Московский физико-технический институт

(государственный университет)

На правах рукописи

УДК 535-32 + 533.9.082.5

Вишняков Евгений Александрович

Новые элементы многослойной оптики мягкого рентгеновского диапазона и их применение в спектроскопии

Специальность 01.04.05 – оптика

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
д. ф. – м. н.
Евгений Николаевич Рагозин

Москва – 2013 г.

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность темы

Мягкий рентгеновский (МР) и вакуумный ультрафиолетовый (ВУФ) диапазоны спектра электромагнитных волн по праву считаются довольно трудными для исследований. Это связано с сильным поглощением такого излучения большинством веществ (в том числе и газами), а также с очень низкими коэффициентами отражения от большинства материалов при нормальном падении. В основном здесь речь идёт о МР и экстремальном ультрафиолетовом (ЭУФ) диапазонах спектра (условно $5\ \text{Å} < \lambda < 500\ \text{Å}$). Например, даже золото при нормальном падении отражает 9 % излучения при $\lambda = 400\ \text{Å}$, и с уменьшением длины волны коэффициент отражения быстро падает до значений не более 0.01–0.1 % при $\lambda < 120\ \text{Å}$. Глубина проникновения при этом будет меньше 0.1 мкм.

С другой стороны, умение работать с таким излучением может дать экспериментатору большие преимущества по сравнению с другими спектральными диапазонами. В частности, короткие длины волн МР излучения дают возможность достигать принципиально более высокого пространственного разрешения, чем в видимом свете. Поэтому всё большее применение сейчас находит МР и рентгеновская микроскопия. В отличие от электронных микроскопов, которые требуют предварительной обработки образцов, рентгеновский микроскоп может позволить изучать образцы в их естественном состоянии, в том числе и живые биологические объекты. В наши дни изображающая оптика МР диапазона широко используется в рентгеновской микро- и нанолитографии.

МР-ЭУФ излучение представляет большой интерес для спектроскопии, потому как оно во многих случаях может предоставить уникальную информацию об уровнях энергии многозарядных ионов, а также о K- и L-краях поглощения многих элементов (вместе со структурой примыкающих спектров). В МР диапазоне лежат энергии квантов, испускаемых плазмой с температурой ~ 100 эВ и выше, то есть плазмой Солнца, горячих звёзд, а также плазмой токамаков и лазерной плазмой. Это определяет интерес исследователей к МР и ЭУФ излучению при изучении лабораторной и астрофизической плазмы.

Сложность работы с МР излучением определяется его поглощением в воздухе и отсутствием прозрачных материалов для пропускающей оптики. Поэтому вся оптика МР диапазона исключительно отражательная (кроме пропускающих дифракционных решёток и зонных пластинок в вакууме), а все используемые фильтры имеют вид тонких или сверхтонких напылённых плёнок (толщиной в доли микрон). Сильное поглощение МР излучения в воздухе вынуждает выводить на орбиту спутники и космические аппараты с бортовыми комплексами научного оборудования для изучения излучения Солнечной короны и астрофизической плазмы в МР диапазоне. В случае лабораторных исследований, поглощение в воздухе ограничивает рабочий экспериментальный объём вакуумной камерой.

Высокое поглощение и крайне малые коэффициенты отражения от объёмных материалов при околонормальном падении МР излучения на их поверхность долгое время вынуждали применять в спектральных приборах исключительно оптику скользящего падения. При этом экспериментаторам приходилось мириться с малым полем зрения, присущим всем приборам скользящего падения, а также с низкой освещённостью изображений и астигматизмом [1]. Ограничение поля зрения связано с очень быстрым ростом геометрических аберраций вогнутых дифракционных решёток при выведении источника из главной плоскости [2–4].

Качественно новый шаг был сделан в МР оптике и спектроскопии, когда вследствие быстрого развития технологий нанесения тонких плёнок в 70-х годах прошлого века были созданы первые многослойные зеркала (МЗ) нормального падения в ВУФ и МР диапазоне [5–7]. Без преувеличения, МЗ нормального падения произвели революцию в оптике МР диапазона [8]. Рентгеновская оптика нормального падения позволила создавать приборы для регистрации стигматических спектров и построения спектральных изображений без ограничения светосилы, что является важным, а порой и определяющим звеном в развитии многих областей науки, таких, как диагностика плазмы, рентгеновская астрономия, атомная физика, физика твёрдого тела и спектроскопия.

Достижения в оптике МР диапазона за последние 30 лет сделали эту область спектра гораздо более доступной для экспериментов. Уже к концу прошлого века технологии расчёта и синтеза периодических МЗ достигли высокого уровня [9–11]. Однако, до сих пор в МР диапазоне остаются области, для работы в которых недостаточно существующих многослойных структур. Потому активное теоретическое и экспериментальное изучение разных видов многослойных покрытий ведётся и по сей день. Учёные продолжают улучшать изображающие свойства разных МЗ, собирая сведения о взаимодиффузии соседних слоёв в многослойных структурах, величинах межслойных шероховатостей, шероховатостей подложек и других дефектов.

Современные МЗ представляют собой подложку заданной формы с нанесённым на неё многослойным покрытием. В большинстве случаев речь идёт о периодических МЗ, способных при фиксированном угле падения излучения обеспечить достаточно высокий коэффициент отражения в относительно узком интервале длин волн [12–14]. Максимум отражения таких МЗ реализуется на длине волны $\lambda_0 = 2d\langle n\rangle\cos\theta / m$, где d – период многослойной структуры, $\langle n\rangle$ – среднее по периоду значение показателя преломления, θ – угол падения, m – порядок отражения. Чаще всего структуру МЗ составляют два материала, послойно чередующиеся между собой (бинарные структуры), но в общем случае в периоде может быть и больше двух различных слоёв.

Малые рабочие длины волн МР-ЭУФ диапазонов диктуют довольно жёсткие требования к качеству полировки подложек МЗ. Для уменьшения потерь на рассеяние МР излучения шероховатости подложек и многослойных покрытий следует сводить к минимуму. Современные методы глубокой шлифовки-полировки позволяют получать подложки, среднеквадратическая шероховатость которых $\sigma \sim 1–5$ Å [15]. Конечно, ненулевые шероховатости понижают отражательные способности МЗ, но большое число слоёв (десятки и сотни) позволяет достичь даже в МР диапазоне высоких коэффициентов отражения $R(\lambda_0) \sim 0.1–0.7$ при околонормальном падении [16]. Также число слоёв определяет относительно узкую относительную ширину спектральных максимумов отражения периодических МЗ $\Delta\lambda/\lambda_0 \sim 0.01–0.1$ [10, 14].

Многослойные рентгеновские зеркала нормального падения позволили создать спектрографы [17–20], микроскопы [21–25] и телескопы [26–29], аналогичные ранее существовавшим только в оптическом диапазоне спектра. Сейчас периодические МЗ используются для фокусировки МР излучения от разнообразных источников, включая лазерную плазму, электроразрядные рентгеновские трубки, лазеры на капиллярных разрядах, синхротронное излучение и излучение астрофизических объектов. Уже в конце прошлого века изображающие свойства МЗ дали возможность сфокусировать МР излучение лазерной плазмы до интенсивности $\sim 10^{10}$ Вт/см^2 [11], а излучение рентгеновского лазера на Ne-подобном аргоне (λ = 469 Å) – до $\sim 10^{11}$ Вт/см^2, что позволило впервые проводить эксперименты по абляции различных материалов сфокусированным лазерным МР излучением [30].

В последние несколько десятилетий очень высокое внимание уделяется созданию рентгеновских лазеров. До создания лазеров на свободных электронах (ЛСЭ) инверсию в ВУФ и МР диапазонах предлагали искать в высокотемпературной плазме, содержащей Ne-подобные ионы [31]. Попытка найти усиление излучения в неоноподобном Ca XI на переходе 3s–3p была в 1977 году [32], однако первый лабораторный рентгеновский лазер ввели в эксплуатацию почти десятилетие спустя [33]. Он работал на Ne-подобном селене Se XXV, усиливая линии 206.3 Å и 209.6 Å на переходе $2p^5 3s – 2p^5 3p$. Позже была получена лазерная генерация и в других изоэлектронных последовательностях, в частности, в H-, Li- и Ni-подобных ионах [34].

Выдающимся достижением конца прошлого века было создание импульсно-периодического лабораторного рентгеновского лазера на Ne-подобном аргоне [35–39]. На линии генерации $\lambda = 469$ Å этот лазер на капиллярном разряде превзошёл многие синхротронные источники третьего поколения как по средней, так и по мгновенной мощности [40]. Однако сейчас упор в рентгеновской физике делается на ЛСЭ, их измерительные тракты и установки с их участием. На ЛСЭ FLASH в Гамбурге МР излучение $\lambda = 135$ Å было сфокусировано при помощи отражательной рентгеновской оптики в пятно с интенсивностью $\sim 10^{21}$ Вт/см^2 [41]. Предполагается, что на проектируемом ЛСЭ NGL-2500 в Дубне можно будет достичь интенсивности $\sim 10^{23}$ Вт/см^2 на той же длине волны [42].

В настоящее время лазерная генерация в МР диапазоне получена на многих элементах изоэлектронных последовательностей H-, He-, Li-, Ne- и Ni-подобных ионов [34], что охватывает широкий спектральный диапазон. На ЛСЭ удаётся получить когерентное излучение на длинах волн до $\lambda \sim 1$ Å [41]. В последнее время даже создают лазеры МР диапазона с накачкой ЛСЭ [43]. И для использования всех этих и других замечательных источников МР излучения необходимо продолжать разрабатывать покрытия многослойной рентгеновской оптики.

Сейчас область $\lambda > 125$ Å освоена довольно хорошо. В ней существует множество различных многослойных покрытий под разные диапазоны, а структуры Mo/Si уже давно стали технологией. Коэффициент отражения Mo/Si МЗ $R = 70$ % на длине волны $\lambda = 135$ Å позволил проводить работы по проекционной ЭУФ-литографии с пространственным разрешением, не уступающим разрешению более совершенных ВУФ-литографов с рабочей длиной волны $\lambda = 1930$ Å [44]. Но рабочий диапазон длин волн Mo/Si МЗ ограничен снизу L-краем поглощения кремния ($\lambda = 125$ Å). Достижение достаточно высокого отражения при нормальном падении в широкой области длин волн короче 125 Å требует применения других пар материалов.

В спектральном диапазоне, ограниченном сверху L-краем поглощения кремния ($\lambda = 125$ Å), а снизу K-краем поглощения бора ($\lambda = 65.9$ Å), наиболее перспективными показали себя структуры Mo/Be, Mo/Y и La/B_4C. На длине волны $\lambda = 113$ Å периодические МЗ на основе Mo/Be и Nb/Be показали коэффициенты отражения 69 % и 58 %, соответственно [45]. Это хорошее продвижение в коротковолновую область, однако МЗ на основе бериллия неэффективны на длинах волн короче K-края поглощения Be ($\lambda = 111$ Å). В более коротковолновом диапазоне был достигнут коэффициент отражения 34 % на длинах волн $\lambda = 93.4$ Å и $\lambda = 95.0$ Å в периодических зеркалах на основе структур Ru/Y [46] и Mo/Y [47], соответственно.

Отдельный интерес представляют МЗ для рентгеновской литографии, поскольку речь идёт о микроэлектронике и о создании нового поколения микросхем. Сложность построения оптических схем для литографии связана с необходимостью обеспечить одновременно большое поле зрения и высокое пространственное разрешение. Поэтому высокий коэффициент отражения используемых МЗ становится критичным. В последнее время для литографии следующего поколения активно обсуждается длина волны $\lambda \approx 67$ Å [48, 49]. В структурах La/B_4C в ряде работ удалось получить коэффициент отражения выше 40 % [50–54]. Лучшими достижениями до начала этого года считались R = 46.3 % на длине волны $\lambda = 66.9$ Å [53] и R = 48.9 % на $\lambda = 66.8$ Å [54]. Однако группе Н. Н. Салащенко удалось, вводя барьерный слой углерода (толщиной 3 Å), синтезировать МЗ La/B_4C/C с коэффициентом отражения R = 58.6 % на $\lambda = 66.6$ Å при угле падения 20° от нормали [55]. Хороший обзор современного состояния дел в рентгеновской литографии и в синтезе периодических МЗ МР-ЭУФ диапазона можно найти в [46].

Помимо периодических МЗ, интерес представляют и апериодические структуры, отвечающие более сложным критериям оптимизации, чем просто получение высокого коэффициента отражения на определённой длине волны. Примерами таких оптимизаций могут быть:

• получение изолированных максимумов отражения на нескольких определённых длинах волн;
• достижение высокой поляризующей способности в широком интервале длин волн при фиксированном угле падения излучения;
• максимизация интегрального коэффициента отражения МЗ в некотором диапазоне длин волн или углов падения;
• получение максимального равномерного спектрального коэффициента отражения на заданном интервале длин волн, и др.

Решение таких оптимизационных задач имеет важное практическое значение в рентгеновской оптике, в том числе и в оптике МР диапазона [56]. Чаще всего в апериодических структурах наличие периода не предполагается ни в каком смысле, так что параметрами оптимизации являются толщины всех слоёв. Расчёты апериодических зеркал, учитывающие не только модуль амплитудного коэффициента отражения, но и его фазу, позволяют находить структуры, пригодные для отражения аттосекундных импульсов МР излучения и манипулирования их формой и длительностью [57, 58].

Также при проведении экспериментов в лабораторных условиях существует потребность в дифракционных спектрометрах МР диапазона, обладающих одновременно стигматизмом, относительно большим приёмным углом ($\sim 5\cdot10^{-2}$ рад × $5\cdot10^{-2}$ рад) и широким спектральным диапазоном (порядка октавы и более) при разрешающей способности $\lambda/\delta\lambda \sim 300$ и выше. Такой стигматический (изображающий) спектральный прибор был ранее реализован для области 125–250 Å при использовании апериодического многослойного зеркала (АМЗ) нормального падения на основе структуры Mo/Si [59] в сочетании с пропускающей дифракционной решёткой.

Области применения широкополосных АМЗ включают: исследования элементарных процессов с участием многозарядных ионов, проводимые с использованием стигматических (изображающих) спектрографов [60–62]; диагностику плазмы, в т. ч. лазерной микроплазмы [63–65]; регистрацию спектров высоких гармоник лазерного излучения; регистрацию импульсов МР излучения ЛСЭ [66] или других источников; отражение аттосекундных импульсов МР излучения и преобразование их длительности [57, 58] и др. Недавно АМЗ на основе пары Mo/Si, оптимизированное на максимальное равномерное отражение в диапазоне 125–250 Å при нормальном падении излучения [59], было использовано в экспериментах по конверсии излучения Ti:Sapphire-лазера ($\lambda \sim 0.8$ мкм) в излучение МР диапазона. Повышение частоты возникало при отражении излучения от релятивистской плазменной волны, возбуждаемой мультитераваттным лазером в импульсной струе гелия (релятивистское “летящее зеркало”), а обсуждаемое АМЗ было основным элементом анализирующего МР спектрографа нормального падения [67–69].

Различные формы оптимизации в многослойной оптике МР диапазона востребованы также и в других областях. Задача обеспечения максимального интегрального коэффициента пропускания при прохождении излучения через систему последовательно отражающих МЗ с учётом пропускания фильтров возникает, в частности, в рентгеновской литографии. Для изучения свойств магнитных и анизотропных материалов в МР области спектра необходимы поляризационные элементы – поляризаторы и фазовращатели. И в данном случае альтернативы МЗ попросту не существует [70, 71]. Современные синтезированные широкополосные МР поляризаторы и фазовращающие элементы на основе апериодических многослойных структур описываются, в частности, в работах [72–74].

Цель работы

Настоящая диссертация посвящена разработке новых многослойных покрытий для элементов отражательной рентгеновской оптики, изучению их оптико-спектральных свойств и применению в спектроскопических задачах. Основными целями данной работы являлись:

1) Экспериментальное измерение спектров отражения ряда многослойных зеркал, анализ зарегистрированных спектров и изучение их особенностей.

2) Разработка нового класса покрытий для многослойной рентгеновской оптики в области 80–120 Å, включая расчёты структур и экспериментальное измерение спектров синтезированных зеркал.

3) Применение широкополосного апериодического многослойного зеркала для изучения взаимодействия ионов фтора и лития с атомами неона, включая идентификацию спектральных линий и анализ зарегистрированных спектров.

4) Расчёты новых перспективных многослойных покрытий для элементов отражательной рентгеновской оптики в диапазоне 66–130 Å.

Научная новизна

Впервые предложены периодические и апериодические многослойные структуры на основе пары Sb/B_4C для работы в диапазоне 80–120 Å. По рассчитанным структурам синтезированы зеркала, показавшие высокую стабильность и перспективность для использования в спектроскопии. При анализе экспериментально зарегистрированных спектров отражения зеркал получены указания на пониженную плотность слоёв сурьмы $\rho(Sb) = 6.0$ г/см^3 и ограничение на толщину переходных слоёв сверху 10 Å.

Впервые широкополосное многослойное зеркало было использовано для спектроскопического изучения взаимодействия многозарядных ионов лития и фтора с атомами неона. При анализе зарегистрированных спектров сделан вывод о наблюдении одно- и многоэлектронной перезарядки ионов фтора на атомах Ne. Впервые эксперименты, проведённые с различными значениями плотности струи Ne, позволили сравнить вклад одномоментной многоэлектронной и последовательной одноэлектронной перезарядки в полное сечение многоэлектронной перезарядки в процессе F VIII + Ne I.

Впервые при расчётах уровней многозарядных ионов фтора с более чем одним возбуждённым электроном обнаружено большое число резонансов с уровнями энергии атомов неона, что качественно объясняет сравнительно большие значения сечений многоэлектронной перезарядки.

Научная и практическая ценность

Ряд многослойных зеркал, спектры которых были измерены, был запущен на орбиту в составе спектрогелиографов и телескопов на борту космического аппарата КОРОНАС-ФОТОН для проведения измерений в рамках эксперимента ТЕСИС в 2009 г. Широкополосное Mo/Si зеркало для области 125–350 Å было использовано для изучения перезарядки и будет использовано в дальнейших спектроскопических экспериментах в ФИАН.

Разработанные многослойные зеркала на основе Sb/B_4C стали важной альтернативой существующим многослойным покрытиям в области 80–120 Å вследствие своей высокой стабильности. Синтезированные зеркала на основе Sb/B_4C планируется использовать в спектроскопических экспериментах в ФИАН и в JAEA (Japan Atomic Energy Agency, Япония).

Рассчитанные широкополосные зеркала на основе структуры La/B_4C в ближайшем будущем могут заполнить нишу технологичных зеркал для спектроскопии в области 66–110 Å. Синтез опытных образцов таких зеркал планируется в ИФМ РАН (Нижний Новгород), а их использование может быть перспективным в спектроскопических экспериментах, проводимых в Российской Федерации (ФИАН, ИСАН) и за рубежом (JAEA, LBNL и др.).

Результаты, полученные при спектроскопическом изучении и анализе спектров перезарядки многозарядных ионов фтора на атомах неона, могут быть использованы при построении программ для теоретического расчёта сечений многоэлектронной перезарядки. Полученные спектроскопические данные также необходимы для понимания общих тенденций перезарядки многозарядных ионов на нейтральных атомах благородных газов и для построения соответствующих теоретических моделей.

