ — коэффициенты пропускания излучения, а в случае зеркальной оптики — коэффициенты отражения многослойных зеркал коллектора и объектива. В случае двухзеркального объектива его эффективность определяется произведением коэффициентов отражения зеркал.

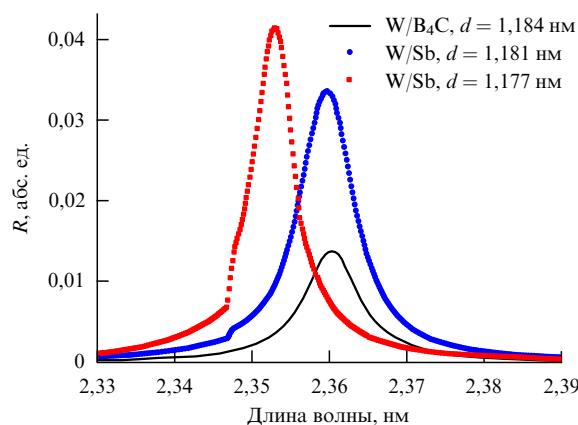
Результаты оценки эффективности регистрации изображений для рентгеновских микроскопов на основе двух ЗПФ [40] и на основе зеркальной оптики приведены в табл. 5, из которой видно, что при рабочих длинах волн  $\lambda > 3$  нм зеркальные микроскопы имеют большую эффективность. Это объясняется их большей геометрической и угловой апертурой, а также большими пиковыми и интегральными коэффициентами отражения. К тому же можно отметить, что при расчётах эффективности зеркальных микроскопов брались уже созданные МИС, которые в большинстве случаев оптимизировались под другие задачи. Например, если вместо W/B<sub>4</sub>C применить МИС на основе W/Sb, технологическая возможность изготовления которых была продемонстрирована в ранней работе [110], то, как показывают расчёты (рис. 15), эффективность зеркального микроскопа на длине волны  $\lambda = 2,3$  нм вырастет почти на два порядка, что приблизит её к эффективности ЗПФ-микроскопа, и она даже превысит его эффективность в случае работы микроскопа в контактном и сканирующем режиме.

Большие диаметры зеркал позволяют значительно, до сотен миллиметров, отодвинуть первый оптический элемент и исследуемый образец от источника излучения, что является критически важным при работе с лабораторными источниками излучения (лазерная плазма,

**Таблица 5.** Расчётные характеристики лабораторных микроскопов на основе асферической многослойной оптики и зонных пластин

$\lambda$ , нм	Тип микроскопа	NA	$\delta_x$ , нм	$\Omega_c$ , ср	$I$	$G = I_{MC}/I_{3P}$
2,36	ПЗП	0,079	18	$2,2 \times 10^{-3}$	$2,6 \times 10^{-8}$	$1,6 \times 10^{-3}$
	ПМС	0,3	10	$3,1 \times 10^{-2}$	$4,2 \times 10^{-11}$	
	КЗП	0,079	10	$2,2 \times 10^{-3}$	$9,2 \times 10^{-7}$	
	КМС	0,079	10	$2,2 \times 10^{-3}$	$1,2 \times 10^{-7}$	0,13
	СЗП	0,079	20	$8,8 \times 10^{-9}$	$1,1 \times 10^{-13}$	
	СМС	0,3	18	$1,27 \times 10^{-7}$	$2,5 \times 10^{-14}$	0,23
3,14	ПЗП	0,105	18	$2,2 \times 10^{-3}$	$2,6 \times 10^{-8}$	11
	ПМС	0,3	10	$3,1 \times 10^{-2}$	$2,9 \times 10^{-7}$	
	КЗП	0,079	10	$2,2 \times 10^{-3}$	$9,2 \times 10^{-7}$	
	КМС	0,079	10	$2,2 \times 10^{-3}$	$2,9 \times 10^{-6}$	3,2
	СЗП	0,079	18	$8,8 \times 10^{-9}$	$1,1 \times 10^{-13}$	
	СМС	0,3	18	$1,27 \times 10^{-7}$	$1,1 \times 10^{-11}$	100
4,47	ПМС	0,3	10	$3,1 \times 10^{-2}$	$1,7 \times 10^{-6}$	64

Обозначения: ПМС — проекционный зеркальный микроскоп, ПЗП — проекционный на основе ЗПФ, КМС — контактный зеркальный, КЗП — контактный на основе ЗПФ, СМС — сканирующий зеркальный и СЗП — сканирующий на основе ЗПФ.  $\delta_x$  — разрешение; NA — числовая апертура;  $\Omega_c$  — телесный угол коллектора, собирающего излучение из источника;  $I$  — сигнал детектора;  $G$  — отношение эффективностей микроскопов на основе МИС и ЗПФ.

**Рис. 15.** Сравнение спектральных характеристик W/B<sub>4</sub>C и W/Sb МИС в окрестности  $\lambda = 2,3$  нм. Шероховатость  $\sigma = 0,24$  нм.

разряд в газе), продукты эрозии которых (капли материала, быстрые ионы и нейтральные частицы, горячие электроны) могут повредить образцы. Большие числовые апертуры и фокусные расстояния зеркальных объективов позволяют достигать пространственного разрешения до единиц нанометров в спектральной области 3–10 нм. Кроме того, из-за большой числовой апертуры глубина фокуса зеркального объектива может достигать  $\approx 20$  нм, что позволяет, перемещая образец вдоль оси, восстановить трёхмерное изображение объекта с разрешением лучше 20 нм.

Таким образом, разработка и применение высокоразрешающих зеркальных объективов открывают новые возможности в мягкой рентгеновской микроскопии, в том числе и при изучении "живых" биологических объектов. Это стало возможным благодаря прорывным

результатам, полученным в последние годы в метрологии и изготовлении сверхточных оптических элементов и систем с волновыми aberrациями субнанометрового уровня, а также в нанесении высокоотражающих многослойных интерференционных короткопериодных структур с компенсированными внутренними напряжениями.

Важно отметить, что микроскопия "на отражение" может позволить существенно продвинуться в решении сложной практической проблемы — выявления дефектов многослойных mask-blank (многослойных зеркал с необходимыми барьерными слоями, предназначенных для последующего формирования на их поверхности увеличенной топологии микросхемы) и дефектов уже готовых масок для нанолитографии на длинах волн 13,5 и 6,7 нм. Проблема заключается в том, что требуется обнаружение дефектов с минимальным размером от 30 нм. Причём из-за того, что в отражении участвует многослойная структура, дефекты могут быть как поверхностными, так и объёмными. Поверхностные дефекты могут быть обнаружены традиционными методами, вплоть до рассеяния света (в случае mask-blank). Однако объёмные дефекты, например, локальные нарушения интерференционной структуры, связанные с наличием кластеров размером в доли—десятка нанометров на поверхности подложки или в многослойных покрытиях, далеко не всегда могут быть обнаружены методами традиционной атомно-силовой или электронной микроскопии.

Микроскопия дефектов "на отражение" является "прямым" методом, так как изучается отражение от маски излучения на рабочей длине волны в условиях, аналогичных нанолитографии. Для построения изображений можно использовать и ЗПФ, однако зеркальная оптика предпочтительна не только по эффективности отражения, но и из-за большего поля зрения при использовании асферической оптики. Последнее очень важно,

так как на практике необходимо учитывать и производительность процесса дефектоскопии, поскольку маски имеют довольно большие площади,  $\approx 200 \text{ см}^2$ .

В заключение раздела можно отметить появившиеся в последнее время работы по рентгеновской микроскопии конденсированного вещества с использованием резонансного характера взаимодействия излучения с веществом. Суть этой методики заключается в том, что при наличии анизотропии свойств материала (например, намагниченность среды или электрическая поляризация) из-за сдвигов энергетических уровней атомов в области краев поглощения материала появляется зависимость коэффициента поглощения среды от поляризации излучения. Иными словами, абсорбционный контраст может наблюдаться в химически однородном материале. В частности, можно отметить пионерскую работу по наномагнетизму, в которой с использованием явления магнитного дихроизма удалось наблюдать формирование доменов в плёнке  $(\text{Co}_{0,83}\text{Cr}_{0,17})_{87}\text{Pt}_{13}$ , восстановить с пространственным разрешением 15 нм карту магнитных моментов и динамику доменных стенок в зависимости от приложенного магнитного поля [20].

Так как эффект носит общий характер и справедлив для всех структурированных сред с анизотропией оптических констант, благодаря нанометровому пространственному разрешению и относительно высокой проникающей способности излучения в вещество, то этот метод открывает уникальные возможности по изучению "nanoэлектромагнетизма".