Личный вклад автора

Автор участвовал лично во всех описываемых экспериментах, которые проводились в ФИАН. Участие включало планирование экспериментов, юстировку оптических схем и регистрацию экспериментальных спектров с их последующими интерпретацией и анализом. Все теоретические расчёты многослойных структур, встречаемые в диссертации, выполнены автором лично.

Автором самостоятельно и в тесном сотрудничестве с коллегами были выполнены следующие работы:

• Реализована схема регулировки давления стагнации газа, позволяющая работать в диапазоне давлений 10 Торр – 10 атм.

• Модифицирована программа расчёта многослойных структур с учётом переходных слоёв неизвестной стехиометрии (совместно с М.С.Лугининым).

• Проведены экспериментальные измерения спектров отражения ряда многослойных зеркал для спутника КОРОНАС-ФОТОН (с соавторами).

• Проведён анализ зарегистрированных спектров и сравнение результатов эксперимента с результатами теоретических расчётов.

• Проведёна оценка вариаций спектрального коэффициента отражения широкополосного Mo/Si многослойного зеркала в диапазоне 125 – 190 Å.

• Проведён расчёт апериодической многослойной структуры на основе Mg/Si с максимальным равномерным отражением в диапазоне 251 – 310 Å.

• Исследовано проявление тонкой NEXAFS-структуры $L_{2,3}$-края поглощения Al и Al_2O_3 в зарегистрированных спектрах. По относительной амплитуде зафиксированных особенностей получены толщины слоёв Al и Al_2O_3.

• Проведён сравнительный анализ оптических констант пар материалов с точки зрения создания наиболее эффективных многослойных зеркал для отражения излучения в диапазоне 80 – 130 Å.

• Проведены расчёты периодических и апериодических многослойных зеркал на основе Sb/B_4C для диапазона 80 – 120 Å.

• Проведены измерения спектров отражения периодических зеркал Sb/B_4C, присланных в ФИАН, а также одного апериодического зеркала Sb/B_4C.

• Проведён анализ спектров периодических зеркал Sb/B_4C, измеренных в ФИАН и в LBNL. Проведённый анализ позволил сравнить относительные вклады факторов, влияющих на уменьшение реального коэффициента отражения зеркал, по сравнению с теоретическим. Получены указания на пониженную плотность слоёв сурьмы до $\rho(Sb) = 6.0$ г/см^3 и ограничение на толщину переходных слоёв сверху толщиной 10 Å.

• Проведены расчёты перспективных апериодических многослойных структур для диапазона 66 – 130 Å, включая структуры Ag/Y, Pd/Y, La/B_4C.

• Поставлены и проведены эксперименты по изучению взаимодействия ионов лития и фтора с атомами неона при различных значениях плотности газовой струи и при различной остроте фокусировки лазерного импульса.

• Проведены расчёты уровней многозарядных ионов фтора с более чем одним возбуждённым электроном, которые показали наличие большого количества резонансов с уровнями энергии атомов Ne.

Структура и объём диссертации

Настоящая диссертация состоит из введения, четырёх глав, заключения и списка литературы. Диссертация содержит 132 страницы, 44 рисунка и 9 таблиц. Список цитируемой литературы насчитывает 136 наименований.

Введение диссертации содержит краткий исторический обзор развития источников и элементов отражающей оптики МР диапазона. Обсуждаются особенности периодических и апериодических многослойных зеркал и их применения, обосновывая актуальность темы исследований. Формулируются цели работы, её научная новизна и ценность, отмечается вклад автора.

Глава 1 посвящена описанию вакуумной камеры ИКАР и оптико-спектрального комплекса для проведения исследований в МР диапазоне. Описывается лазерно-плазменный источник МР излучения, возникающий при фокусировке импульсов твердотельного лазера (Nd:$YAlO_3$, 0.5 Дж, 6 нс, 1.08 мкм) на твердотельную или газовую мишень. Даётся характеристика рентгенооптическим элементам и детекторам МР излучения, описывается схема включения импульсного газового клапана с регулировкой давления. Описывается метод численного расчёта АМЗ и учёта переходных слоёв.

В **Главе 2** демонстрируется высокая эффективность дифракционного МР спектрографа для измерения спектров отражения и характеризации вогнутых МЗ в диапазоне 125–350 Å. Описываются особенности спектров отражения ряда периодических МЗ, в том числе МЗ на структурах нового типа (Al/Zr, Mg/Si), и одного АМЗ на основе Mo/Si, оптимизированного на максимальное равномерное отражение в области 125–250 Å. Измеряются степень однородности многослойных покрытий по апертуре МЗ и вариации спектрального коэффициента отражения АМЗ в области оптимизации. На спектрах отражения МЗ, зарегистрированных на ПЗС с напылённым Al фильтром, наблюдается проявление тонкой NEXAFS-структуры $L_{2,3}$-края поглощения слоёв Al и Al_2O_3 в фильтре, что позволяет оценить их толщину.

Глава 3 посвящена разработке новых типов многослойных покрытий для работы в области 66–130 Å. Обсуждается выбор материалов для расчёта и синтеза. На основе пары Sb/B_4C рассчитываются и затем синтезируются в НТУ «Харьковский политехнический институт» вначале периодические МЗ с $\lambda_0 \approx 85$ Å, а затем три АМЗ с оптимизацией на максимальное равномерное отражение в диапазонах 100–120 Å, 90–100 Å и 95–105 Å. Проводится измерение спектров отражения большинства зеркал. Затем обсуждаются спектры отражения МЗ, измеренные при помощи лазерно-плазменного и синхротронного источников излучения, в частности, факторы, влияющие на понижение коэффициентов отражения МЗ. Дальше приводятся численные расчёты перспективных МЗ нормального падения и МР поляризаторов на основе других пар материалов для работы в области 66–130 Å.

Глава 4 посвящена спектроскопическому исследованию перезарядки многозарядных ионов фтора и лития на атомах неона в импульсной газовой струе по линейчатым спектрам МР излучения, регистрируемым из области взаимодействия «плазма–газ». Приводятся наиболее интенсивные линии в области перезарядки. Обсуждаются механизмы заселения состояний ионов фтора с частично или полностью незаполненной 2s-оболочкой. Проводится расчёт уровней многозарядных ионов фтора, и обнаруживаются области резонансов (равенства энергии отрыва k электронов от атома Ne и энергии захвата k электронов на возбуждённые состояния ионов фтора), наличие которых может качественно объяснить относительно большие значения сечений многоэлектронной перезарядки. Обсуждаются эксперименты с пониженной плотностью струи Ne, которые позволяют сравнить вклады одномоментной многоэлектронной и последовательной одноэлектронной перезарядки в общее сечение.

В **Заключении** диссертации излагаются основные результаты работы, после чего формулируются положения, выносимые на защиту.

ГЛАВА 1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОБОРУДОВАНИЕ И ТЕХНИКА РАСЧЁТА

1.1. Вакуумная камера и твердотельный лазер

Сильное поглощение МР излучения в воздухе вынуждает проводить лабораторные исследования в лабораторно созданном вакууме, причём характерные размеры вакуумной камеры должны превосходить фокусные расстояния МЗ, которые предполагается в ней использовать. В данной работе все эксперименты были проведены в вакуумной камере ИКАР [75]. Камера представляет собой горизонтальный цилиндр из нержавеющей стали с внутренними размерами Ø0.9 м × 3.8 м. Доступ в камеру возможен через три боковых (Ø0.75 м) и два торцевых (Ø1.0 м) люка (Рис. 1.1). Также камера имеет 26 малых фланцев для ввода и вывода электрических кабелей и пучков света, для напуска газов, охлаждения и т. п. У одного из торцевых фланцев располагается используемый твердотельный лазер.

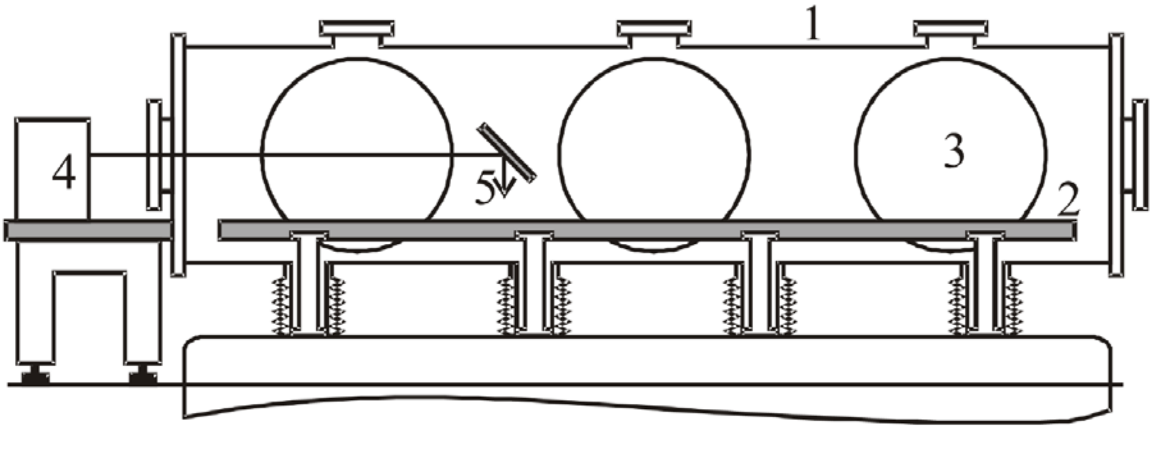

Рис. 1.1. Внешний вид экспериментальной установки: 1 – вакуумная камера ИКАР, 2 – оптический стол 3.6 м × 0.6 м, 3 – боковые люки Ø0.75 м, 4 – неодимовый лазер на пристыкованном оптическом столе, 5 – лазерный пучок и поворотное зеркало.

Вакуумная камера ИКАР оснащена системой безмасляной откачки, остаточное давление составляет менее $5\cdot10^{-5}$ Торр. Форвакуумная откачка производится двухступенчатым агрегатом АВР–150 до давления $5\cdot10^{-2}$ Торр.

Рабочий вакуум (~ 10^{-4} Торр) достигается при работе турбомолекулярного насоса Varian TV 3K-T (скорость откачки 2000 л/с). Форвакуум в выходной магистрали турбомолекулярного насоса поддерживается безмасляным спиральным ротационным насосом ISP–500 Anest Iwata («сухой вакуум»). Полный цикл вакуумной откачки проходит за 4 часа в тёплую погоду (при температуре выше –10 °С), когда не нужно прогревать насос АВР–150.

Внутри вакуумной камеры установлен оптический стол 3.6 м × 0.6 м для крепления элементов оптических схем. Для снижения влияния вибраций камеры при откачке на юстировку схемы, оптический стол соединён с массивным бетонным фундаментом весом 5 т через подставки, проходящие сквозь сильфоны (Рис. 1.1). Фундамент установлен на пружинах ниже уровня пола и эффективно защищает установку от вибраций здания на частотах выше 1 Гц (уровень вибраций < 5 мкм). Такая механическая развязка в конструкции вакуумной камеры позволяет собирать в ней оптические схемы практически любой геометрии, в том числе и схемы, в которых пучки МР излучения испытывают несколько отражений в различных плоскостях [76].

Через один из торцевых фланцев вакуумной камеры в неё вводится излучение импульсно-периодического неодимового лазера, расположенного на оптическом столе рядом с камерой. Оптическая схема лазера изображена на Рис. 1.2. Его рабочим элементом служит кристалл ортоалюмината иттрия, легированного неодимом ($Nd:YAlO_3$). Лазер работает в одномодовом режиме с пассивной модуляцией добротности, для обеспечения которой в резонаторе стоит насыщающийся фильтр *2*. Активный элемент в квантроне задающего генератора *3* имеет размеры Ø6 мм × 100 мм. После выхода из резонатора лазерное излучение проходит через фарадеевский вентиль *6*, а затем через усилители *11* и *17*. Фарадеевский вентиль используется для предотвращения самовозбуждения в схеме и состоит из кристалла ТГГ в поле постоянного магнита, двух призм Глана, расположенных под углом 45° друг к другу, и плоскопараллельной пластины левовращающего кварца толщиной 7.05 мм.

Для подавления суперлюминесценции в схеме вне резонатора расположен ещё один просветляющийся фильтр (насыщающийся поглотитель) *12*.

Усилители лазерного излучения *11* и *17* представляют собой кристаллы Nd:$YAlO_3$ размерами Ø8 мм × 100 мм и Ø12 мм × 100 мм, первый из них работает в двухпроходном режиме (Рис. 1.2). На выходе из лазерного резонатора, образованного зеркалами *1* и *5*, пучок имеет диаметр Ø2 мм, определяемый размером диафрагм *4* и *7*. Линзы *8* и *16* образуют телескоп Кеплера, в котором пучок расширяется от Ø2 мм до Ø12 мм. Таким образом, двухпроходный усилитель *11* работает в режиме усиления в расходящемся пучке. На выходе из второго усилителя *17* лазерные импульсы на основной длине волны генерации (λ = 1.0795 мкм) имеют энергию около 0.5 Дж при длительности 6 нс. Расходимость выходного пучка составляет $2.5{\cdot}10^{-4}$ рад (по уровню 1/2 интенсивности). Энергия лазерного импульса контролируется при помощи калориметра *20* (ВЧД-2), в который попадает часть энергии, отражённая стеклянным клином *18*. Пластина *18* выполнена в форме клина, чтобы пучки, отражённые от передней и задней граней, не интерферировали.

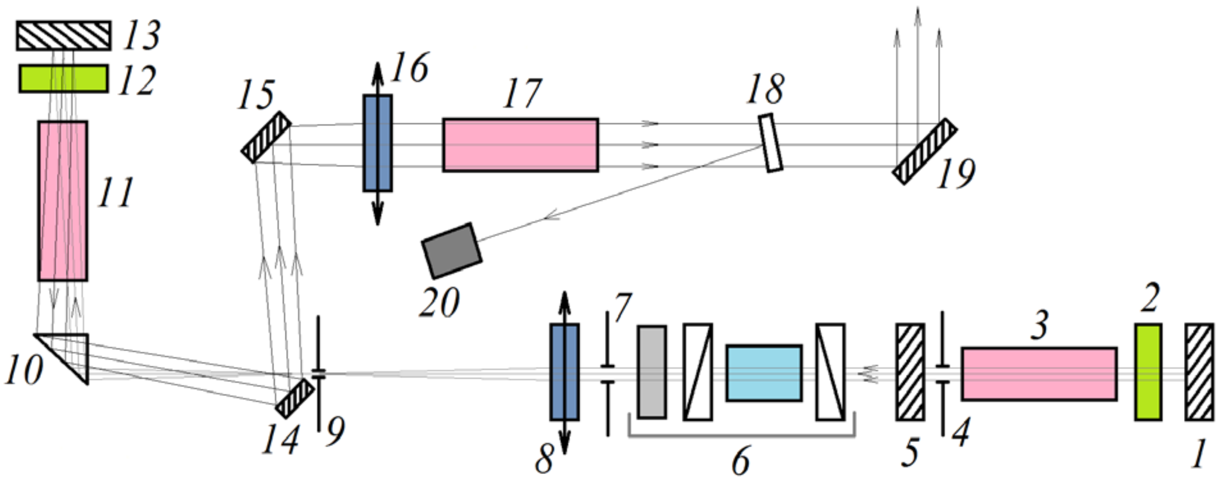

Рис. 1.2. Оптическая схема твердотельного лазера. *1, 13–15, 19* – глухие зеркала; *2, 12* – просветляющиеся фильтры; *3* – квантрон задающего лазерного генератора; *4, 7* – диафрагмы; *5* – плоскопараллельная стеклянная пластина; *6* – вентиль Фарадея; *8, 16* – линзы, образующие телескоп; *9* – диафрагма в общем фокусе линз; *10* – повортоная призма; *11, 17* – усилители; *18* – стеклянный клин; *20* – калориметр.

Дополнительная мера безопасности связана с использованием малой диафрагмы *9* (Ø0.8 мм), расположенной в фокусе обеих линз телескопа. В момент фокусировки лазерного импульса линзой *8* в воздухе наступает пробой. Порождённая таким образом в отверстии диафрагмы *9* плазма защищает вентиль Фарадея и задающий лазерный генератор от отражённых и потенциально усиленных пучков в дальнейшей части оптической схемы.

Для определения энергии лазерного импульса установленный в схеме оптический клин *18* направляет 4 % излучения в калориметр *20* (ВЧД-2) с чувствительностью 31.1 мВ/Дж. Далее сигнал с калориметра подаётся на микровольт-микроамперметр Ф-116/2 с повышенной чувствительностью к току. Прибор Ф-116/2 имеет инерционный стрелочный индикатор, время установления положения которого (и время срабатывания в баллистическом режиме) составляет ~ 1 секунды. Но в силу специфики лазера, этот фактор не является ограничивающим. Во всех экспериментах выстрелы проводились равномерно с частотой 5-6 выстр./мин. Это не давало рабочим элементам лазера перегреваться и выходить из режима стабильности генерации. При запуске блок питания лазера подаёт высоковольтный разряд одновременно на системы накачки задающего генератора и обоих усилителей *11* и *17*. Циклы водного охлаждения у лазерного генератора и усилителей раздельны.

1.2. Лазерно-плазменный источник МР излучения

Горячая плотная плазма многозарядных ионов является источником одновременно и непрерывного, и линейчатого излучения, так как в МР диапазоне в излучательных переходах задействованы как дискретные уровни ионов плазмы, так и непрерывный спектр. Одним из способов генерации плазменного факела является фокусировка мощного лазерного импульса на твердотельную [77, 78] или газовую [63, 64] мишень. Источники такого типа называются лазерно-плазменными источниками излучения (ЛПИ). Если интенсивность лазерного излучения превышает ~10^{10} Вт/см^2, то температура плазмы становится достаточной для возбуждения переходов в МР диапазоне

[78]. А при интенсивностях ~10^{12} Вт/см^2 коротковолновая граница спектра ЛПИ сдвигается до $\lambda \sim 15$ Å, что позволяет использовать ЛПИ в качестве источника для проведения экспериментов во всём МР диапазоне.

ЛПИ обладает целым рядом привлекательных свойств, позволяющих использовать его для различных экспериментов МР диапазона. Например:

• возможность получения линейчатых и квазинепрерывных спектров МР излучения при использовании разных мишеней;
• возможность возбуждать ионы различной зарядности одного и того же химического элемента, изменяя остроту фокусировки лазерных импульсов;
• возможность возбуждения сателлитов и интеркомбинационных линий в плазме, а также переходов между высоковозбуждёнными состояниями;
• относительно высокая спектральная яркость источника и простота изготовления и использования мишеней из совершенно разных материалов;
• воспроизводимость положения источника в пространстве, и др.

В данной работе лазерная плазма порождалась путём фокусировки лазерных импульсов на твердотельную мишень (W или LiF) при помощи линзы из тяжёлого флинта с фокусным расстоянием $f = 75$ мм. Эффективная площадь пятна на мишени была $S_{eff} \approx 10^{-5}$ см^2, максимальная интенсивность излучения в фокусе достигала ~10^{13} Вт/см^2. Каждая твердотельная мишень представляла собой вращающийся диск, приводимый в движение мотором, что позволяло проводить большое количество лазерных выстрелов за один эксперимент. Было также экспериментально обнаружено, что 3-4 выстрела по одному и тому же месту на мишени не приводят к значительному снижению светимости получаемой плазмы в МР диапазоне.