### 5.3. Рентгеновская астрономия

Ещё одна область, в которой принципиально применение прецизионной рентгеновской оптики, — это астрофизические исследования короны Солнца. Исследование Солнца представляет особый интерес, так как Солнце является единственной звездой, которую человечество может досконально и в реальном времени изучать с высоким пространственным и временным разрешением. Помимо чисто научного характера изучения физических явлений и процессов, протекающих в глубине и на поверхности звёзд, в последнее время эти исследования приобрели и колossalное практическое значение, так как процессы, связанные с энерговыделением в короне Солнца, определяют состояние межпланетной и, в частности, околосземной среды. Они дают основной вклад в повышение радиационного фона, во многом определяют состояние магнитосферы, ионосферы и верхних слоёв атмосферы Земли и, таким образом, влияют на техногенную деятельность человека. Поэтому исследование короны важно для изучения солнечно-земных связей, выработки прогноза геоэффективных событий и их возможных последствий. Эта область исследований бурно развивается в последнее время и носит название "космическая погода" [111].

Одним из основных методов изучения структуры и динамики плазменных образований в короне Солнца является изображающая спектроскопия МР- и ЭУФ-диапазонов в линиях многозарядных ионов. При этом ключевым звеном для решения целого ряда фундаментальных задач физики Солнца, в частности проблемы нагрева солнечной короны, проблемы триггеров солнечных вспышек и выбросов вещества и других, является пространственное разрешение, которое, по мнению астрофизиков, должно быть на уровне нескольких сотен

километров, что соответствует угловому разрешению на уровне  $0,1'' - 0,15''$  [112].

За последние 20 лет пространственное разрешение и чувствительность рентгеновских телескопов многократно улучшились, что в значительной мере связано с применением многослойных рентгеновских зеркал нормального падения. В этой связи следует отметить, что прототипом современных рентгеновских телескопов стал телескоп ТЕРЕК, в котором впервые была применена комбинация многослойных рентгеновских зеркал и высокочувствительных цифровых детекторов на основе электронно-оптических усилителей изображения и ПЗС-матриц [113]. И телескоп ТЕРЕК, и все последующие российские телескопы были оснащены многослойной рентгеновской оптикой, разработанной и изготовленной в ИФМ РАН. В частности, многослойные зеркала с асферическими поверхностями диаметром 100 мм, на основе которых в проекте "КОРОНАС-ФОТОН" был изготовлен телескоп ТЕСИС, позволили получить пространственное разрешение, близкое к размеру одного пикселя ПЗС-матрицы, что соответствовало угловому разрешению около одной угловой секунды. На рисунке 16 показан пример изображения короны Солнца на длине волны 30,4 нм, полученного в 2009 г. в рамках эксперимента ТЕСИС [114].

Среди солнечных экспериментов, работы над которыми ведутся в настоящее время, можно выделить создание обсерватории сверхвысокого разрешения АРКА [115] (планируемый запуск обсерватории — 2015 г.), у которой должно быть реализовано угловое разрешение  $0,17''$ , что соответствует  $\approx 130 \text{ км}$  на поверхности Солнца. Реализация такого углового разрешения требует изготовления прецизионной асферической оптики с апертурой до 50 см.

Одна из ключевых проблем создания ЭУФ-телескопов связана с необходимостью подавления интенсивного фонового солнечного излучения, в основном в видимой области спектра. Подобные проблемы приходится решать при разработке и ЭУФ-нанолитографа, и рентгеновского микроскопа, и систем рентгеновской диагностики лабораторной высокотемпературной плазмы. В каждом конкретном случае требования к спектральным



**Рис. 16.** Эruptionия протуберанца на восточном лимбе Солнца 23 апреля 2009 г. Наблюдения ТЕСИС в линии  $\text{HeII } 304 \text{ \AA}$ . Температура плазмы около 80 тыс. градусов [114].

фильтрам могут существенно изменяться. Так, фильтры, применяемые в телескопах, должны обеспечить подавление до 12 порядков излучения видимой области спектра при достаточном, в десятки процентов, пропускании на рабочей длине волны. Фильтры должны быть устойчивы к механическим нагрузкам (вибро- и акустическим нагрузкам, особенно при взлете ракеты-носителя) и выдерживать многолетние жесткие тепловые режимы. Для всех вышеперечисленных применений в ИФМ РАН разработаны многослойные свободно висящие фильтры с апертурой до 180 мм или вообще без поддерживающих конструкций, или на поддерживающей сетке с размером ячеек от 2 до 20 мм [116, 117].