1.3. Рентгенооптические элементы и детекторы излучения

Одной из целей настоящей диссертации являлось измерение спектров отражения вогнутых МЗ в МР диапазоне. Для этой цели в вакуумной камере собирался изображающий (стигматический) дифракционный спектрограф, роль фокусирующего элемента в котором принадлежала исследуемым зеркалам. Диспергирующим элементом спектрографа во всех схемах служила одна из двух свободновисящих дифракционных решёток, работающих на пропускание (ДРП). Параметры обеих решёток приведены в Табл. 1.1. Под аспектным отношением имеется в виду отношение просвета к периоду.

Табл. 1.1. Параметры дифракционных решёток на пропускание.

Решётка	Густота штрихов *p*, штр./мм	Рабочие размеры ДРП	Поддерживающая структура (ячейка)	Аспектное отношение
ДРП–1	1000	20×25 $мм^2$	1000×20 $мкм^2$	1:4
ДРП–2	5000	4.5×10.5 $мм^2$	150×4 $мкм^2$	2:3

ПЗС-матрицы CCD 47-10.

В качестве цифровых детекторов МР излучения в экспериментах были использованы две ПЗС-матрицы фирмы E2V. Это рентгеновские матрицы нового поколения CCD 47-10 backside-illuminated с квадратными пикселами размером 13 мкм. Большая площадь чувствительной поверхности детектора (13.3×13.3 $мм^2$ или 27.6×27.6 $мм^2$) позволяет использовать эти ПЗС-матрицы в приборах, предназначенных как для спектроскопических задач, так и для построения изображений с пространственным разрешением в МР диапазоне. На каждую из ПЗС-матриц были напылены слой Al либо многослойная структура Zr/Si, которые выполняли функции абсорбционных фильтров. Внешний вид ПЗС-детекторов показан на Рис. 1.3.

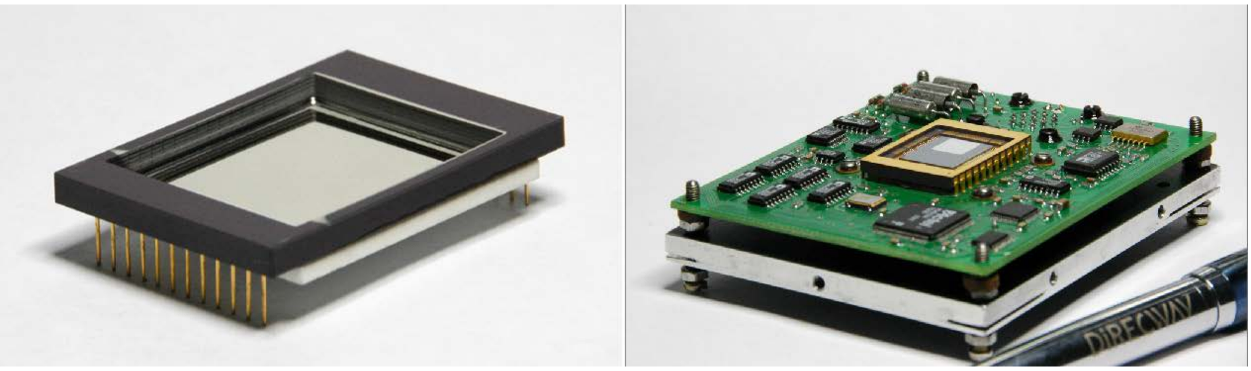

Рис. 1.3. Внешний вид чувствительного элемента и всей ПЗС-матрицы CCD 47-10.

Рентгеновская фотоплёнка УФ-4.

Ещё одним детектором, обладающим пространственным разрешением, служила чувствительная в МР диапазоне фотоплёнка УФ-4. Использование фотоплёнок обусловлено их высоким пространственным разрешением (для новой плёнки УФ-4 оно составляет 6 мкм) и возможностью регистрировать излучение на большой площади детектора. Чувствительность фотоплёнок практически не уступает чувствительности ПЗС-матриц, но при этом плёнки не имеют ограничений на время накопления сигнала (время экспозиции). Кроме того, на оптический спектр, регистрируемый фотоплёнкой, никак не влияют электромагнитные поля вокруг (в т. ч. и порождаемые плазмой).

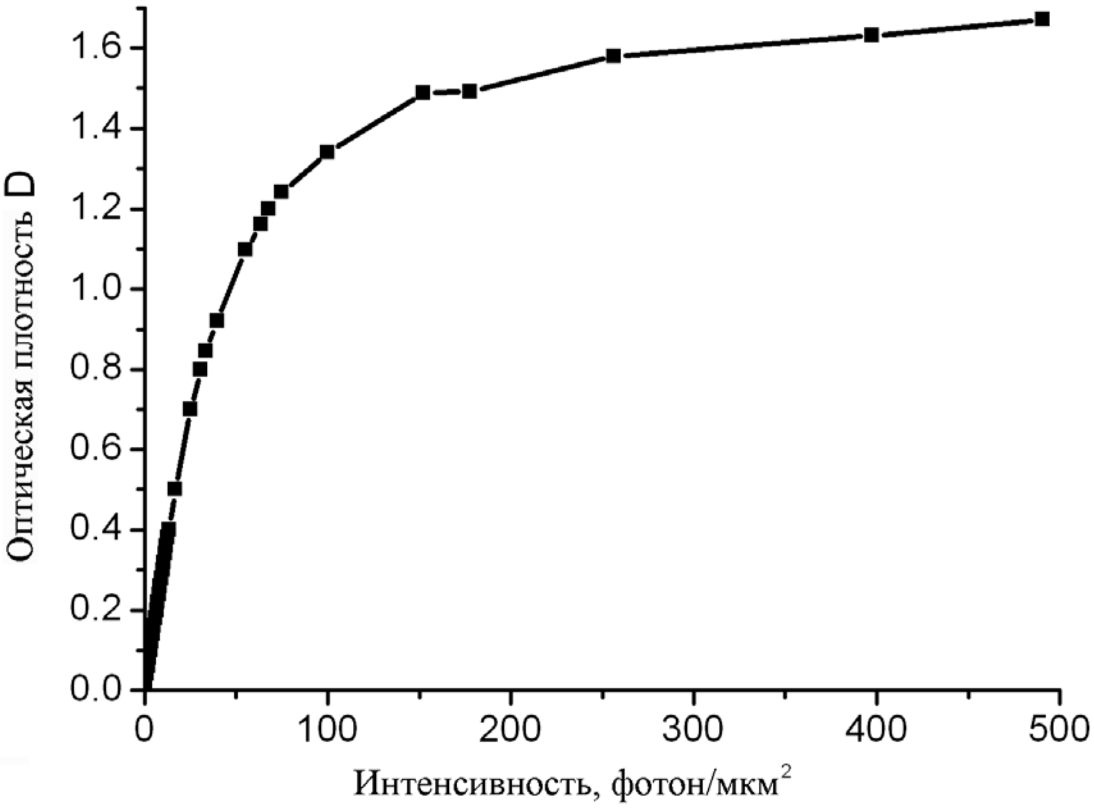

Рис. 1.4. Характеристическая кривая для МР фотоплёнки УФ-4.

Основной характеристикой фотоплёнки является функция зависимости почернения от интенсивности регистрируемого излучения. Эта зависимость называется характеристической кривой фотоплёнки, и для плёнки УФ-4 она имеет вид, представленный на Рис. 1.4. Мерой почернения плёнки после процедуры проявления служит оптическая плотность, определяемая для видимого света через $D = -\log_{10}(I/I_0)$. Здесь I_0 – интенсивность падающего видимого излучения, I – интенсивность прошедшего.

На Рис. 1.4 приведены результаты абсолютной калибровки фотоплёнки, проведённой А. П. Шевелько при помощи схемы сравнения на длине волны $\lambda = 182$ Å и прокалиброванного люминесцентного детектора [79]. При калибровке был использован ЛПИ на основе мишени из рения (Z = 75), МР излучение которого направлялось в два канала схемы сравнения. Каждый канал содержал МЗ на основе Mo/Si ($\lambda_0 = 182$ Å), Al фильтр и детектор. Из зависимости Рис. 1.4 видно, что при $D < 0.4$ зависимость $D(I_{MP})$ линейна, а для не очень высоких оптических плотностей $D < 0.8$ она близка к линейной.

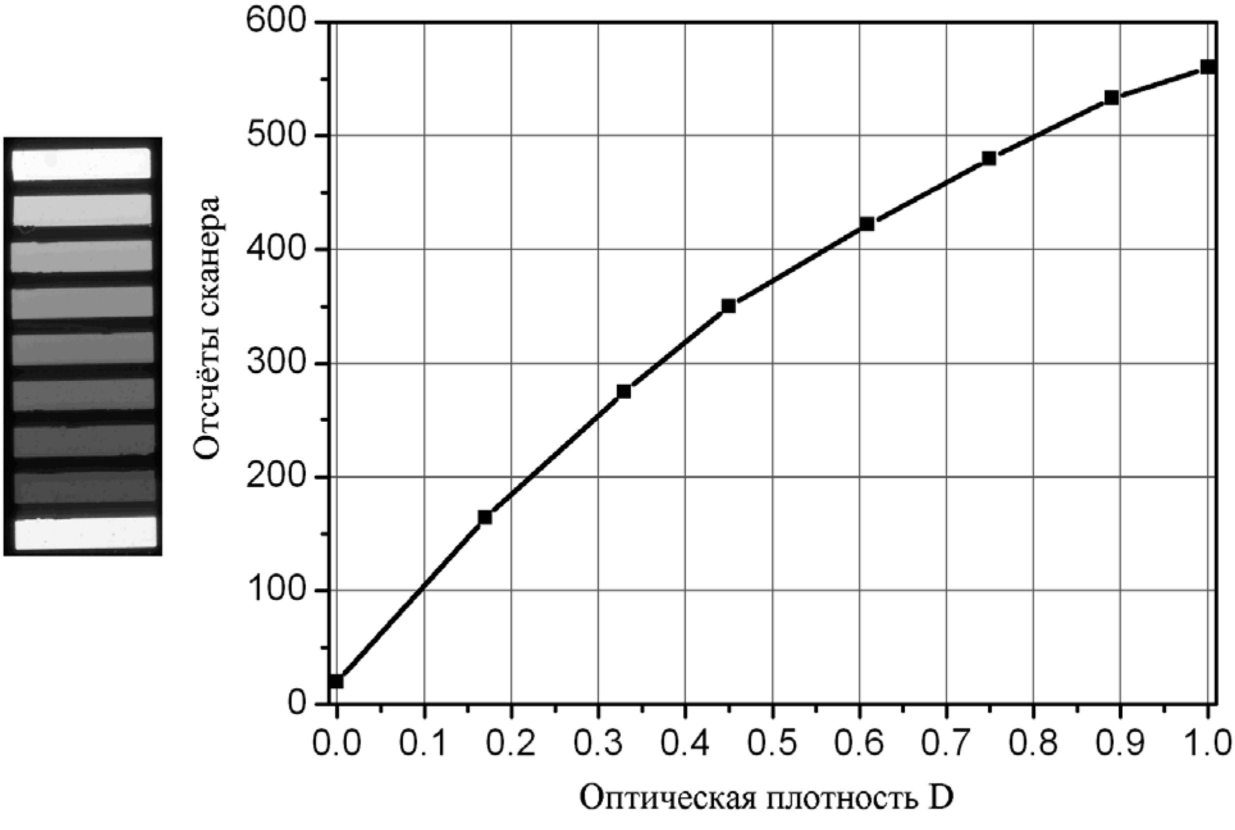

Рис. 1.5. Изображение тест-объекта и снятая с его помощью передаточная функция сканера Epson Perfection 4870. Погрешности в масштабе рисунка не видны.

Оптическая плотность зарегистрированного сигнала на фотоплёнке определялась методом оцифровки при помощи сканера Epson Perfection 4870 с оптическим разрешением 5.3 мкм. Фотоплёнка УФ-4 сканировалась «на просвет» одновременно с тест-объектом с разрешением 600, 1200, 2400 или

4800 точек на дюйм в режиме «оттенки серого». Тест-объект (ступенчатый ослабитель) представляет собой набор полос с известными измеренными оптическими плотностями. С помощью тест-объекта строилась передаточная функция сканера (Рис. 1.5), которая в тесной совокупности с результатами калибровки фотоплёнки (Рис. 1.4) давала возможность получать абсолютные значения интенсивности зарегистрированного МР излучения.

1.4. Импульсное газовое сопло с регулировкой давления

Вакуумная камера оснащена системой напуска рабочего газа в вакуум при помощи импульсного электромагнитного клапана, синхронизированного с лазерной вспышкой через регулируемую линию задержки. Клапан был изготовлен под руководством В. Г. Капралова в Санкт-Петербургском государственном техническом университете и впервые применён в работе [63]. Конструкция клапана допускает использование сменных сопел, в числе которых цилиндрическое сопло (длина 10 мм, диаметр 0.4 мм) и коническое (сверхзвуковое) сопло. Во всех экспериментах с использованием газов в данной работе было задействовано сверхзвуковое сопло (длина 10 мм, диаметр выходного отверстия 1.0 мм, отношение площадей выходного и входного отверстий $S_{out} / S_{in} \approx 5.0$).

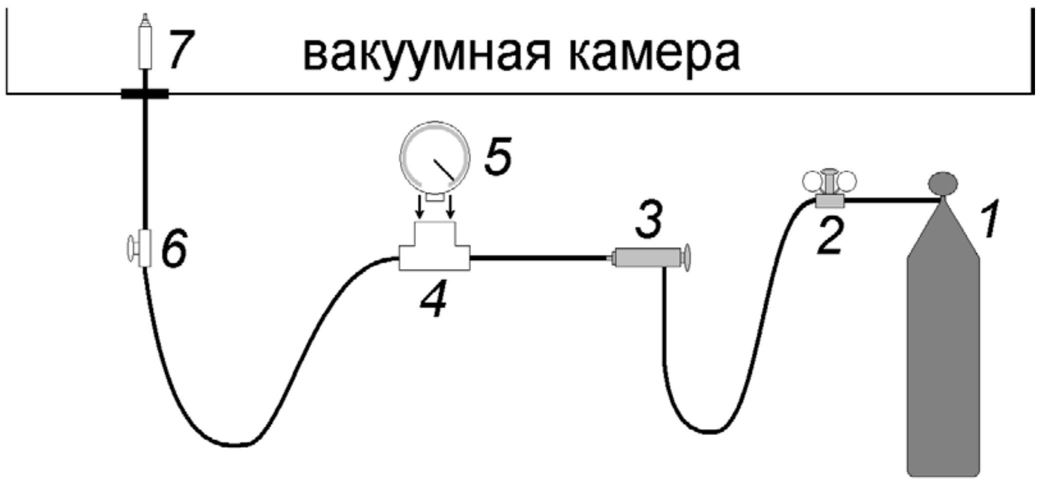

Рис. 1.6. Схема установки импульсного газового клапана *7* в вакуумной камере. *1* – баллон с рабочим газом; *2* – редуктор; *3* – вентиль тонкого напуска; *4* – буферный объём с возможностью подключения вакуумметра *5*; *6* – вентиль грубого напуска.

На Рис. 1.6 приведена схема регулировки давления газа в импульсном сопле перед впрыскиванием в вакуумную камеру. Рабочий газ подводится от сменных баллонов *1*, которые подключаются к схеме по мере необходимости. Редуктор *2* позволяет напускать рабочий газ в схему при давлениях до 10 атм. Буферный объём *4* с возможностью подключения образцового вакуумметра *5* позволяет проводить работу как при давлениях выше 1 атм., так и при давлениях ниже 1 атм. В первом случае вакуумметр отключается, а буферный объём закрывается вакуумной заглушкой. Для предотвращения повреждения вакуумметра в схему вставлен вентиль тонкого напуска *3*. Имеется также возможность подключения системы вакуумной откачки к схеме регуляции давления на участке между вентилем грубого напуска *6* и газовым клапаном *7* (подключение на рисунке не показано) для откачки до давления ~10^{-4} Торр и предотвращения смешивания разных рабочих газов. Такая схема позволяет работать при давлениях стагнации от 0.1 до 10 атм.

Регулируемая линия задержки позволяет изменять время между моментом открытия газового клапана и лазерной вспышкой. От блока питания клапана на блок питания лазера подаётся синхроимпульс с заданной временной задержкой из интервала 300–1300 мкс. Время выхода лазерной вспышки после подачи синхроимпульса на блок питания лазера составляет 500 мкс, что даёт запаздывание лазерного импульса относительно момента запуска газового клапана на время в интервале 800–1800 мкс. Но так как время полного открытия клапана составляет ~ 1 мс, то такой интервал временной задержки синхроимпульса позволяет давать лазерную вспышку практически в любой момент установления стационарного течения, а также после того, как газовая струя уже стала стационарной.

Ранее в работах [61, 63] при проведении экспериментов по созданию безосколочного источника МР излучения методом фокусировки лазерного импульса в газовую струю, была исследована зависимость интенсивности свечения образованной плазмы от времени задержки между моментом открытия газового клапана и лазерной вспышкой (Рис. 1.7). Светимость плазмы в данном случае является индикатором состояния струи, поэтому можно говорить, что стационарное истечение газа из камеры стагнации формируется в первые 80–100 мкс после открытия клапана. В настоящей работе время задержки от момента открытия клапана было 400 мкс, так что во всех экспериментах, проводимых с использованием рабочего газа, струя была заведомо стационарной. Время открытого состояния клапана ≈ 1.5 мс.

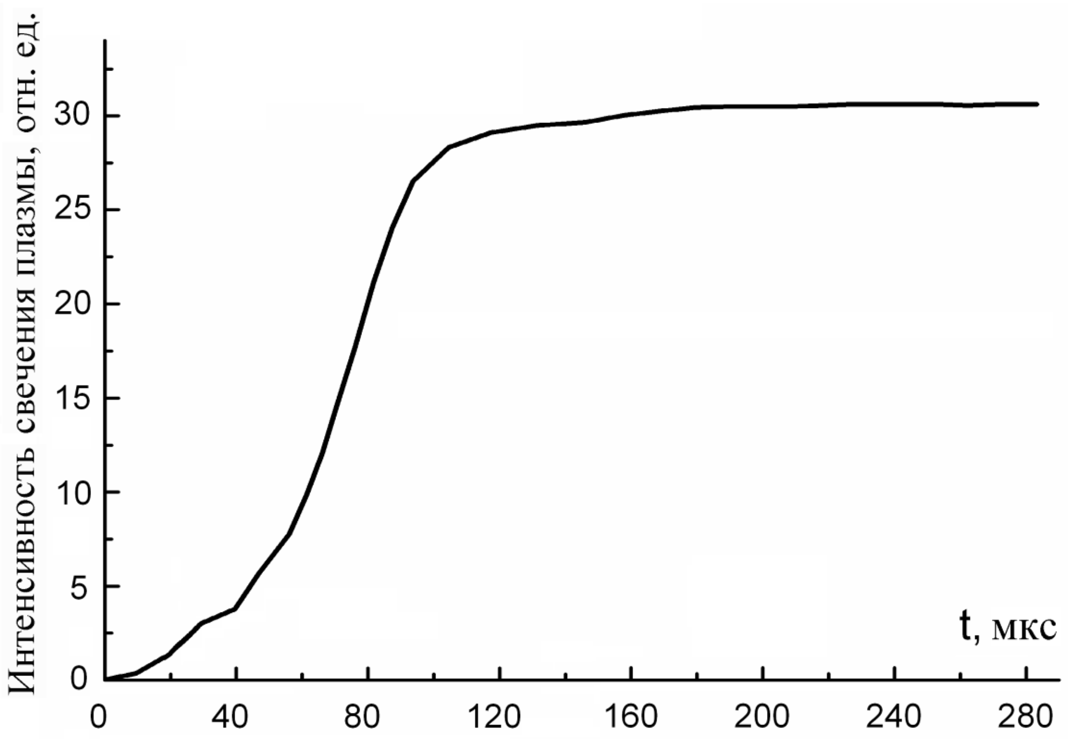

Рис. 1.7. Определение времени установления стационарного течения струи газа по зависимости светимости лазерной плазмы в МР диапазоне от времени задержки.

1.5. Техника расчёта АМЗ и учёт переходных слоёв

В данном разделе описывается используемый численный метод, который даёт возможность оптимизировать многослойную структуру с точки зрения различных критериев. Он продемонстрировал свою эффективность при оптимизации АМЗ, предназначенных для работы в любых поддиапазонах рентгеновской области спектра. Расчёты проводились при различных (в том числе, малых скользящих) углах падения излучения, причём число слоев структуры могло быть достаточно велико (~ 10^3).

Допустим, что многослойная структура $\{l_j\}$, $j = 1\ldots N$, состоит из N чередующихся слоёв, характеризующихся комплексными диэлектрическими постоянными вида $\varepsilon_{A,B} = n_{A,B}^2 = 1 - \delta_{A,B} + \mathrm{i}\,\beta_{A,B}$. Для материалов слоёв A и B, состоящих из атомов одного сорта, оптические константы $\delta_{A,B}$ и $\beta_{A,B}$ связаны с их атомными факторами рассеяния $f = f_1 + \mathrm{i}\, f_2$ соотношением

$$\begin{pmatrix} \delta \\ \beta \end{pmatrix} = \frac{r_0}{\pi}\lambda^2 N \begin{pmatrix} f_1 \\ f_2 \end{pmatrix} \approx 0.54 \cdot 10^{-5}\,\frac{\rho}{\mu}\lambda_A^2 \begin{pmatrix} f_1 \\ f_2 \end{pmatrix},$$

где $r_0 = e^2 / m_e c^2 \approx 2.8{\times}10^{-13}$ см – классический радиус электрона. N – концентрация атомов, λ_A выражена в ангстремах, плотность вещества ρ – в граммах на кубический сантиметр, а атомный вес μ – в атомных единицах массы. Если вещество состоит из атомов нескольких сортов, то применимо для расчёта оптических констант более общее выражение:

$$\begin{pmatrix} \delta \\ \beta \end{pmatrix} \approx 0.54 \cdot 10^{-5}\,\frac{\rho}{\sum_i \alpha_i \mu_i}\lambda_A^2 \begin{pmatrix} \sum_i \alpha_i f_{1i} \\ \sum_i \alpha_i f_{2i} \end{pmatrix},$$

где α_i – доля атомов сорта *i*. В литературе имеются данные об атомных факторах рассеяния для элементов с зарядом ядра от 1 до 92 в диапазоне энергии фотонов 10 эВ – 30 кэВ [80–82].

Толщины слоев l_j в АМЗ, вообще говоря, различны. В отличие от периодической структуры, суммарные толщины пар соседних слоёв не предполагаются постоянными по глубине структуры: $l_1 + l_2 \neq l_3 + l_4 \neq \ldots$. Кроме того, в общем случае различны и оптические длины путей для пар соседних слоёв: $l_1 n_A + l_2 n_B \neq l_3 n_A + l_4 n_B \neq \ldots$. То есть, наличие периода в структуре АМЗ *a priori* не предполагается ни в каком смысле.

«Прямая задача» многослойной оптики формулируется как задача о нахождении коэффициента отражения $R_{s,p}(\lambda,\theta)$ от многослойной структуры для s- и p-поляризованного излучения, падающего под углом θ к нормали. Наиболее часто для численного решения этой задачи используется метод рекуррентных соотношений, описанный в литературе [10, 83]. Нахождение АМЗ, в наилучшем смысле удовлетворяющих некоторому наперёд заданному критерию, принято называть «обратной задачей» многослойной оптики.

Для постановки подобной задачи по оптимизации АМЗ формируется целевая функция F_{gf} для $R(\lambda,\theta_0)$ или $R(\lambda_0,\theta)$ (индекс "0" при угле падения или длине волны означает, что данный параметр зафиксирован). Целевая функция может задаваться на каком-либо интервале длин волн или углов падения, а также на нескольких изолированных интервалах. Далее, вводится норма отличия коэффициента отражения от F_{gf} (оценочный функционал F), подсчитываемая в области определения F_{gf} и рассматриваемая как функция N переменных $\{l_j\}$. Искомая АМЗ находится путём численной минимизации функционала $F = \int \left[R(\lambda) - F_{gf})\right]^{2m} d\lambda$ (m = 1, 2, …) [56]. Число параметров оптимизации в данном случае равно числу слоёв N в АМЗ. Функции F_{gf} и F выбираются исходя из характера решаемой задачи и этим предопределяют результат оптимизации. При нахождении экстремума функционала F во всех расчётах использовались генетический алгоритм и метод наискорейшего спуска. Для уменьшения степени зависимости времени расчёта от N в работе [56] также была введена аналитическая формула для частных производных амплитудного коэффициента отражения по значениям толщин слоёв.

При расчёте отражательных характеристик МЗ следует также обратить внимание на возможную дефектность самих изготавливаемых МЗ. Среди всего многообразия наблюдаемых дефектов (наличие примесей, отклонение плотностей слоёв от табличных значений, состояние поверхности МЗ и др.) первостепенную роль в ухудшении оптических характеристик МЗ часто играют межфазные шероховатости и переходные слои. Если отдельные слои наносить методом распыления (ионно-лучевым, магнетронным, триодным и др.), то шероховатость подложки, как правило, воспроизводится в покрытии, поэтому наличие в настоящее время подложек с шероховатостью менее 2 Å позволяет проблему шероховатостей часто считать второстепенной. Однако наличие переходных слоёв, образующихся в результате взаимодиффузии при изготовлении МЗ, приводит к тому, что диэлектрическая проницаемость чистых материалов слоёв A и B изменяется от ε_A к ε_B в пределах толщины переходного слоя. Наличие переходных слоёв приводит к изменению амплитуд волн, отражённых от каждой границы раздела слоёв основных веществ структуры МЗ, что, естественно, влияет на спектр его отражения.

Степень перемешивания веществ и состав переходных слоёв может сильно зависеть от метода изготовления и условий хранения МЗ. Например, в Mo/Si МЗ толщина переходного слоя может изменяться от 6–12 Å [84] до 30 Å [85], а его состав от $MoSi_2$ [86] до Mo_5Si_3 [87]. Как следует из данных электронной микроскопии поперечных срезов, в случаях периодических и широкополосных МЗ, предназначенных для работы с излучением $\lambda > 125$ Å, в структурах Mo/Si толщина переходного слоя Mo-на-Si составляет около 12 Å, а толщина переходного слоя Si-на-Mo около 6 Å (Рис. 1.8). Такая ситуация реализуется при условии, что толщина слоёв Mo не менее ~20 Å, при этом по элементному составу переходные слои близки к силициду $MoSi_2$ [84].

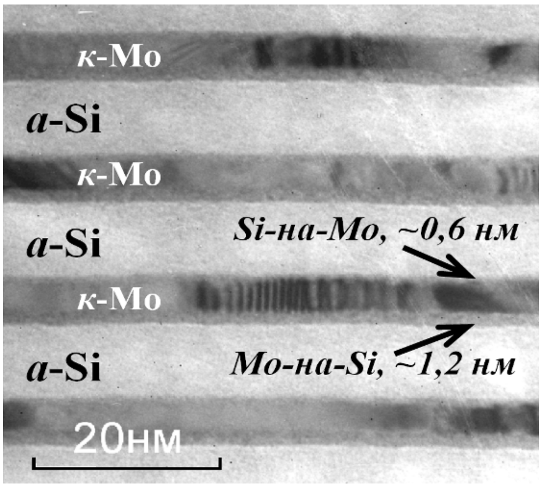

Рис. 1.8. Электронно-микроскопическое изображение среза Mo/Si МЗ с периодом 153 Å. Видно наличие переходных слоёв между аморфным Si и кристаллическим Mo.

Учёт слоёв Mo-на-Si и Si-на-Mo в форме силицида $MoSi_2$ приводит к относительному уменьшению коэффициента отражения МЗ на несколько процентов. Например, в периодической структуре Mo/Si с λ_0 = 135 Å он при этом уменьшается с 74.6 до 71.6 %. Однако, более реалистичное описание влияния переходных слоёв на коэффициент отражения структуры учитывает плавный характер изменения диэлектрической проницаемости на границе раздела. Этот подход наиболее естественный и в случаях, когда элементный состав переходного слоя неизвестен. Математически такой учёт достигается, например, при многоступенчатой аппроксимации перехода путём линейной интерполяции ε. На Рис. 1.9(а) показан профиль коэффициента отражения периодического Mo/Si МЗ (λ_0 = 135 Å) без учёта и с учётом переходных слоёв, а на Рис. 1.9(б) – поведение коэффициента отражения в максимуме при аппроксимации разности $\varepsilon_{Mo} - \varepsilon_{Si}$ различным числом ступеней, а также при учёте переходного слоя со стехиометрией силицида $MoSi_2$. Видно, что при увеличении числа ступеней коэффициент отражения слегка подрастает, стремясь к постоянному значению. Это предельное значение примерно на 1 % выше того, что дает учёт переходных слоёв в форме силицида $MoSi_2$.

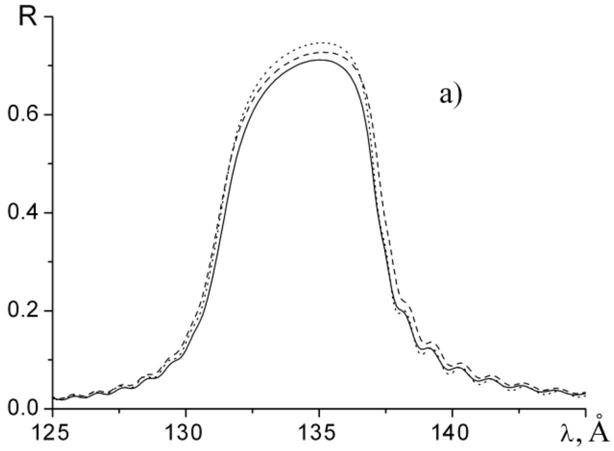

Рис. 1.9. (а) Расчёт спектра отражения периодического Mo/Si МЗ (150 слоёв) с λ_0 = 135 Å без учёта переходных слоев (точки), при учёте переходного слоя с $\varepsilon = (\varepsilon_{Mo} + \varepsilon_{Si})/2$ (сплошная линия), и при учёте плавного перехода ε от ε_{Mo} к ε_{Si} ($n \to \infty$, пунктир). (б) Коэффициент отражения в максимуме без учёта переходных слоёв (★), учёт 6 Å и 12 Å в форме силицида $MoSi_2$ (■), и учёт плавного перехода ε за n ступеней.

1.6. Основные результаты Главы 1

В Главе 1 описаны вакуумная установка, твердотельный неодимовый лазер и основные элементы оптико-спектрального комплекса для проведения экспериментов в МР диапазоне. Помимо упомянутых широкоапертурных свободновисящих дифракционных решёток и рентгеновской фотоплёнки УФ-4, в комплекс входят МЗ, измерению характеристик и использованию которых посвящены следующие Главы. ПЗС-матрицы, использованные в качестве детекторов в ряде экспериментов, в состав измерительного комплекса не входят: после измерений они были запущены на орбиту в составе телескопов и спектрогелиографов на борту космического аппарата. Описываемые далее в работе эксперименты используют и демонстрируют возможности описанного экспериментального комплекса.

Также в Главе 1 подробно описан метод, используемый для численных расчётов периодических и апериодических МЗ на основе произвольной пары веществ с известными значениями плотности и атомных факторов рассеяния из таблиц. Проводимые расчёты дают возможность проводить учёт наличия переходных слоёв в многослойных структурах, в том числе в случаях, когда неизвестна стехиометрия образованных слоёв. Методика учёта переходных слоёв проиллюстрирована на примере расчёта периодических Mo/Si МЗ.

ГЛАВА 2. ИСПЫТАНИЯ ЭЛЕМЕНТОВ МНОГОСЛОЙНОЙ РЕНТГЕНОВСКОЙ ОПТИКИ ПРИ ПОМОЩИ ШИРОКОПОЛОСНОГО ИСТОЧНИКА ИЗЛУЧЕНИЯ

2.1. Цели и задачи Главы 2

В настоящее время многослойная рентгеновская оптика уже стала неотъемлемой частью экспериментов по регистрации МР излучения и диагностике лабораторной и астрофизической плазмы. Современные успехи в солнечной астрономии МР-ЭУФ диапазонов (8–600 Å) в значительной мере связаны с прогрессом в разработке новых типов отражающих многослойных покрытий для элементов рентгеновской оптики. Периодические МЗ обладают высокой селективностью коэффициента отражения по спектру, за счёт чего их обычно используют для выделения определённых линий или их групп в линейчатых спектрах, что часто необходимо в космических экспериментах.

С другой стороны, при проведении экспериментов в лабораторных условиях существует потребность в дифракционных приборах МР диапазона, которые обладают одновременно стигматизмом, относительно большим приёмным углом ($\sim 5\cdot 10^{-2}$ рад $\times$ $5\cdot 10^{-2}$ рад) и широким спектральным диапазоном (порядка октавы и более) при разрешающей способности $\lambda/\delta\lambda \sim 300$ и выше. Такой стигматический (изображающий) спектральный прибор реализуется при использовании АМЗ нормального падения [56] в сочетании, например, с пропускающей дифракционной решёткой [60].

Периодические многослойные рентгеновские зеркала принято характеризовать коэффициентом отражения в максимуме (т. е. на длине волны $\lambda_0 = 2d\langle n\rangle\cos\theta$, где d – период многослойной структуры, $\langle n\rangle$ – среднее по периоду значение показателя преломления, и θ – угол падения), а также формой и шириной резонансного пика отражения. При этом большое значение имеют и другие параметры спектров, которые обычно остаются без должного внимания. Речь идёт, например, о малых сопровождающих максимумах (т. н. «сателлитах») и высших интерференционных порядках отражения, которые могут вносить существенный вклад в интегральный по спектру отражённый поток излучения. Использование широкополосного лазерно-плазменного источника МР излучения позволяет выявить эти особенности и исследовать их роль в формировании отражённого сигнала.

Первой целью Главы 2 было продемонстрировать эффективность МР спектрографа для измерений спектров отражения вогнутых МЗ и измерить спектры новых периодических зеркал, синтезированных в Институте физики микроструктур РАН в рамках проекта ТЕСИС / КОРОНАС-ФОТОН для изображающей спектроскопии Солнца [88]. Основной интерес представлял анализ особенностей зарегистрированных спектров. Второй важной целью было исследовать спектральный коэффициент отражения широкополосного АМЗ, разработанного для спектроскопии и диагностики лабораторной (в том числе, лазерной) плазмы и синтезированного в Национальном техническом университете «Харьковский политехнический институт» (НТУ «ХПИ»). Для периодических МЗ задача подразумевала определение их однородности по апертуре, а также оценку относительной роли «крыльев» отражения в конкретной схеме, т. е. с учётом конкретных детекторов излучения и абсорбционных фильтров. Для АМЗ, оптимизированного на равномерное отражение в некоторой области спектра, основной интерес представляют вариации коэффициента отражения в пределах области оптимизации.

2.2. МР спектрограф нормального падения

Для измерения спектров отражения МЗ и оценки их изображающих свойств в вакуумной камере собирался изображающий (стигматический) дифракционный спектрограф, в котором роль фокусирующего элемента принадлежала исследуемым зеркалам [89]. Спектрограф включает в себя входную щель, исследуемое МЗ, широкоапертурную дифракционную решётку на пропускание и детектор (Рис. 2.1).

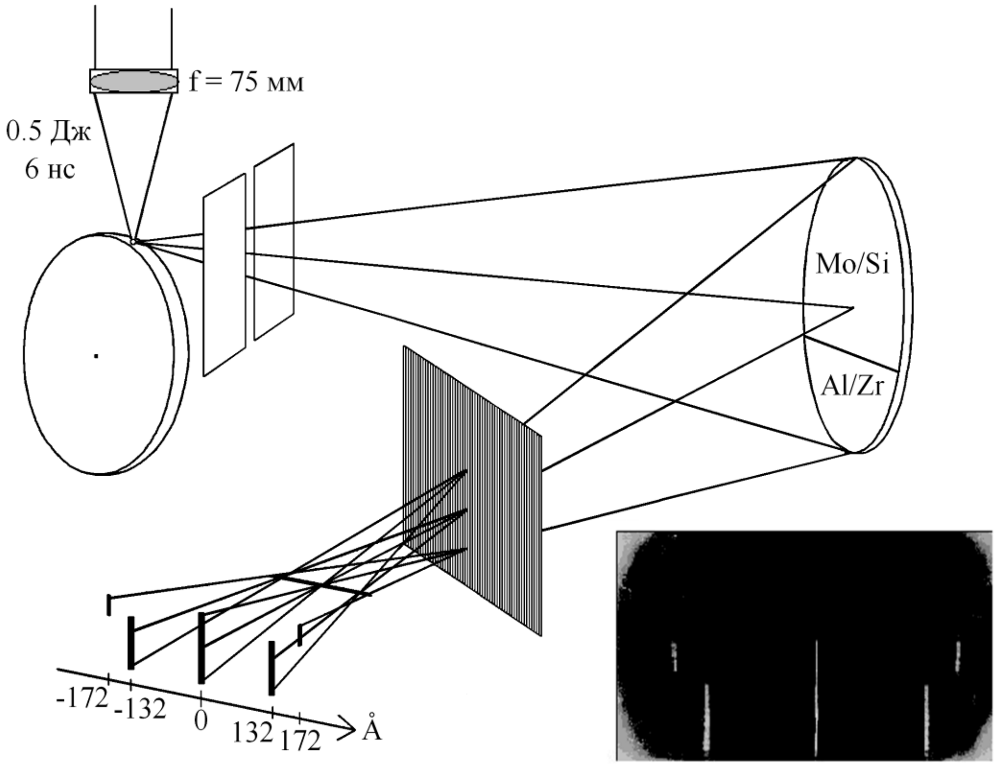

Рис. 2.1. Схема дифракционного МР спектрографа с исследуемым вогнутым МЗ в качестве фокусирующего элемента, и спектр двухсекционного МЗ (Mo/Si и Al/Zr).