#### 5.4. Сверхсильные поля мягкого рентгеновского диапазона

Последние десять-пятнадцать лет мы являемся свидетелями активных исследований процессов взаимодействия интенсивных лазерных импульсов фемтосекундной длительности с веществом, в частности, с атомными кластерными пучками [118]. Целями этих исследований являются как фундаментальные законы взаимодействия излучения с веществом, так и получение фотонов и элементарных частиц с энергиями, существенно превышающими энергию лазерных квантов.

В ряде работ, например в обзоре [119], показана сильная зависимость механизмов взаимодействия (нагрев и ускорение электронов и ионов, ионизация) излучения с веществом от энергии фотонов и плотности мощности излучения. В частности, показано, что если в видимом диапазоне наибольший вклад в нагрев электронов плазмы вносит "полевой" механизм, ускорение в поле электромагнитной волны, то в ближнем ЭУФ-диапазоне (длина волны 95 нм) это происходит за счет электронных столкновений. Изменяются и механизмы первичной ионизации атомов. В целом показана большая эффективность трансформации энергии излучения в энергию (нагрев) вещества кластера при уменьшении длины волны излучения.

Помимо новых эффектов взаимодействия с веществом, уменьшение на два порядка длины волны излуче-

ния по сравнению с видимым диапазоном при наличии оптики дифракционного качества позволяет на четыре порядка уменьшить площадь пятна фокусировки и на уже существующем лазере на свободных электронах FLASH (DESY, Гамбург) [120] (основные характеристики излучения приведены в табл. 6) достичь плотности мощности в пятне фокусировки выше  $10^{21}$  Вт см<sup>-2</sup>. По интенсивности излучения это сравнимо с возможностями фемтосекундных лазеров оптического диапазона, но в более коротковолновой области.

Увеличение энергии электронов до 2,5 ГэВ, рассматриваемое в проекте лазера на свободных электронах NGL-2500 [121], а также оптимизация полосы генерации и энергии фотонов позволяют увеличить плотность мощности до  $\sim 10^{23}$  Вт см<sup>-2</sup>. Реализация этого эксперимента позволит наблюдать новые эффекты взаимодействия электромагнитного излучения с веществом, так как в данном эксперименте сочетаются рекордные плотности мощности излучения (поля) с энергиями индивидуальных фотонов, находящимися в резонансе с атомными переходами.

## 6. Заключение

Представлен обзор современного состояния исследований в области изготовления и применений нового класса оптики, который можно считать уже сформировавшимся — многослойной оптики нормального падения для МР- и ЭУФ-диапазонов. Благодаря колосальному прогрессу последних лет в технологии нанесения многослойных покрытий для рентгеновских зеркал, в изготовлении и сертификации оптических элементов и систем дифракционного качества для МР- и ЭУФ-диапазонов появилась реальная возможность переноса практически всего арсенала традиционных методов управления световыми пучками (монохроматизация, фокусировка, коллимация, построение изображений, деление пучков, поляризация, фазосдвигающие элементы и анализаторы и др.) в коротковолновый (нанометровый) диапазон длин волн. Это открывает принципиально новые возможности в микроскопии конденсированного вещества, для исследований в биологии, астрофизике и других областях. Необходимо отметить огромный потенциал использования этой оптики в нанотехнологиях, прежде всего в литографии и в нанодиагностике.

Этот прогресс стал результатом широких исследований в ряде смежных областей физики твердого тела, поверхности, роста тонкопленочных структур, физической оптики и др. Он потребовал создания совершенных технологий выращивания многослойных структур, новых технологий и методов изготовления и измерения оптических элементов и систем с беспрецедентной точностью. И в связи с этим следует отметить роль ИФМ РАН в создании данного направления.

Работа поддержана грантами РФФИ 09-02-00912, 10-02-00957, 11-02-00597, 11-02-00961, 11-02-97109-р и ФЦП "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009–2013 годы".

## Список литературы

1. Moore G E *Electronics* **38** 114 (1965); *Proc. IEEE* **86** 82 (1998), reprinted
2. Rosa L G, Liang J J. *J. Phys. Condens. Matter* **21** 483001 (2009)

3. Pease R F *Microelectron. Eng.* **78–79** 381 (2005); “Charged particle maskless lithography”, in *30th Intern. Conf. on Micro & Nano Engineering, 2004*
4. Hirayanagi N et al. *Proc. SPIE* **5037** 504 (2003)
5. Giannuzzi L A, Stevie F A (Eds) *Introduction to Focused Ion Beams. Instrumentation, Theory, Techniques, and Practice* (New York: Springer, 2005)
6. Ginger D S, Zhang H, Mirkin C A *Angew. Chem. Int. Ed.* **43** 30 (2003)
7. Wong A K-K *Resolution Enhancement Techniques in Optical Lithography* (Bellingham, Wash.: SPIE Press, 2001)
8. Drapeau M et al. *Proc. SPIE* **6521** 652109 (2007)
9. ASML, <http://www.asml.com/asml/show.do?ctx=6720&rid=36951>
10. Haran B et al. *IEEE Electron Dev. Meeting Proc.* 625 (2008)
11. Pohl D W, Denk W, Lanz M *Appl. Phys. Lett.* **44** 651 (1984)
12. Naulleau P et al. *J. Vac. Sci. Technol. B* **20** 2829 (2002)
13. Van Dijsseldonk A “Concept of ASML EUV tool — lithographic aspects”, in ‘*NanoCMOS (Pull-Nano)’/More Moore’ Event ‘Beyond 45nm Technologies’, Belgium, IMEC, 9–10 May 2006*
14. Салащенко Н Н, Чхало Н И *Вестник РАН* **78** 450 (2008) [Salashchenko N N, Chkhalo N I *Herald Russ. Acad. Sci.* **78** 279 (2008)]
15. Wagner Ch, Harned N *Nature Photon.* **4** 24 (2010)
16. Дмитриенко В Е, Овчинникова Е Н *Кристаллография* **48** (Suppl. 1) 59 (2003) [Dmitrienko V E, Ovchinnikova E N *Crystallogr. Rep.* **48** (Suppl. 1) S52 (2003)]
17. Басов Н Г и др. *Диагностика плотной плазмы* (Под ред. Н Г Басова) (М.: Наука, 1989)
18. Мандельштам С Л и др. “Измерения при помощи геофизических ракет”, в сб. *Искусственные спутники Земли Вып. 10 Исследование рентгеновского излучения Солнца* (М.: Изд-во АН СССР, 1961) с. 12
19. Kirz J, Jacobsen C, Howells M *Quart. Rev. Biophys.* **28** 33 (1995)
20. Fischer P Mater. Today **13** (9) 14 (2010)
21. Орешко А П, Дмитриенко В Е, Овчинникова Е Н *Фундамент. и приклад. мат.* **15** (6) 151 (2009) [Oreshko A P, Dmitrienko V E, Ovchinnikova E N *J. Math. Sci.* **172** 859 (2009)]
22. Кулипанов Г Н, Скрипинский А Н *УФН* **122** 369 (1977) [Kulipanov G N, Skripinskii A N *Sov. Phys. Usp.* **20** 559 (1977)]
23. Saldin E L, Schneidmiller E A, Yurkov M V *The Physics of Free Electron Lasers* (Berlin: Springer, 2000)
24. Кошелев К Н, Банин В Е, Салащенко Н Н *УФН* **177** 777 (2007) [Koshelev K N, Banine V E, Salashchenko N N *Phys. Usp.* **50** 741 (2007)]
25. Hansson B A M et al. *Microelectron. Eng.* **53** 667 (2000)
26. Attwood D, Halbach K, Kim K-J *Science* **228** 1265 (1985)
27. Lee T N, McLean E A, Elton R C *Phys. Rev. Lett.* **59** 1185 (1987)
28. Андреев С С и др. *Изв. РАН. Сер. физ.* **69** 207 (2005)
29. Andreev S S et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **543** 340 (2005)
30. Henke B L, Gullikson E M, Davis J C *Atom. Data Nucl. Data Tabl.* **54** 181 (1993)
31. The Center for X-Ray Optics: “X-Ray interactions with matter”, [http://henke.lbl.gov/optical\\_constants/](http://henke.lbl.gov/optical_constants/)
32. Виноградов А В и др. *Зеркальная рентгеновская оптика* (Под общ. ред. А В Виноградова) (Л.: Машиностроение, 1989)
33. Kirkpatrick P, Baez A V J. *Opt. Soc. Am.* **38** 766 (1948)
34. Wolter H *Ann. Physik* **10** 94 (1952)
35. Mimura H et al. *Appl. Phys. Lett.* **90** 051903 (2007)
36. Аркадьев В А, Кумахов М А *Поверхность. Физика, химия, механика* (10) 25 (1986)
37. Jark W et al. *Appl. Phys. Lett.* **78** 1192 (2001)
38. Snigirev A et al. *Nature* **384** 49 (1996)
39. Schmahl G, Rudolph D (Eds) *X-ray Microscopy* (Berlin: Springer-Verlag, 1984) [Шмаль Г, Рудольф Д (Ред.) *Рентгеновская оптика и микроскопия* (М.: Мир, 1987)]
40. Chao W et al. *Nature* **435** 1210 (2005)
41. Weiss D, Peuker M, Schneider G *Appl. Phys. Lett.* **72** 1805 (1998)
42. Schneider G, Rehbein S, Werner S, in *Modern Developments in X-Ray and Neutron Optics* (Eds A Erko et al.) (New York: Springer Science + Business Media, 2008) p. 137
43. Rehbein S et al. *Phys. Rev. Lett.* **103** 110801 (2009)
44. Spiller E *AIP Conf. Proc.* **75** 124 (1981)