Согласно схеме Роуланда, входная щель и регистрирующая схема располагались симметрично относительно нормали к поверхности исследуемого зеркала, проведённой через точку падения центрального луча. Расстояние между серединой детектора и отверстием входной щели во всех экспериментах данной Главы было неизменным и составляло 210 мм, в то время как радиус кривизны исследуемых зеркал составлял от 1 до 3.25 м. Таким образом, отражение излучения от МЗ происходило при небольших углах падения (~0.03–0.1 рад). В результате аберрации схемы были малы, и спектральные изображения входной щели, создаваемые многослойными зеркалами на чувствительной поверхности детектора, обладали высокой стигматичностью. Спектральная ширина щели зависела от расстояния от решётки до детектора и в разных экспериментах составляла от 1.2 до 3 Å.

Источником МР излучения в данной схеме служила лазерная плазма, образующаяся при облучении вольфрамовой мишени наносекундными импульсами неодимового лазера ($Nd{:}YAlO_3$, 0.5 Дж, 6 нс, 1.08 мкм).

Лазерный пучок фокусировался на мишени в пятно с эффективной площадью S_{eff} ~ 10^{-5} см^2 с помощью линзы из тяжёлого флинта с фокусным расстоянием f = 75 мм. Максимальная интенсивность лазерного излучения в центре фокального пятна составляла ~ 10^{13} Вт/см^2.

Известно, что из-за высокого атомного номера вольфрама, излучение данного ЛПИ представляет собой квазинепрерывный спектр с плавно изменяющейся интенсивностью в диапазоне от ~20 до 350 Å [90–92] (спектр такого источника из работы [92] приведён на Рис. 2.2). Это позволяет использовать подобное излучение для исследований в достаточно широком спектральном диапазоне. В итоге, спектры, обсуждаемые в данной Главе, представляют собой произведение медленно меняющегося спектра ЛПИ, отражательной способности исследуемого зеркала, и чувствительности детектора, с учётом пропускания фильтра. В качестве детекторов были использованы ПЗС-матрицы (CCD 47-10 backside-illuminated, размер ячейки 13 мкм) с напылёнными на них слоем Al или многослойной структурой Zr/Si, которые выполняли функцию абсорбционных фильтров.

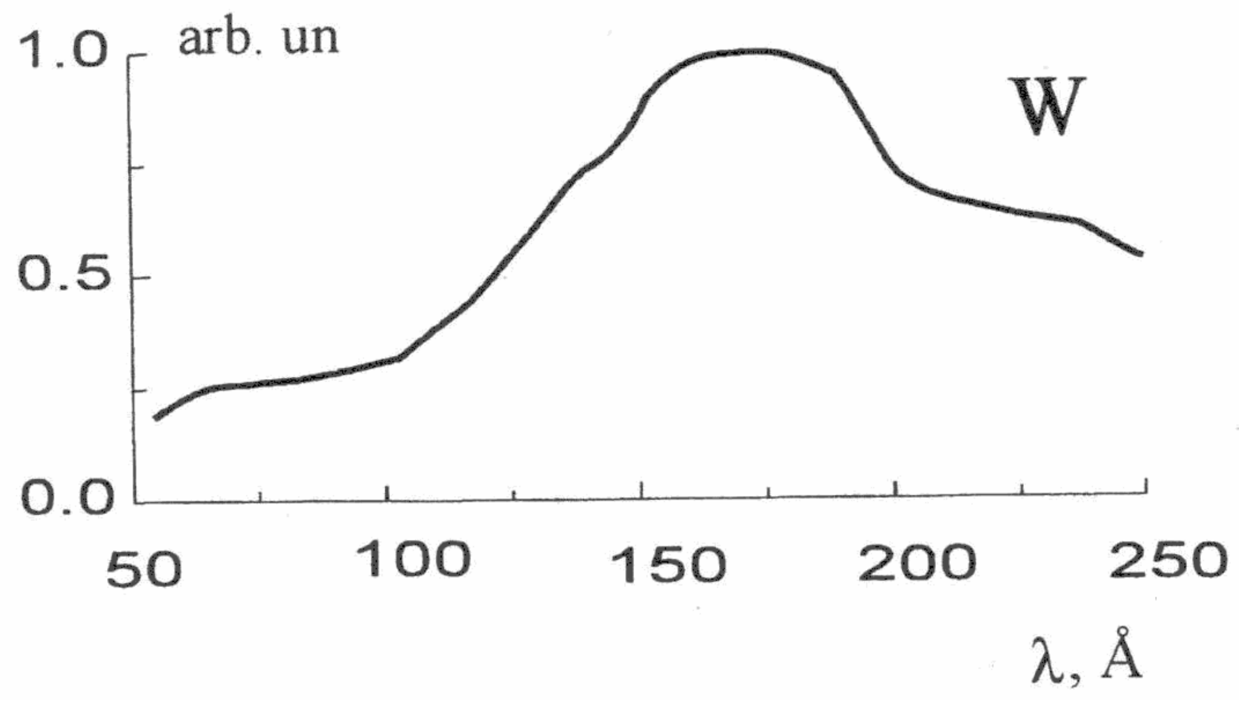

Рис. 2.2. Спектр излучения вольфрамового ЛПИ, взятый из работы [92].

Входная щель схемы располагалась на расстоянии 110 либо 20 мм от места фокусировки лазерного импульса на мишени, в зависимости от радиуса кривизны МЗ. Раскрытие щели составляло 45 мкм и не изменялось от эксперимента к эксперименту. В каждом отдельном измерении, входная щель и детектор были установлены на круге Роуланда исследуемого вогнутого МЗ. В пучке, отражённом от исследуемого МЗ, располагалась свободновисящая широкоапертурная пропускающая дифракционная решётка (1000 линий/мм, $S = 5$ см^2), которая помещалась на рассчитанном, исходя из требуемого значения дисперсии, расстоянии от детектора.

Из-за малых размеров лазерно-плазменного источника (~0.05 мм) излучение, исходящее из какой-либо точки входной щели, освещало сравнительно небольшой (1–3 мм по вертикали) участок апертуры МЗ. Поэтому каждый такой участок апертуры формировал свою горизонтальную полоску спектрального изображения на определенной высоте на детекторе. Все вместе полоски образовывали спектр, протяжённый по вертикали. Поэтому по зависимости формы спектров от вертикальной координаты на детекторе, можно судить об однородности отражательных характеристик многослойного покрытия по апертуре исследуемых МЗ. В частности, по расстоянию от соответствующих участков спектрального изображения до нулевого порядка дифракции, можно судить о зависимости периода многослойной структуры от координаты по апертуре зеркала.

2.3. Особенности зарегистрированных спектров

В настоящей Главе описаны результаты измерений спектральных характеристик нескольких периодических рентгеновских МЗ, некоторые из которых были двухсекционными (апертура была разделена на два участка, на которые наносились различные многослойные покрытия), и одного АМЗ. В Табл. 2.1 собраны предварительные технические сведения об исследуемых МЗ (для параболических зеркал радиус кривизны указан при вершине параболы).

Табл. 2.1. Основные геометрические и структурные характеристики исследуемых МЗ.

№	λ_{max} (Å)	Материал	Форма	Радиус кривизны (мм)	Число слоёв	Период d (Å)
1	132/172	Mo/Si, Al/Zr	парабол.	3250	100, 100	68, 87
2	192	Mo/Si	сферич.	1612	80	98
3	132	Mo/Si	парабол.	3250	100	68
4	304	Mo/Si	парабол.	1200	24	164
5	304	Mo/Si	парабол.	1000	30	166
6	304	Mg/Si	парабол.	3250	80	157
7	172/304	Al/Zr, Mg/Si	парабол.	3250	100, 80	87, 157
8	АМЗ	Mo/Si	сферич.	1000	80	–

Все МЗ из Табл. 2.1, кроме МЗ №2 и АМЗ, после характеризации были установлены в телескопах и спектрогелиографах МР диапазона на спутнике КОРОНАС-ФОТОН. Рассмотрим особенности зарегистрированных спектров.

2.3.1. Неоднородности многослойного покрытия по апертуре

В первых двух исследованных МЗ были выявлены неоднородности многослойного покрытия по апертуре (Рис. 2.3). В спектре двухсекционного (Mo/Si и Al/Zr) МЗ с максимумами отражения на длинах волн 132 и 172 Å спектральные линии секции Al/Zr имеют небольшой наклон, что указывает на увеличение периода многослойной структуры на краях апертуры МЗ (пик отражения при этом смещается от 172 Å до 176 Å). Фрагмент Mo/Si (132 Å) в этом МЗ даёт спектральные линии без наклона, что говорит об однородности периода многослойной структуры по апертуре фрагмента.

На Рис. 2.3(б) представлен спектр МЗ с максимумом отражения на $\lambda_0 = 192$ Å. Края зарегистрированной спектральной полосы расположены дальше от нулевого дифракционного порядка, чем её середина. Максимум отражения МЗ смещается от 190 Å в центре до 194 Å на краях апертуры. Это свидетельствует о том, что на краях зеркала период многослойной структуры примерно на 2 Å больше, чем в центре. Спектры отражения всех остальных исследованных МЗ свидетельствуют о высокой степени однородности многослойных покрытий по их апертурам.

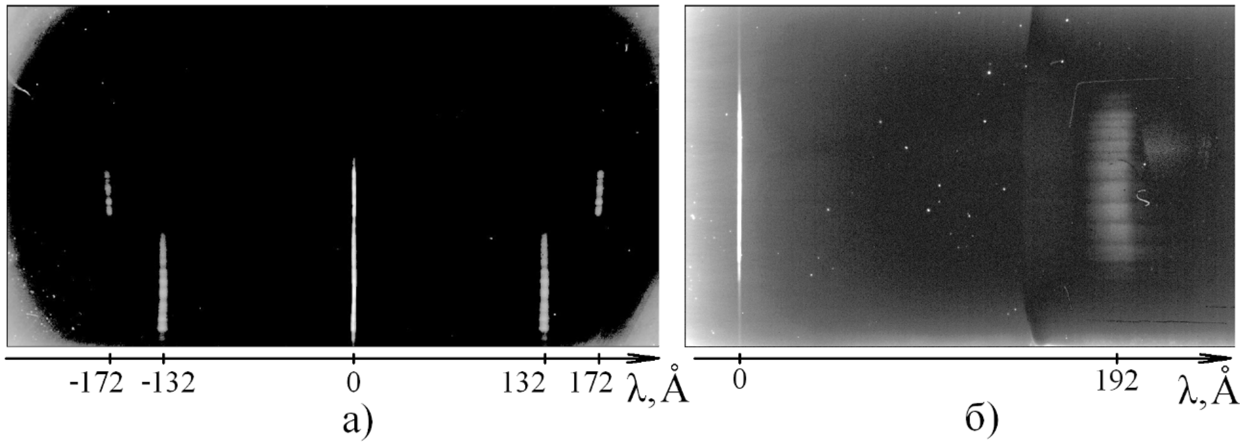

Рис. 2.3. Спектры МЗ, имеющих неоднородности многослойного покрытия по апертуре. а) Двухсекционное с покрытиями Mo/Si (132 Å) и Al/Zr (172 Å); б) Mo/Si, λ = 192 Å.

Спектральная ширина FWHM (*Full Width at Half Maximum*) $\Delta\lambda_{1/2}$ обоих максимумов отражения в двухсекционном МЗ составила ≈ 6 Å, а ширина пика отражения МЗ с λ_0 = 192 Å оказалась равна $\Delta\lambda_{1/2}$ = 15 Å.

2.3.2. «Сателлиты» около основного максимума отражения

В спектре периодического МЗ №3 с максимумом отражения на длине волны λ_0 = 132 Å отчётливо видны сопровождающие «сателлиты» с обеих сторон от основного максимума (Рис. 2.4). В длинноволновой области этих «сателлитов» больше, и они видны лучше. Это находится в полном согласии с теоретическим расчётом [10, 56], причём расстояние между «сателлитами» в спектре характеризует общее количество слоёв в многослойной структуре. Теоретический расчёт, приведённый на Рис. 2.4(в), выполнен для N = 100 одиночных слоёв Mo и Si, принимая во внимание наличие переходных слоёв. Период структуры составил 68.6 Å, доля Mo в периоде – 29.4 % по толщине. Для теоретических расчётов всех Mo/Si МЗ с учётом переходных слоёв были использованы слои Mo-на-Si (толщиной 12 Å) и Si-на-Mo (толщиной 6 Å) со стехиометрией силицида $MoSi_2$.

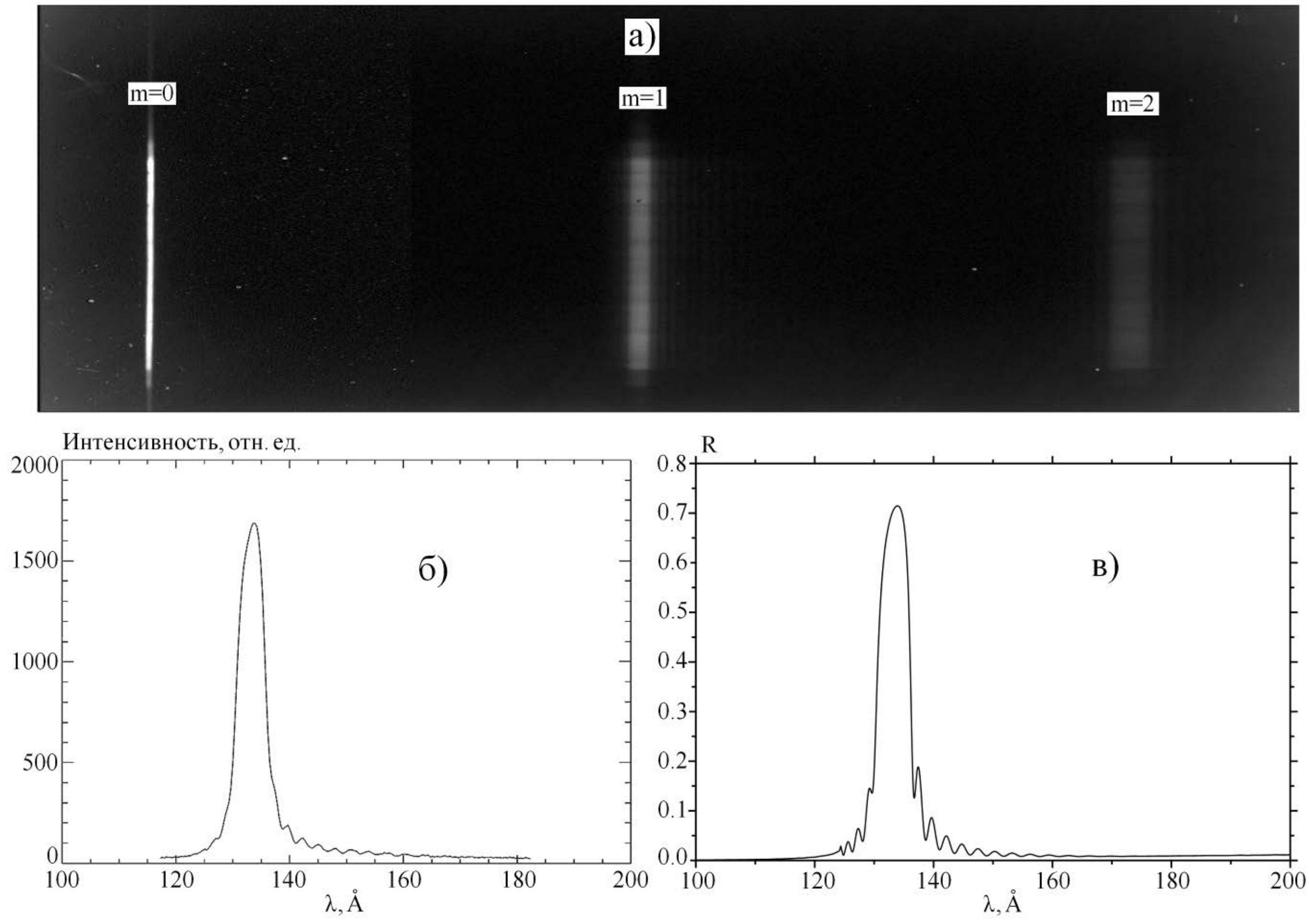

Рис. 2.4. а, б) Зарегистрированный спектр отражения Mo/Si МЗ λ_0 = 132 Å; в) результат теоретического расчёта с учётом N = 100 одиночных слоёв. m – порядок дифракции.

Сравнение экспериментального и теоретического графиков Рис. 2.4(б) и Рис. 2.4(в) позволяет судить о разрешающей способности описываемой схемы, а также о качестве исследуемой структуры периодического МЗ с λ_0 = 132 Å. Видно, что все «сателлиты» на экспериментальном спектре разрешаются, кроме первого. Это указывает на то, что спектральное разрешение схемы можно оценить в ≈ 1.2 Å. При этом высокая степень сходства между экспериментальным и теоретическим графиками, как в форме основного максимума, так и в сателлитной структуре спектра, позволяет говорить о высоком качестве периодической структуры МЗ.

Интересно отметить, что в секции Mo/Si (132 Å) в двухсекционном МЗ №1 сателлитная структура в спектре не видна. Это может указывать на то, что период МЗ выдержан недостаточно строго по глубине многослойной структуры. Но следует также учесть, что в эксперименте с регистрацией спектра отражения МЗ №1 значение обратной дисперсии *dλ/dl* было ниже, и спектральная ширина щели составляла 3.0 Å, что несколько больше периода сателлитной структуры. Из этого следует, что отсутствие ярко выраженной наблюдаемой структуры «сателлитов» в зарегистрированном спектре ещё не является указанием на недостаточно высокое качество МЗ. Однако наличие разрешаемых «сателлитов» сразу указывает на высокую воспроизводимость периодической структуры от периода к периоду. А отсутствие наклонов и изгибов спектральных полос на Рис. 2.4(а) также говорит о высокой степени однородности многослойного покрытия по апертуре исследуемого МЗ №3.

2.3.3. Интерференционные максимумы второго порядка

В данном разделе обсуждаются спектры отражения нескольких МЗ с максимумами отражения вблизи $\lambda_0 \approx 304$ Å. Исследуемые здесь МЗ были двух типов: МЗ №4 и МЗ №5 созданы на основе «классической» структуры Mo/Si, а МЗ №6 и секция на 304 Å в МЗ №7 представляют собой новую периодическую структуру на основе пары Mg/Si. Структуры на основе Mg/Si были разработаны в ИФМ РАН и синтезированы впервые.

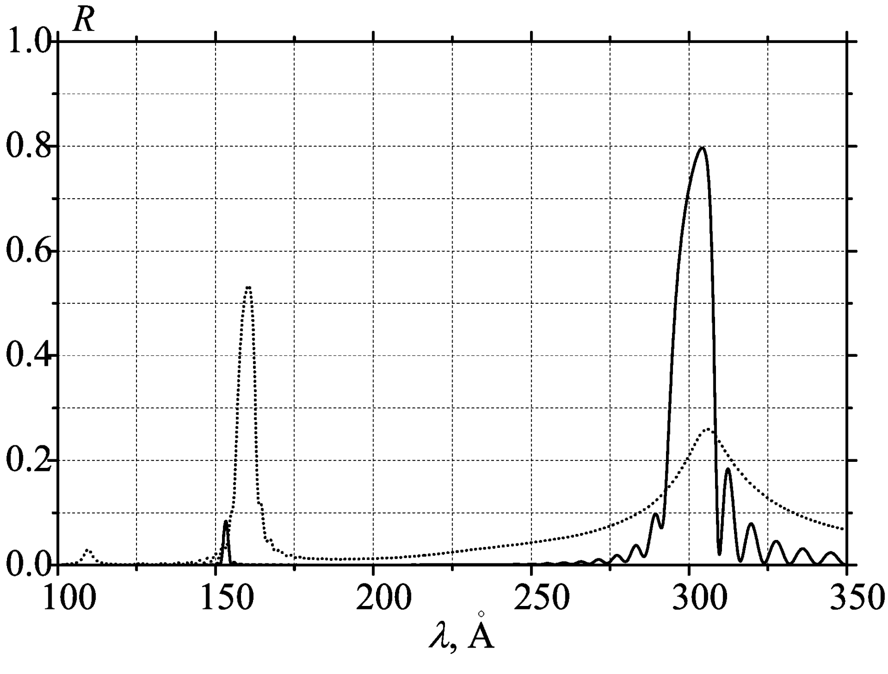

Рис. 2.5. Расчётный коэффициент отражения многослойных структур с максимумами вблизи λ_0 = 304 Å. Пунктирная линия – Mo/Si МЗ, сплошная линия – Mg/Si.