45. Barbee T W *Opt. Eng.* **25** 898 (1986)
46. Andreev S S et al. *Centr. Eur. J. Phys.* **1** 191 (2003)
47. Gaponov S V et al. *Opt. Commun.* **38** 7 (1981)
48. Platonov Yu Y, Gomez L, Broadway D *Proc. SPIE* **4782** 152 (2002)
49. Andreev S S et al. *J. Synchrotron Rad.* **10** 358 (2003)
50. Вайнер Ю А и др. *ЖЭТФ* **130** 401 (2006) [Vainer Yu A et al. *JETP* **103** 346 (2006)]
51. Шамов Е А, Прохоров К А, Салащенко Н Н *Поверхность. Рентген., синхротрон. и нейтронные исслед.* (9) 60 (1996)
52. Salashchenko N N, Shamov E A *Opt. Commun.* **134** 7 (1997)
53. Sakano K, Yamamoto M *Proc. SPIE* **3767** 238 (1999)
54. Kuhlmann T et al. *Appl. Opt.* **41** 2048 (2002)
55. Gullikson E M, in *Intern. Conf. on Physics of X-Ray Multilayer Structures, PXRMS'06, Sapporo, Japan, March 12–16, 2006*; <http://www.esrf.eu/files/Conferences/pxrms06/booklet.pdf>
56. Schäfers F et al. *Appl. Opt.* **38** 4074 (1999)
57. Гапонов С В и др. *ЖТФ* **56** 708 (1986)
58. Andreev A V, Michette A G, Renwick A *J. Mod. Opt.* **35** 1667 (1988)
59. Holý V et al. *Phys. Rev. B* **47** 15896 (1993)
60. Schmahl G, Rudolph D (Eds) *X-ray Microscopy* (Berlin: Springer-Verlag, 1984) [Шмаль Г, Рудольф Д (Ред.) *Рентгеновская оптика и микроскопия* (М.: Мир, 1987) с. 305]
61. Chkhalo N I et al., in *X-Ray Microscopy IV. XRM'93. Proc. of the 4th Intern. Conf., Chernogolovka, Russia, Sept. 20–24, 1993* (Eds V V Aristov, A I Erko) (Chernogolovka: Bogorodskii Pechatnik, 1994) p. 586
62. Вайнер Ю А и др. *Изв. РАН. Сер. физ.* **75** 65 (2011) [Vainer Yu A et al. *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **75** 61 (2011)]
63. Stearns D G *J. Appl. Phys.* **65** 491 (1989)
64. Savage D E et al. *J. Appl. Phys.* **69** 1411 (1991)
65. Renner O et al. *Rev. Sci. Instrum.* **63** 1478 (1992)
66. Андреев А В и др. *Письма в ЖЭТФ* **66** 219 (1997) [Andreev A V et al. *JETP Lett.* **66** 236 (1997)]
67. Akhsakalyan A D et al. *Thin Solid Films* **203** 317 (1991)
68. Andreev S S et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **603** 80 (2009)
69. Андреев С С и др. *ЖТФ* **80** (8) 93 (2010) [Andreev S S et al. *Tech. Phys.* **55** 1168 (2010)]
70. Parratt L G *Phys. Rev.* **95** 359 (1954)
71. Michaelsen C et al. *Opt. Lett.* **26** 792 (2001)
72. Зуев С Ю и др. *Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования* (1) 32 (2002)
73. André J-M et al. *X-Ray Spectrometry* **34** 203 (2005)
74. Malacara D (Ed.) *Optical Shop Testing* 2nd ed. (New York: Wiley, 1992)
75. Zygo Corporation, <http://www.zygo.com>
76. Салащенко Н Н, Торопов М Н, Чхало Н И *Изв. РАН. Сер. физ.* **74** 62 (2010) [Salashchenko N N, Toporov M N, Chkhalo N I *Bull. Russ. Acad. Sci.* **74** 53 (2010)]
77. Chkhalo N I et al., in *Lithography* (Ed. M Wang) (Vukovar, Croatia: INTECH, 2010) p. 656; <http://sciyo.com/articles/show/title/manufacturing-and-investigating-objective-lens-for-ultrahigh-resolution-lithography-facilities>
78. Барышева М М и др. *Изв. РАН. Сер. физ.* **75** 71 (2011) [Barysheva M M et al. *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **75** 67 (2011)]
79. Линник В П *Изв. АН СССР* **1** 210 (1933) [Linnik V P C.R. Acad. Sci. USSR **1** 208 (1933)]
80. Sommargren G E *Laser Focus World* **32** (8) 61 (1996)
81. Naulleau P P et al. *Appl. Opt.* **38** 7252 (1999)
82. Otaki K et al. *J. Vac. Sci. Technol. B* **20** 2449 (2002)
83. Chkhalo N I et al. *Proc. SPIE* **7025** 702507 (2008)
84. Chkhalo N I et al. *Rev. Sci. Instrum.* **79** 033107 (2008)
85. Клюенков Е Б и др. *Российские нанотехнологии* **3** (9–10) 116 (2008) [Kluykenov E B et al. *Nanotechnol. Russ.* **3** 602 (2008)]
86. Пуряев Д Т *Методы контроля оптических асферических поверхностей* (М.: Машиностроение, 1976) с. 13
87. Kurashima Y et al. *Microelectron. Eng.* **85** 1193 (2008)
88. Keller A, Facko S, Möller W J. *Phys. Condens. Matter* **21** 495305 (2009)
89. Ziegler E *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **616** 188 (2010)
90. Chkhalo N I et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **359** 155 (1995)
91. Зуев С Ю и др. *Изв. РАН. Сер. физ.* **75** 57 (2011) [Zuev S Yu et al. *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **75** 53 (2011)]