Целесообразно сначала сопоставить расчётные спектры отражения структур Mo/Si и Mg/Si в диапазоне длин волн 100 – 350 Å (Рис. 2.5). В расчётном спектре для Mo/Si многослойных структур (пунктир) присутствует ярко выраженный интерференционный максимум второго порядка. Длина волны $\lambda_{\max II}$ для него оказывается смещена в длинноволновую область относительно $\lambda_0/2 = 152$ Å. Это связано с увеличением среднего показателя преломления Mo/Si структуры $\langle n \rangle$ по мере продвижения в коротковолновую область. Поэтому Mo/Si МЗ имеет второй интерференционный максимум не на 152 Å, а на несколько большей $\lambda_{\max II} \approx 2d\langle n \rangle / m$ вблизи 160 Å (падение нормальное $\cos\theta \approx 1$, d – период многослойной структуры, $m = 2$). То же самое можно сказать и про третий интерференционный максимум $m = 3$ на расчётном графике Рис. 2.5. Для структуры же Mg/Si (сплошная линия) все высшие порядки интерференции оказываются сильно подавленными.

Такое поведение теоретических кривых отражения можно объяснить. В области $\lambda > 200$ Å у Mo возрастает поглощение и, следовательно, оказывается малая глубина проникновения [80–82]. Соответственно, для эффективной работы МЗ доля Mo в периоде оказывается мала, и всё равно при этом вблизи $\lambda_0 \approx 304$ Å «работает» малое число слоёв. Это определяет большую ширину максимума (~ 30 Å). В расчёте Mo/Si структур было взято значение периода $d \approx 165$ Å с содержанием Mo 18.7 %. Такая структура даёт максимальный коэффициент отражения на $\lambda_0 \approx 304$ Å, причём увеличение числа слоёв $N > 30$ уже не даёт заметного прироста коэффициента отражения в максимуме. Но в то же время поглощение Mo в области $\lambda \sim 160$ Å достаточно мало, и тут в конструктивной интерференции задействованы все слои МЗ. Поэтому коэффициент отражения структуры Mo/Si во втором интерференционном максимуме оказывается даже выше, чем на $\lambda_0 \approx 304$ Å (Рис. 2.5).

В структуре Mg/Si ситуация полностью противоположная. Вблизи $\lambda \approx 250$ Å находится L-край поглощения Mg, что обусловливает высокое поглощение в области $\lambda < 250$ Å и существенно более низкое поглощение в области $\lambda \sim 300$ Å, чем у Mo. Поэтому благодаря использованию Mg в МЗ «работает» в несколько раз большее число слоев, что позволяет сузить резонансный максимум отражения $\lambda_0 = 304$ Å, а второй интерференционный порядок при этом существенно ослабляется, так как он оказывается в области сильного поглощения Mg. Таким образом, многослойные зеркала на основе пары Mg/Si оказываются пригодными для построения телескопов и для регистрации квазимонохроматических изображений в области $\lambda \approx 304$ Å.

Об этих замечательных свойствах структуры Mg/Si вблизи $\lambda \sim 300$ Å было известно давно, так как это напрямую следует из оптических констант материалов, которые содержатся в литературе [80–82]. В работе [93] была предсказана высокая эффективность многослойной структуры Mg/Si для работы с излучением вблизи $\lambda_0 \approx 304$ Å, однако синтезировать эту структуру тогда не удалось из-за сильного проникновения материалов слоёв друг в друга. Позже были синтезированы МЗ Mg/SiC с коэффициентом отражения 30 – 40% на длине волны $\lambda \approx 304$ Å [94], хотя обзорные спектры отражения в работе не приводились. А в 2007 году группе Н. Н. Салащенко в ИФМ РАН наконец удалось синтезировать МЗ на основе пары Mg/Si, вводя в структуру дополнительные барьерные слои Cr и B_4C, выполняющие разделительную функцию и предохраняющие слои Mg и Si от взаимной диффузии [95]. На основе этой структуры были синтезированы МЗ №6 и Mg/Si секция МЗ №7.

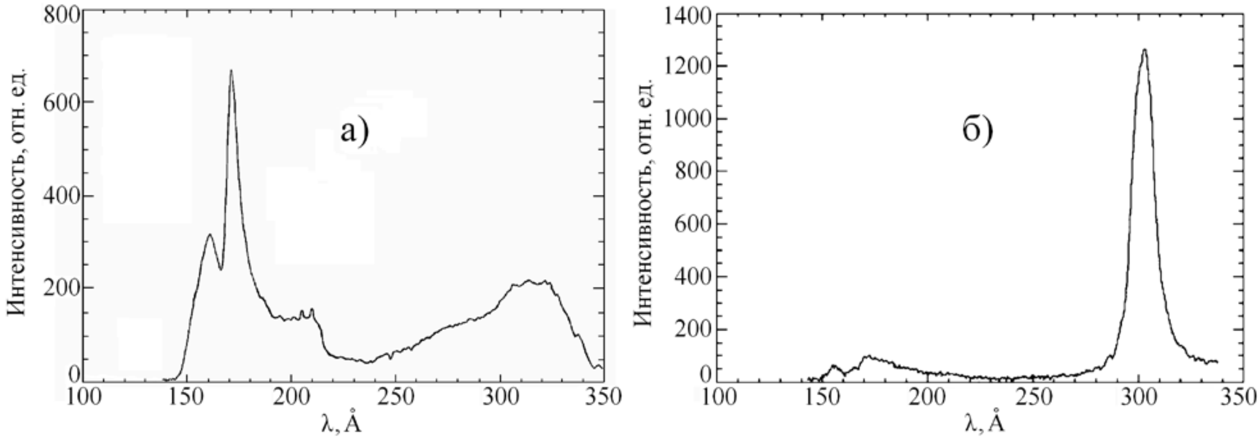

Рис. 2.6. Зарегистрированные спектры МЗ с $\lambda_0 \approx 304$ Å. а) Mo/Si МЗ №4; б) Mg/Si МЗ №6.

На Рис. 2.6 приведены графики экспериментально зарегистрированных спектров отражения МЗ с максимумами вблизи $\lambda_0 \approx 304$ Å. Спектры Mo/Si МЗ №4 и МЗ №5 оказались похожими, а спектры Mg/Si МЗ №6 и секции Mg/Si в МЗ № 7 были почти неотличимы. Поэтому на Рис. 2.6 приведены спектры только по одному МЗ из каждой пары. Спектральные зависимости Mo/Si зеркал уже не содержат вторых порядков дифракции от максимумов вблизи 160 Å, которые частично накладывались на спектры в районе 320 Å. Спектры регистрировались на ПЗС-матрицу с напылённым Al фильтром, L-край поглощения которого находится около $\lambda \approx 170$ Å. Этим объясняется наличие провала вблизи $\lambda \approx 170$ Å во всех зарегистрированных спектрах.

Как и следовало ожидать, на спектрах Mo/Si многослойных структур отчётливо виден интерференционный максимум второго порядка, а основной максимум отражения имеет большую ширину на полувысоте (~ 30–35 Å) и широкие «крылья». В то же время, спектр Mg/Si зеркала обладает достаточно узким (≈ 12 Å) основным максимумом отражения и не содержит практически никакого сигнала вблизи 160 Å, что также соответствует теории. Максимумы отражения обоих зеркал Mg/Si оказались на $\lambda_0 = 304$ Å, в то время как в МЗ Mo/Si максимумы были смещены в длинноволновую область: $\lambda_0 \approx 315$ Å для МЗ №4, и $\lambda_0 \approx 310$ Å для МЗ №5. Спектр МЗ №5 приведён в пункте 2.4.

2.3.4. Вариации спектрального коэффициента отражения АМЗ

В ходе экспериментов были проведены измерения спектрального коэффициента отражения лабораторного Mo/Si АМЗ, оптимизированного на максимальное равномерное отражение в области 125–250 Å. На Рис. 2.7 приведён спектр АМЗ, зарегистрированный на ПЗС с Zr/Si фильтром. На ПЗС-матрице были зарегистрированы нулевой, первый и второй порядки дифракции МР излучения. Участки спектра, расположенные под углом к наиболее яркому спектральному изображению, соответствуют дифракции МР излучения на поддерживающей структуре дифракционной решётки.

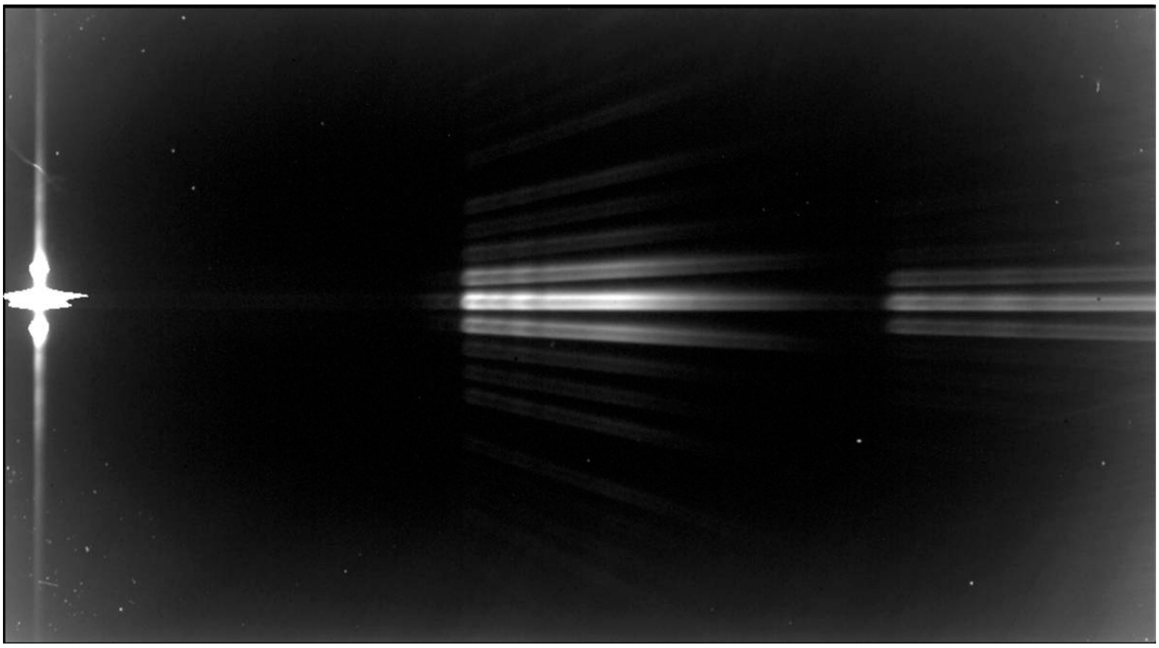

Рис. 2.7. Спектр Mo/Si АМЗ, зарегистрированный на ПЗС с напылённым Zr/Si фильтром.

На Рис. 2.8 приведена спектральная кривая, соответствующая спектру, снятому на ПЗС с Zr/Si фильтром, а также спектр пропускания многослойной структуры Zr/Si, содержащей 30 периодов. Многослойная структура была напылена на ПЗС в ИФМ РАН, и там же были сняты экспериментальные точки спектра её пропускания. Период структуры составил 45 Å, из которых в каждом периоде 27 Å циркония и 18 Å кремния.

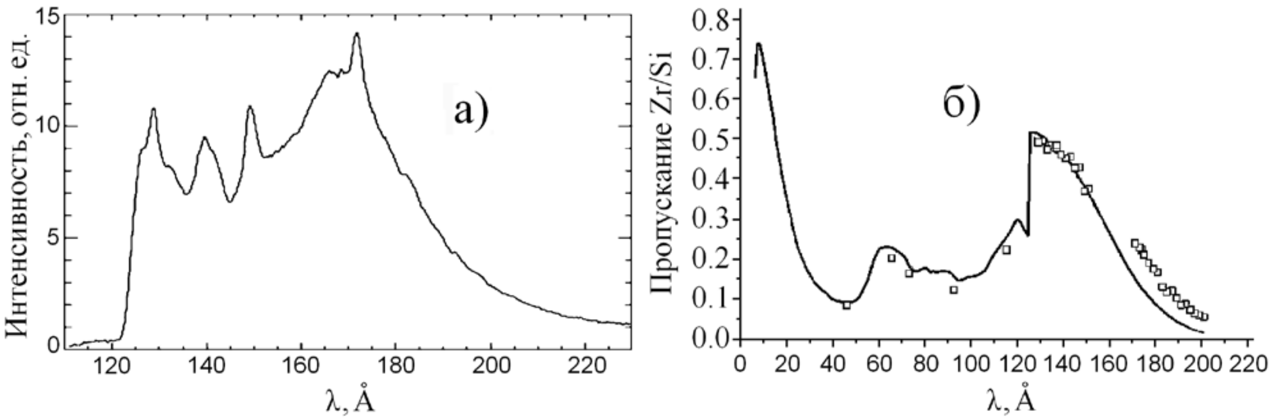

Рис. 2.8. а) Спектр АМЗ (Mo/Si, 125–250 Å), снятый на ПЗС с Zr/Si фильтром; б) спектр пропускания Zr/Si многослойной структуры (30 периодов Zr/Si: 27 Å/18 Å). Линия соответствует теоретическому расчёту, точки – экспериментальным измерениям.

В спектре АМЗ, приведённом на Рис. 2.8(а), коротковолновая граница определяется L-краем поглощения Si $\lambda \approx 125$ Å. Длинноволновая граница обусловлена падением интенсивности в эмиссионном спектре вольфрамовой плазмы, а также падением пропускания Zr/Si фильтра. Кроме эксперимента с Zr/Si фильтром, спектр АМЗ также был снят на ПЗС с Al фильтром (будет приведён ниже). Во втором эксперименте длинноволновая граница спектра находится на $\lambda \sim 190$ Å. Поэтому, исходя из полученных графиков, можно с уверенностью говорить о ходе коэффициента отражения данного МЗ только в области длин волн от 125 до 190 Å. На основании графика на Рис 2.7(а) можно сказать, что вариации коэффициента отражения АМЗ на данном участке спектра составляют приблизительно ±15%.

2.3.5. Расчёт перспективных АМЗ на основе пары Mg/Si

Успех в создании МЗ на основе структуры Mg/Si [95] стимулировал проведение теоретического расчёта по методу [56] для апериодического МЗ на основе пары Mg/Si, оптимизированного на максимальное равномерное отражение в области 251 – 310 Å. На Рис. 2.9 изображён спектр такой многослойной структуры (сплошная линия), а также спектр Mo/Si структуры с такой же оптимизацией для сравнения (пунктир). Из рисунка видно, что Mo/Si АМЗ практически не имеет осцилляций коэффициента отражения в области оптимизации, и всё же АМЗ на основе Mg/Si характеризуется более высоким интегральным коэффициентом отражения в данной области. Также спектр структуры Mg/Si практически не содержит паразитных «крыльев» и побочных максимумов отражения около $\lambda \sim 150$ Å. Это, как и в пункте 2.3.3, объясняется наличием L-края поглощения Mg на 250 Å, а также существенно более низким поглощением Mg в области от 250 до 310 Å, чем у молибдена. Сильное поглощение МР излучения $\lambda < 250$ Å в структуре Mg/Si избавляет спектр отражения МЗ от побочных максимумов в коротковолновой области. Это позволяет использовать рассчитанное Mg/Si АМЗ для 251 – 310 Å в спектральных приборах, не боясь наложения порядков дифракции из области $\lambda \sim 150$ Å, которое неизбежно возникнет в случае АМЗ из Mo/Si.

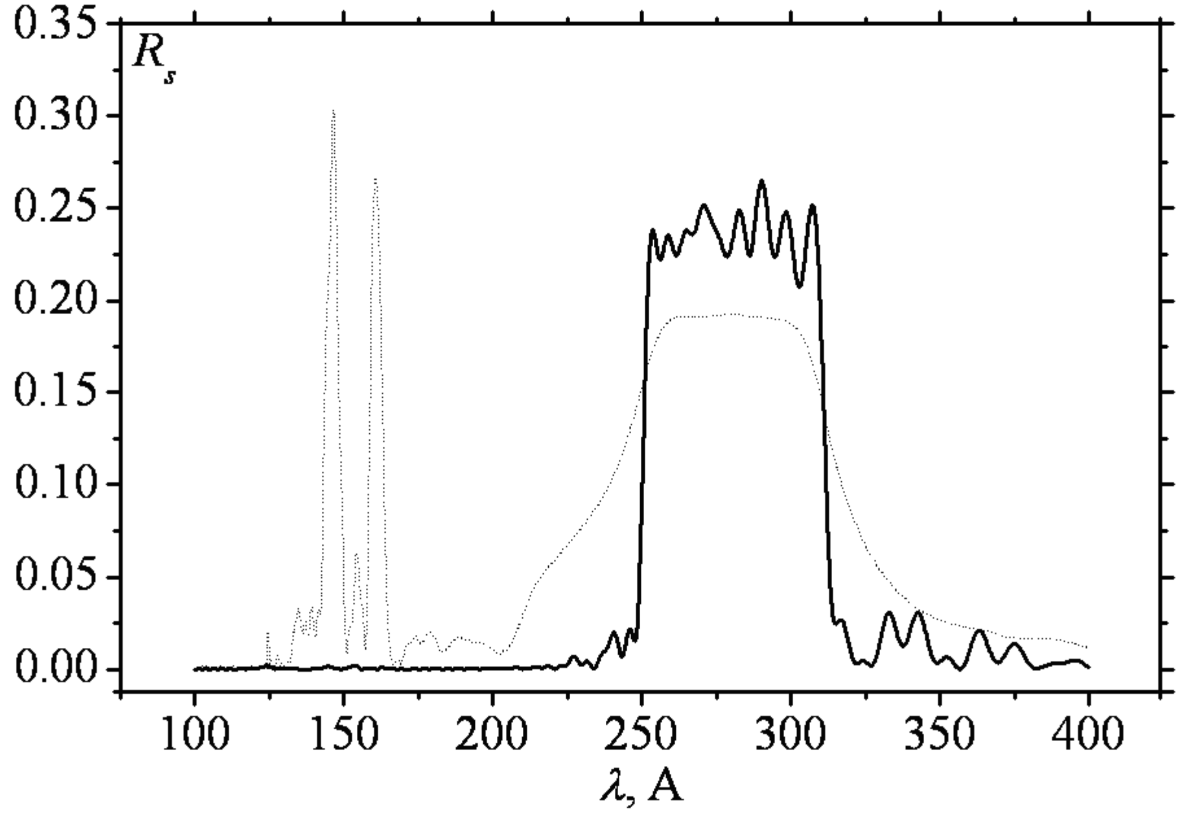

Рис. 2.9. Расчёт АМЗ с максимальным равномерным отражением в диапазоне 251 – 310 Å. Сплошная линия – Mg/Si, 80 одиночных слоёв; пунктир – Mo/Si, 50 одиночных слоёв.

2.4. Проявления NEXAFS-структуры L-края поглощения Al

Из таблиц оптических констант материалов [80–82] известно, что $L_{2,3}$-край поглощения Al находится на длине волны $\lambda \approx 170$ Å. Поэтому, казалось бы, в коротковолновой области за $L_{2,3}$-краем Al в зарегистрированных спектрах не должно наблюдаться никакого существенного сигнала. Однако эксперимент показывает, что во всех спектрах, снятых на ПЗС с Al фильтром, за $L_{2,3}$-краем поглощения Al отчётливо прослеживаются области частичного пропускания, зависящего от длины волны.

На Рис. 2.10 изображены зарегистрированные спектры периодического Mo/Si МЗ №5 с $\lambda_0 \approx 310$ Å и Mo/Si лабораторного АМЗ, оптимизированного на максимальное равномерное отражение в области 125–250 Å. Оба спектра сняты на ПЗС с Al фильтром, $L_{2,3}$-край поглощения которого находится на $\lambda \approx 170$ Å. Область слабого пропускания за $L_{2,3}$-краем поглощения Al на обсуждаемых спектрах прослеживается до ~130 Å. Видимо, тут проявляется так называемая «тонкая структура» $L_{2,3}$-края поглощения, которую также называют NEXAFS-структурой (*Near-Edge X-ray Absorption Fine Structure*), или XANES-структурой (*X-ray Absorption Near-Edge Structure*).

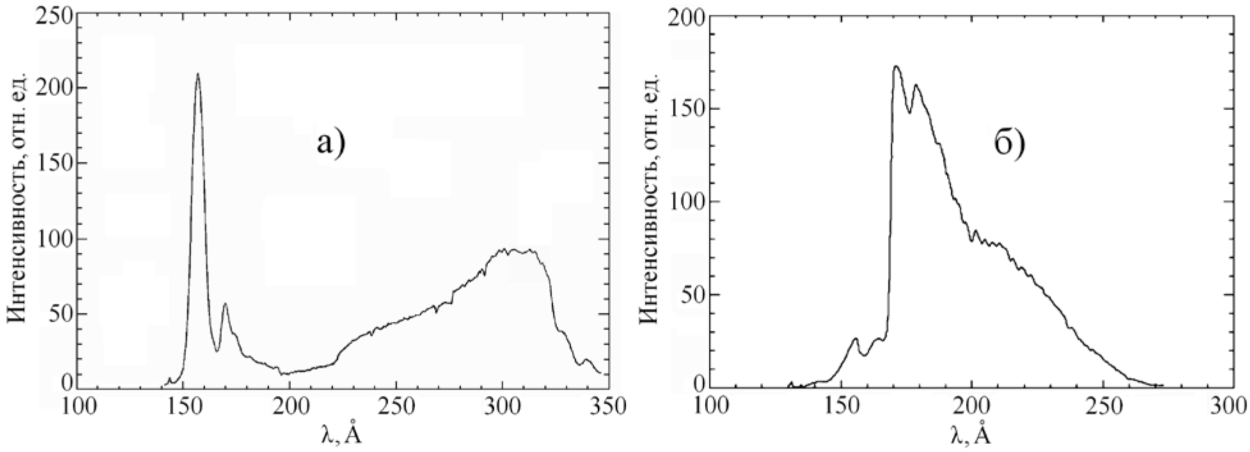

Рис. 2.10. Спектры отражения МЗ, снятые на ПЗС с Al фильтром. а) Спектр Mo/Si МЗ №5 с $\lambda_0 \approx 310$ Å; б) спектр Mo/Si АМЗ с оптимизацией на 125–250 Å.

Из-за того, что главные максимумы отражения в Mo/Si МЗ с $\lambda_0 \approx 304$ Å оказались смещены в длинноволновую область спектра, интерференционные максимумы второго порядка тоже оказались расположены в области более длинных волн, чем $\lambda \sim 160$ Å. В результате эти вторичные максимумы на Рис. 2.6(а) и Рис. 2.10(а) частично лежат перед $L_{2,3}$-краем поглощения Al (в области $\lambda > 170$ Å). Но и те их части, которые лежат за $L_{2,3}$-краем ($\lambda < 170$ Å), тоже отчётливо видны на спектрах. Из графиков Рис. 2.6(а) и Рис. 2.10(а) видно, что контуры интенсивности действительно имеют провал, начиная со 170 Å. Однако на длинах волн около 160 Å, т. е. уже за $L_{2,3}$-краем, сигнал опять возрастает. Наиболее ярко NEXAFS-структура L-края поглощения проявляется на Рис. 2.10(а), где та часть вторичного интерференционного максимума, которая лежит за $L_{2,3}$-краем поглощения Al, оказывается даже интенсивнее, чем та, которая лежит перед ним. Можно ещё добавить, что в зарегистрированных спектрах Mg/Si МЗ с $\lambda_0 \approx 304$ Å в области $\lambda \sim 160$ Å сигнал практически нулевой из-за сильного поглощения Mg. Однако тонкую структуру $L_{2,3}$-края поглощения Al можно увидеть и на спектре Рис. 2.6(б).

Спектр АМЗ, зарегистрированный на ПЗС с Al фильтром, позволяет не только пронаблюдать проявление NEXAFS-структуры $L_{2,3}$-края поглощения, но и провести некоторый качественный анализ. Если на Рис. 2.10(б) двигаться в направлении уменьшения длин волн, то на 170 Å начинается резкий спад интенсивности, который заканчивается на $\lambda \approx 167$ Å. Далее, до $\lambda \approx 162$ Å интенсивность остаётся приблизительно постоянной. Затем сигнал снова начинает падать, и достигает минимума на 157–158 Å. Дальше интенсивность имеет максимум на 154 Å, за которым идёт спад до 135 Å, на котором просматривается минимум на длине волны 145 Å.

Такому поведению спектра Рис. 2.10(б) можно предложить объяснение. В работе [96] приводится график зависимости коэффициента поглощения практически чистого Al от энергии фотонов в интервале от 70 до 190 эВ. На графике отмечаются сильные максимумы поглощения на 129 Å и 106 Å (L_1-край поглощения Al), а также относительно более слабые максимумы на 147 и 111 Å. Указывается, что пределах от 73 до 80 эВ (170–155 Å) поглощение чистого Al остаётся практически постоянным. В то же время, в работе [97] были проведены тщательные измерения поглощательных свойств плёнок аморфного и кристаллического Al_2O_3. Указывается, что из-за химической связи L-край Al_2O_3 будет уже не на 170 Å, а на 162 Å в случае аморфного Al_2O_3 и на 160 Å в случае кристаллического. Там же приведены графики зависимости пропускания плёнок Al_2O_3 обоих типов от длины волны.

Ввиду приведённых данных и учитывая спектр отражения АМЗ в данной области Рис. 2.8(а), о спектре Рис. 2.10(б) можно сказать следующее. На поверхности Al фильтра неизбежно образуется плёнка окисла Al_2O_3, что не может не отразиться на спектре. Резкое падение интенсивности на 170 Å обусловлено наличием чистого Al в напылённом фильтре, им определяется и область приблизительно постоянной интенсивности от 167 до 162 Å. Дальше интенсивность снова начинает падать до $\lambda \approx 157$ Å. Это частично можно объяснить локальным уменьшением отражательных способностей АМЗ на

Рис. 2.8(а), а частично – уменьшением пропускания плёнки из Al_2O_3. Далее на Рис. 2.10(б) идёт рост интенсивности до максимума на 154 Å. Это можно объяснить резким возрастанием пропускания Al_2O_3 около 154 Å [97].

Падение интенсивности при $\lambda < 154$ Å можно объяснить суммарным эффектом падения пропускания как для чистого Al, так и для Al_2O_3 в области от 154 Å до 147 Å. Кроме того, в области от ~149 Å до 145 Å наблюдается резкое значительное падение отражательной способности АМЗ на Рис. 2.8(а), что играет в данном случае определяющую роль. Это может также объяснить смещение минимума интенсивности на Рис. 2.10(б) с 147 Å на 145 Å (т. н. «эффект затягивания»). Ниже 145 Å наблюдается быстрый рост поглощения чистого Al до 129 Å, поэтому вблизи $\lambda \approx 130$ Å интенсивность в спектре на Рис. 2.10(б) приблизительно равна нулю.

Исходя из приведённого качественного описания спектра Рис. 2.10(б), можно сделать вывод, что Al абсорбционный фильтр, используемый на ПЗС в данной работе, содержит чистый Al и плёнку из окисла Al_2O_3 (вероятнее всего, аморфного). Кроме того, по графику Рис. 2.10(б) можно грубо оценить соотношение между толщинами плёнок из Al и из Al_2O_3. Толщина слоя Al определяет падение пропускания фильтра на 170 Å, а толщина слоя Al_2O_3 определяет характерный масштаб осцилляций в NEXAFS-структуре L-края поглощения, проявляющегося в зарегистрированном спектре. Учитывая этот факт и экспоненциальный характер поглощения, можно оценочно сказать, что толщина Al слоя в фильтре составляет ≈ 0.1 мкм и на порядок превышает толщину слоя Al_2O_3 (которая, соответственно, составляет ~ 100 Å).

Как оказалось, подобный качественный анализ привёл к достаточно правдоподобным оценкам. По данным изготовителей напылённых фильтров, толщина слоя Al на ПЗС-матрице действительно составляла ≈ 0.1 мкм. А тщательное изучение оксидных плёнок Al_2O_3, образующихся на поверхности толстого слоя алюминия, даёт значение для толщины свежеобразованной плёнки Al_2O_3 $d \approx 80$ Å [98]. Дальше толщина плёнки медленно растёт со временем, её прирост составляет приблизительно ~ 50 Å в год. Видно, что такие значения полностью соответствуют вышеприведённым оценкам.

Интересно отметить, что данные для оптических констант материалов из таблиц [80–82] не могут объяснить поведение графиков на Рис. 2.6(б) и Рис.2.10(б) в области 150–160 Å. В частности, они не могут объяснить наличие максимума пропускания Al фильтра на $\lambda \approx 154$ Å. На Рис. 2.11 построены спектры пропускания тонких плёнок из Al и Al_2O_3 по данным [82], и видно, что они не содержат никакой тонкой структуры.

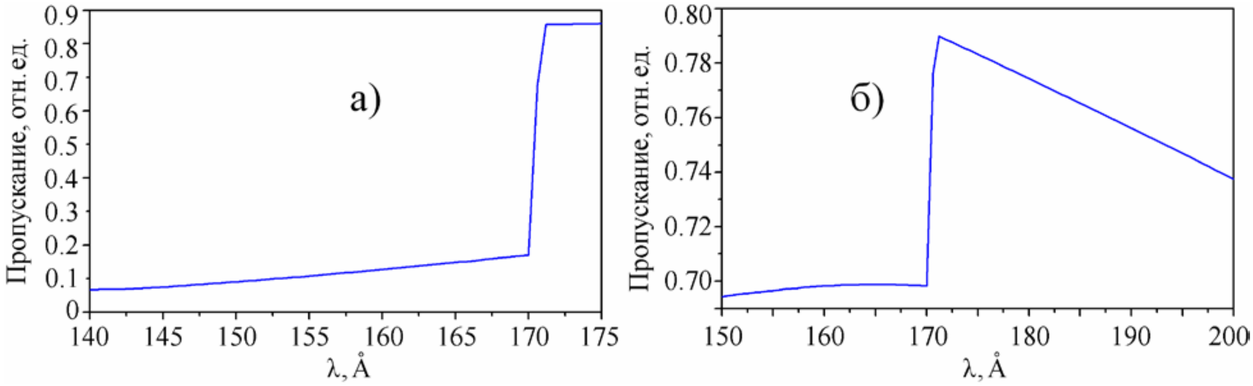

Рис. 2.11. Спектры пропускания тонких слоёв Al (а) и Al_2O_3 (б) по данным Хенке из [82].

Так как зарегистрированные спектры АМЗ на Рис. 2.8(а) и Рис. 2.10(б) представляют собой произведение медленно меняющегося спектра ЛПИ, отражательной способности МЗ и чувствительности ПЗС-детектора с учётом пропускания фильтров, то они отличаются только спектрами пропускания фильтров (т. к. геометрия экспериментов оставалась неизменной). Тогда, поделив программным образом спектр Рис. 2.10(б), снятый на ПЗС с Al фильтром, на спектр Рис. 2.8(а), снятый на ПЗС с Zr/Si фильтром, а затем умножив результат на спектр пропускания Zr/Si фильтра Рис. 2.8(б), можно получить спектр пропускания Al фильтра в чистом виде.

Результат такой программной манипуляции со спектрами представлен на Рис. 2.12(а). Этот спектр уже содержит в себе неточности, связанные в первую очередь с ошибками, возникающими при необходимой для деления аппроксимации поточечных графиков кривыми. Кроме того, здесь заложены неточности, имеющиеся в спектре пропускания Zr/Si фильтра – в некоторых точках на Рис. 2.8(б) теория и результат измерений отличаются практически вдвое. Если теперь спектр Рис. 2.12(а) разделить на спектр пропускания Al слоя толщиной 0.1 мкм, построенный по данным Хенке [82] на Рис. 2.11(а), то получим спектр, изображённый на Рис. 2.12(б). Этот спектр содержит большие неточности, но если исключить ошибки деления, то он должен соответствовать спектру пропускания плёнки Al_2O_3 в фильтре.

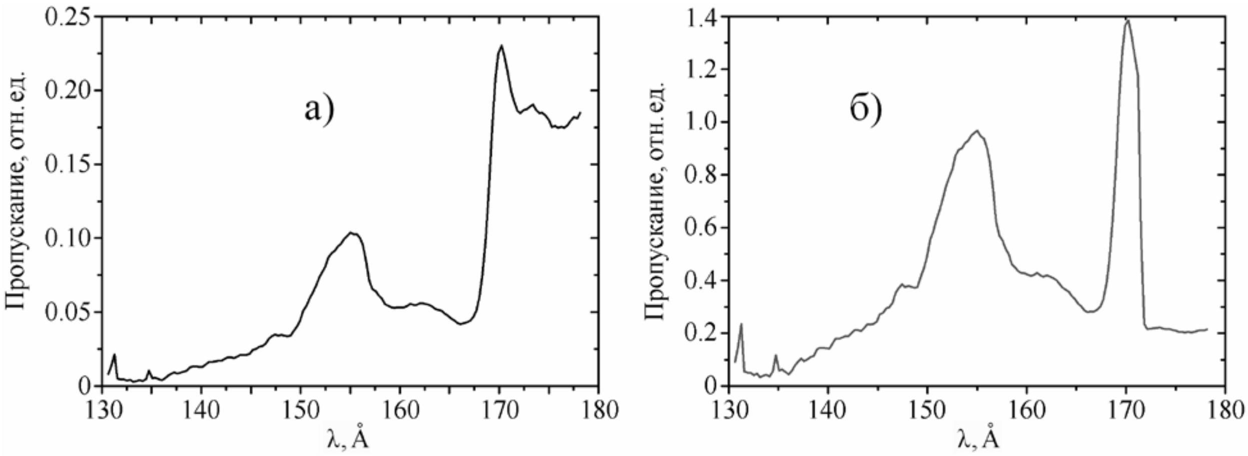

Рис. 2.12. Спектры пропускания Al фильтра как целого (а) и только плёнки Al_2O_3 (б), полученные программным образом с использованием данных Хенке [82].

Особенность в районе $\lambda \sim 170$ Å на Рис. 2.12(б) явно не физична, и возникла она, по-видимому, из-за ошибок при аппроксимации и делении зависимостей Рис. 2.11(а) и Рис. 2.12(а), содержащих существенный резкий скачок пропускания в области L-края поглощения Al. А наличие максимума пропускания Al_2O_3 на 154 Å, которое полностью согласуется с данными из [97], представляется вполне физичным и является хорошим указанием на то, что плёнка Al_2O_3 в фильтре находится в аморфном состоянии. Так как все данные [80–82, 96] говорят о том, что в области от 159 до 129 Å поглощение Al монотонно возрастает, то локальный максимум пропускания фильтра в области $\lambda \approx 154$ Å относится к проявлению NEXAFS-структуры $L_{2,3}$-края поглощения именно плёнки Al_2O_3, а не чистого Al.

Стоит также отметить ещё одно обстоятельство. Весь вышеописанный анализ был выполнен в предположении, что алюминиевый фильтр содержит только чистый Al и Al_2O_3. Однако, на самом деле это может быть и не так. Реально химический состав фильтра во многом определяется условиями его напыления и хранения [98]. И на практике система «чистый $Al + Al_2O_3$» фактически нигде не реализуется, хотя именно это приближение обычно используют для грубых оценок.

2.5. Основные результаты Главы 2

В данной Главе была продемонстрирована высокая эффективность дифракционного МР спектрографа с широкополосным лазерно-плазменным источником излучения для исследования вогнутых МЗ. Выполнена оценка спектральных характеристик ряда изображающих периодических МЗ для комплекса оборудования по изображающей спектроскопии Солнца в рамках эксперимента ТЕСИС, проводимого на спутнике КОРОНАС-ФОТОН [88], и одного широкополосного АМЗ. Измерения спектров отражения показали высокую однородность по апертуре большинства МЗ нового поколения и наличие слабых неоднородностей в зеркалах прошлого. В полученных спектрах отражения были зафиксированы некоторые особенности.

В спектре периодического Mo/Si МЗ с $\lambda_0 = 132$ Å отчётливо видны сопровождающие «сателлиты», расстояние между которыми соответствует количеству слоёв в МЗ. Наличие разрешаемой сателлитной структуры в спектре позволило оценить спектральное разрешение схемы $\delta\lambda \approx 1.2$ Å.

Было показано, что Mo/Si зеркала, предназначенные для регистрации излучения вблизи $\lambda = 304$ Å, обладают интенсивным максимумом отражения во втором порядке интерференции $\lambda \approx 160$ Å. Кроме того, максимум первого порядка характеризуется большой шириной на полувысоте (~ 30–35 Å) и широкими «крыльями» в спектре. Оба этих обстоятельства существенно усложняют спектральную интерпретацию недиспергированных изображений, полученных при помощи таких МЗ. Однако, широкий максимум отражения позволяет использовать эти МЗ для спектроскопии в области 280–330 Å.

Продемонстрирована высокая эффективность новой многослойной структуры на основе пары Mg/Si, характеризуемой узкой кривой отражения ($\lambda \approx 304$ Å, $\Delta\lambda_{1/2} \approx 12$ Å), относительно слабыми «крыльями» и низким коэффициентом отражения во втором порядке, по сравнению с Mo/Si МЗ. Показано, что на основе структуры Mg/Si возможно создание перспективных лабораторных АМЗ для спектроскопии в области 251 – 310 Å.