92. Барышева М М и др., в сб. *Нанофизика и наноэлектроника. Труды XV международного симпозиума, 14–18 марта 2011 г., Нижний Новгород* Т. 1 (Н. Новгород: ИФМ РАН, 2011) с. 85
93. Dinger U et al. *Proc. SPIE* **4146** 35 (2000)
94. Андреев С С и др. *Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования* (2) 45 (2005)
95. Зуев С Ю и др. *Изв. РАН. Сер. физ.* **75** 61 (2011) [Zuev S Yu et al. *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **75** 57 (2011)]
96. Wood O et al. *Proc. SPIE* **7271** 727104 (2009)
97. Tawarayama K et al. *Jpn. J. Appl. Phys.* **48** 06FA02 (2009)
98. Gower M “Photolithography microsteppers”, <http://www.electroiq.com/articles/mlw/print/volume-13/issue-1/featured/photolithography-microsteppers.html>
99. Волгунов Д Г и др. *Изв. РАН. Сер. физ.* **75** 54 (2011) [Volgunov D G et al. *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **75** 49 (2011)]
100. Зуев С Ю и др. *Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования* (6) 10 (2011) [Zuev S Yu et al. *J. Surf. Investigat. X-Ray Synchr. Neutron Tech.* **5** 517 (2011)]
101. Tsarfati T et al. *Thin Solid Films* **518** 1365 (2009)
102. Арtyukov I A и др. *Квантовая электроника* **34** 691 (2004) [Artyukov I A et al. *Quantum Electron.* **34** 691 (2004)]
103. Niemann B, Rudolph D, Schmahl G *Appl. Opt.* **15** 1883 (1976)
104. Parkinson D Y et al. *J. Struct. Biol.* **162** 380 (2008)
105. Hoover R B et al. *Proc. SPIE* **984** 234 (1988)
106. Lovas I et al. *Proc. SPIE* **316** 90 (1981)
107. Tanaka K A et al. *Proc. SPIE* **1140** 502 (1989)
108. Арtyukov I A и др. *Квантовая электроника* **22** 951 (1995) [Artyukov I A et al. *Quantum Electron.* **25** 919 (1995)]
109. Kozhevnikov I V, Bukreeva I N, Ziegler E *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **460** 424 (2001)
110. Salashchenko N N, Platonov Yu Ya, Zuev S Yu *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **359** 114 (1995)
111. Кузин С В, Богачев С А *Вопросы электромеханики. Труды НПП ВНИИЭМ* **111** (4) 51 (2009)
112. Урнов А М и др. *Письма в Астрон. журн.* **33** 446 (2007) [Urnov A M et al. *Astron. Lett.* **33** 396 (2007)]
113. Житник И А и др. *Труды ФИАН* **195** 3 (1989)
114. Шестов С В и др. *Письма в Астрон. журн.* **36** 46 (2010) [Shestov S V et al. *Astron. Lett.* **36** 44 (2010)]
115. Кузин С В и др. *Изв. РАН. Сер. физ.* **75** 91 (2011) [Kuzin S V et al. *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **75** 87 (2011)]
116. Bibishkin M S et al. *Proc. SPIE* **7025** 702502 (2008)
117. Володин Б А и др. *Изв. РАН. Сер. физ.* **74** 53 (2010) [Volodin B A et al. *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **74** 46 (2010)]
118. Ditzire T et al. *Nature* **386** 54 (1997)
119. Макаров Г Н *УФН* **179** 487 (2009) [Makarov G N *Phys. Usp.* **52** 461 (2009)]
120. Saldin E, Report FEEL09 (August 2009)
121. Анчуктин В С и др., в сб. *Нанофизика и наноэлектроника. Труды XIV международного симпозиума, 15–19 марта 2010 г., Нижний Новгород* Т. 1 (Н. Новгород: ИФМ РАН, 2010) с. 209
122. Бибашкин М С и др. *Изв. РАН. Сер. физ.* **69** 199 (2005)
123. Artyukov I A et al. *Proc. SPIE* **5919** 94 (2005)
124. Montcalm C et al. *Proc. SPIE* **3331** 42 (1998)
125. Bajt S et al. *Proc. SPIE* **4506** 65 (2001)
126. Зуев С Ю и др. *Известия РАН. Сер. физ.* **74** 58 (2010) [Zuev S Yu et al. *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **74** 50 (2010)]

## Precision imaging multilayer optics for soft X-rays and extreme ultraviolet

**М.М. Барышева, А.Е. Пестов, Н.Н. Салашченко, М.Н. Торопов, Н.И. Чххало**

*Institute for Physics of Microstructures, Russian Academy of Sciences,  
ul. Ul'yanova 46, 603950 Nizhny Novgorod, Russian Federation  
Tel. + 7 (831) 438 56 03. Fax + 7 (831) 438 55 55  
E-mail: chkhalo@ipm.sci-nnov.ru*

Optical methods that provide high diffraction image quality with a resolution of several to tens of nanometers and are in demand in such areas as projection lithography, X-ray microscopy, astrophysics and fundamental research on the interaction of matter (vacuum) with ultrahigh ( $10^{12} - 10^{23}$  W cm $^{-2}$ ) electromagnetic fields, are reviewed in terms of fabrication and testing technologies and possible use in the 2–60 nm wavelength range. The current worldwide status of and recent achievements by the Institute of Microstructures of the Russian Academy of Science (RAS) in the field are discussed.

PACS numbers: **41.50.+h, 42.79.-e, 95.55.Ka**

DOI: 10.3367/UFNr.0182.201207c.0727

Bibliography — 126 references

Received 27 June 2011

*Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **182** (7) 727–747 (2012)

*Physics – Uspekhi* **55** (7) (2012)