Проведена характеризация спектрального коэффициента отражения Mo/Si АМЗ, оптимизированного на максимальное равномерное отражение в области 125–250 Å. Вариации коэффициента отражения АМЗ в области 125–190 Å составляют приблизительно ±15%. Анализ зарегистрированных и расчётных спектров отражения показал, что данное АМЗ целесообразно использовать для построения дифракционного МР спектрографа с рабочим диапазоном 125–350 Å. Регистрация спектров АМЗ на ПЗС с Zr/Si и Al напылёнными фильтрами позволила наблюдать проявления тонкой NEXAFS-структуры $L_{2,3}$-края поглощения Al и Al_2O_3 на спектре и получить значения толщин слоёв Al и Al_2O_3 в алюминиевом фильтре.

Основные результаты Главы 2 изложены в работах [99, 100] и были представлены на научных конференциях [101–104].

ГЛАВА 3. МНОГОСЛОЙНЫЕ ЗЕРКАЛА НОРМАЛЬНОГО ПАДЕНИЯ НА ОСНОВЕ Sb/B_4C ДЛЯ ДИАПАЗОНА $80 < \lambda < 120$ Å

3.1. Цели и задачи Главы 3

В настоящее время многослойная отражающая рентгеновская оптика нормального падения является неотъемлемым инструментом физических исследований в МР и ВУФ диапазонах спектра ($\lambda = 30 - 600$ Å). Как и раньше, сейчас наиболее технологичны периодические МЗ, имеющие высокоселективный коэффициент отражения по спектру, вследствие чего их обычно используют для выделения определённых линий или их групп в линейчатых спектрах. МЗ на основе периодических структур широко применяются в спектроскопии лабораторной и астрофизической плазмы, в рентгеновской астрономии, в аналитическом приборостроении, микро- и нанотехнологии (в рентгеновской литографии) и оптике лабораторных источников ВУФ и МР излучения (в том числе синхротронов и ЛСЭ).

С другой стороны, в классе апериодических многослойных структур [56] возможно решение различных оптимизационных задач, имеющих важное практическое значение. К ним относятся расчёт и создание МЗ, обеспечивающих (1) максимальное равномерное отражение в некотором интервале длин волн или углов падения; (2) высокую поляризующую способность в широком спектральном диапазоне при фиксированном угле падения; (3) достижение максимального коэффициента отражения на одной или нескольких длинах волн; (4) максимальный интегральный коэффициент отражения; (5) максимальный полный “коэффициент пропускания” системы, состоящей из последовательности нескольких МЗ и фильтров, и т. д.

Требования к оптическим константам элементов АМЗ зависят от применяемого критерия оптимизации и в общем случае отличаются от таковых для случая периодических зеркал. Тем не менее, пары материалов, дающие наилучшие результаты в периодических МЗ, как правило, будут хороши и в апериодических структурах. Одной из наиболее технологичных пар материалов для создания МЗ в МР диапазоне сейчас остаётся Mo/Si. Но рабочий диапазон длин волн Mo/Si МЗ ограничен снизу L-краем поглощения кремния (λ = 125 Å). Поэтому достижение достаточно высокого отражения при нормальном падении в широкой области длин волн короче 125 Å требует применения других пар материалов.

Целью Главы 3 было создание нового типа многослойных покрытий для отражательных элементов рентгеновской оптики в области λ < 125 Å. Для этого были проанализированы оптические свойства ряда веществ с точки зрения создания периодических и широкополосных МЗ нормального падения в диапазоне 80–130 Å. Из проанализированных структур для работы была выбрана пара Sb/B_4C, показывающая достаточно хорошие отражательные свойства в рассматриваемой области и, предположительно, обладающая низкой химической активностью слоёв. На основе этой структуры были впервые рассчитаны периодические и апериодические Sb/B_4C МЗ для работы с излучением в области 80–120 Å. Далее, рассчитанные МЗ были впервые синтезированы в НТУ «ХПИ», а затем испытаны с использованием ЛПИ и синхротронного источника МР излучения. Зарегистрированные спектры МЗ анализируются и сравниваются с теоретическими.

3.2. Выбор пар материалов для синтеза МЗ в области λ < 125 Å

Как было сказано во Введении, область длин волн λ > 125 Å сейчас технологически освоена достаточно хорошо. Поэтому в Главе 3 описаны результаты расчётов многослойных структур, основной целью которых был поиск АМЗ с широкой равномерной полосой отражения в области 80–130 Å. При расчётах был использован численный метод, подробно описанный в пункте 1.5, который опирается на значения атомных факторов рассеяния материалов, взятых из [80–82]. Выбор материалов для расчёта и синтеза также основывается на сравнении их оптических констант.

Продвижение за L-край кремния, т. е. в область длин волн короче $\lambda = 125$ Å, требует использования иных пар материалов, чем Mo/Si. Для правильного выбора материалов слоёв МЗ необходимо проанализировать оптические константы веществ и учесть их реакционные способности. Хоть сформулировать аналитический критерий, который указал бы оптимальную пару веществ для оптимизации АМЗ, не удаётся, всё же известно, что при нормальном падении излучения на границу раздела двух слоёв коэффициент отражения по интенсивности можно приблизительно представить как

$$R = \frac{(\delta_2 - \delta_1)^2 + (\beta_1 - \beta_2)^2}{16}, \qquad \delta_i, \beta_i << 1.$$

Здесь, как и ранее, δ_i и β_i – это действительная и мнимая добавка к единице в формуле для диэлектрической проницаемости $\varepsilon_i = n_i^2 = 1 - \delta_i + \mathrm{i}\,\beta_i$. Таким образом, отражение от интерфейса будет тем больше, чем больше разница в δ_i и β_i у соответствующих веществ слоёв многослойной структуры.

Известно, что наибольшими отличиями ε от единицы обладает уран [80–82]. То есть, лучшие результаты следует ожидать от ураносодержащих МЗ [105]. Здесь речь идёт об обеднённом уране, основной составляющей которого является ^{238}U. Расчёты ураносодержащих АМЗ в диапазоне 67–111 Å, учитывающие только оптические константы чистых материалов, дают довольно высокие результаты: АМЗ U/B_4C могут обеспечить равномерное отражение ~ 7.5 % на интервале 67–111 Å, а структуры U/C – отражение ~ 4 % в интервале 44 – 70 Å [106, 107]. Однако, синтезу подобных зеркал мешает высокая химическая активность урана. Ранее авторы работы [108] пришли к выводу, что для области $\lambda > 45$ Å целесообразно использовать карбиды урана (UC, U_2C_3) и, возможно, трёхкомпонентное вещество типа $(UC)_{1-x}(UN)_x$. Однако, такие структуры до сих пор нигде синтезированы не были, потому что нельзя просто так «взять» уран. Поэтому в настоящей работе проведён анализ оптических констант других материалов.

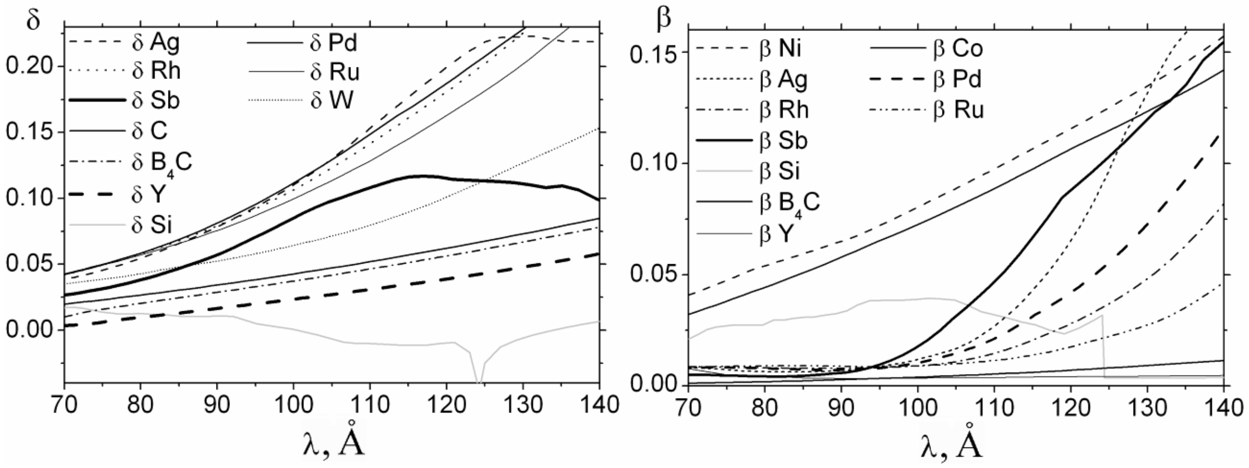

Рис. 3.1. Действительные и мнимые добавки к единице в диэлектрической проницаемости некоторых обсуждаемых веществ: $\varepsilon = n^2 = 1 - \delta + \mathrm{i}\,\beta$.

Для анализа были выбраны оптические константы 18 веществ (Y, Zr, Nb, Mo, Ru, Rh, Pd, Ag, Si, B_4C, C, Ti, Co, W, Ni, Cr, Sb и Sc), не имеющих краёв поглощения в диапазоне 80–120 Å. На Рис. 3.1 представлены δ и β некоторых из обсуждаемых веществ в более широкой области (70 – 140 Å). Видно, что родий, рутений, палладий и серебро имеют наиболее высокие значения δ, а значения β у них относительно невелики. Поэтому сначала они были выбраны в качестве материалов первой из компонент для расчётов МЗ. В качестве вторых компонентов МЗ выбирались материалы с малыми δ и одновременно малым поглощением, и были выбраны Y и B_4C. Разумеется, следующее слово при выборе материалов для синтеза МЗ после сравнения оптических констант веществ принадлежит численному расчёту. Поэтому далее проводились расчёты, показавшие, что наилучших коэффициентов отражения в области 80–125 Å следует ждать от соединений Pd/Y и Ag/Y.

На Рис. 3.2 сравниваются теоретические расчёты периодических МЗ с λ_0 = 90 Å. Видно, что структуры Pd/Y, Ag/Y и Rh/Y дают близкие значения коэффициента отражения R ~ 55–60%, а МЗ Ru/Y уже несколько уступает. Многослойные структуры на основе родия, рутения, палладия и серебра с B_4C имеют более низкий коэффициент отражения, чем МЗ, содержащие Y. Однако, эти структуры тоже могут оказаться достаточно перспективными.

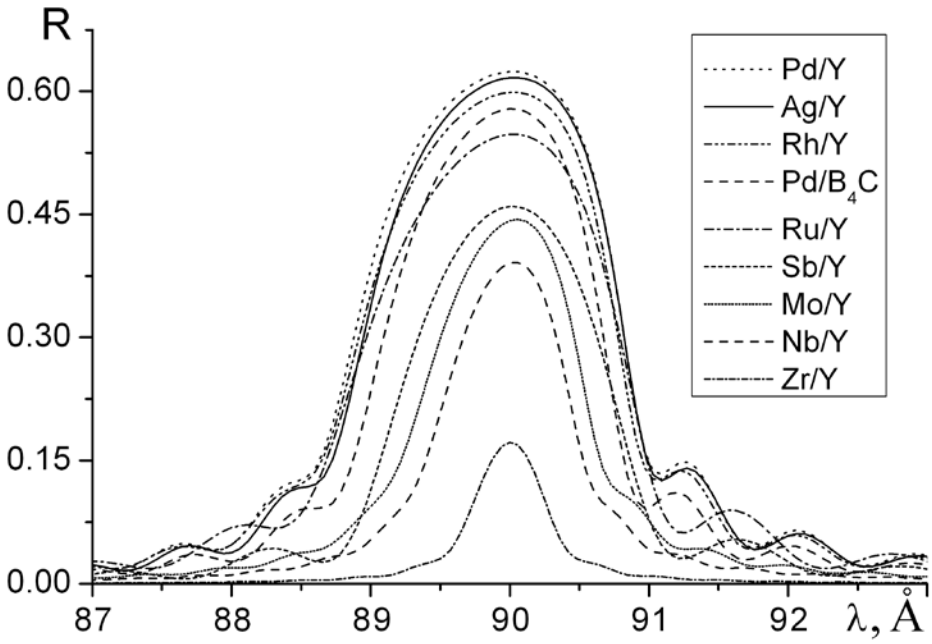

Рис. 3.2. Сравнение теоретических расчётов некоторых периодических МЗ с λ_0 = 90 Å.

Следующий шаг при выборе пары материалов для синтеза МЗ был в поиске относительно доступных веществ и учёте реакционной способности выбранной пары. Рассмотренные выше родий, рутений, палладий и серебро оказалось непросто раздобыть в виде мишени для магнетронного распыления с чистотой материала мишени выше 99.9%. Поэтому был продолжен анализ оптических констант оставшихся материалов. Co, Cr, Ni и W обладают довольно высоким поглощением в области 80–125 Å, поэтому дальнейший выбор пал на сурьму: из Рис. 3.1 видно, что Sb имеет достаточно большие значения δ в нужном диапазоне, а значения β у неё не очень велики.

При выборе пар материалов принимались во внимание рекомендации В. В. Кондратенко и Н. Н. Салащенко относительно совместимости пар материалов, и выбор был остановлен на паре Sb/B_4C. Расчёты показали, что структуры Sb/Y и Sb/B_4C дают в области 80–120 Å примерно одинаково хорошие значения коэффициентов отражения. На Рис. 3.3 изображены спектры отражения периодических МЗ Sb/B_4C с различными λ_0. Уменьшение λ_0 относительно λ = 85 Å приводит к падению пикового коэффициента отражения из-за падения δ у Sb в коротковолновой области, а увеличение λ_0 также приводит к уменьшению R из-за увеличения поглощения сурьмы.

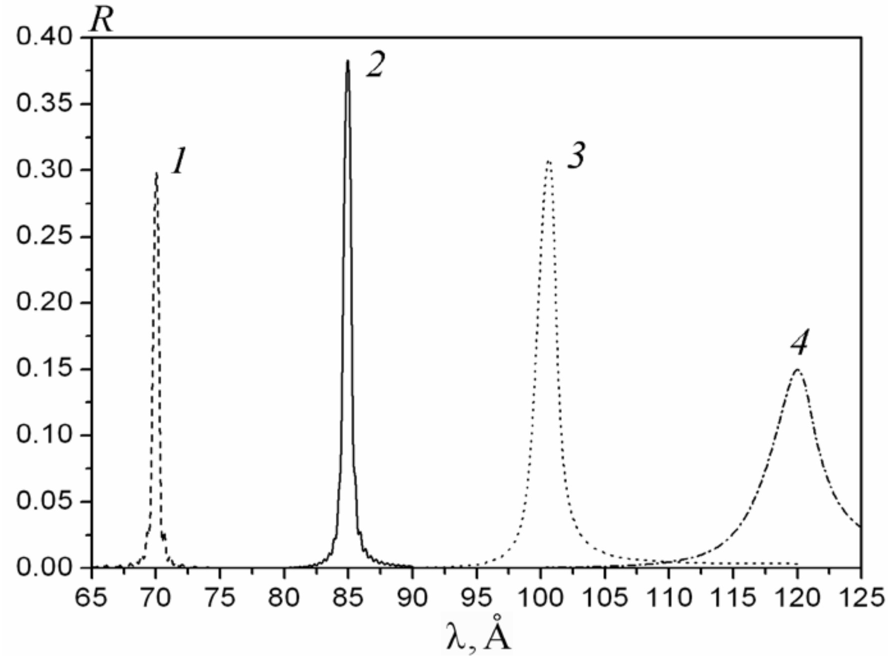

Рис. 3.3. Сравнение расчётных спектров отражения периодических МЗ на основе пары Sb/B_4C с различными λ_0: 70 Å (*1*), 85 Å (*2*), 100 Å (*3*) и 120 Å (*4*).

3.3. Результаты экспериментальных измерений МЗ Sb/B_4C

В данном пункте представлены теоретические и экспериментальные спектры отражения периодических МЗ и АМЗ на основе новой структуры Sb/B_4C, разработанных для задач МР оптики и спектроскопии в диапазоне $80 < \lambda < 120$ Å. Относительно низкий коэффициент поглощения у сурьмы в области $\lambda < 100$ Å и достаточно сильное отличие действительной части показателя преломления от единицы в области $\lambda > 80$ Å, согласно расчётам, могут позволить создать на основе структуры Sb/B_4C МЗ с коэффициентами отражения на уровне 30–40 % в области $80 < \lambda < 120$ Å (Рис. 3.3).

МЗ на основе Sb/B_4C были созданы впервые, поэтому периодические МЗ были использованы для изучения этой структуры. Периодические МЗ обычно характеризуют коэффициентом отражения в максимуме (на длине волны $\lambda_0 = 2d\langle n\rangle\cos\theta$, где d – период многослойной структуры, $\langle n\rangle$ – средний по периоду показатель преломления, и θ – угол падения), а также формой и шириной резонансного пика отражения. Но это оптические характеристики, которые зависят от внутреннего строения зеркал. Здесь имеют значение наличие, толщина, плотность и состав переходных слоёв в структуре, плотность основных слоёв МЗ (которая, вообще говоря, может отличаться от плотности материалов в массивном состоянии, и значение которой влияет на значения оптических констант материалов), а также межслойные шероховатости и шероховатости подложки. Наибольший интерес к этим параметрам возникает, в основном, на этапе создания новых типов многослойных покрытий для отражательной рентгеновской оптики.

Все исследуемые МЗ были после расчётов синтезированы в НТУ «ХПИ», а затем испытаны с использованием ЛПИ либо синхротронного источника МР излучения. Всего было исследовано 4 периодических МЗ на основе структуры Sb/B_4C, и одно АМЗ с оптимизацией на максимальное равномерное отражение в области длин волн 100 – 120 Å (Табл. 3.1). Два периодических МЗ были отправлены для измерений на синхротрон в Беркли, Center for X-ray Optics LBNL (МЗ-1 и МЗ-4), а спектры отражения остальных МЗ были измерены в ФИАН при помощи ЛПИ. В ФИАН эксперименты проводились в вакуумной камере ИКАР [75] по схеме МР спектрографа, описанного в пункте 2.2 (Рис. 2.1). Спектрограф включал в себя входную щель, исследуемое МЗ, широкоапертурную пропускающую дифракционную решётку, и установленную на расчётном расстоянии от неё кассету (радиуса 167 мм) с рентгеновской фотоплёнкой УФ-4.

Табл. 3.1. Геометрические и структурные параметры исследуемых МЗ на основе Sb/B_4C.

Название МЗ	**Число слоёв в МЗ, *N***	**Период *d* (Å)**	**Содержание B_4C в МЗ**	**Радиус кривизны (мм)**	**Апертура МЗ (мм)**
МЗ-1 (Беркли)	300	43.5	0.53	плоское	25×30
МЗ-2, МЗ-3	300	43.0	0.53	467	Ø 50.8
МЗ-4 (Беркли)	600	42.9	0.53	плоское	25×30
АМЗ 100–120	300	–	0.59 (среднее)	1000	Ø 40.0

3.3.1. Экспериментальные спектры периодических МЗ с $\lambda_0 \approx 85$ Å

Все МЗ были синтезированы методом магнетронного распыления и последующего послойного осаждения на полированные кварцевые (МЗ-2 и МЗ-3) и стеклянные (МЗ-1 и МЗ-4) подложки с заданным радиусом кривизны (шероховатость подложек на уровне 3.5 – 4.0 Å). Никакие барьерные слои при синтезе не наносились. Все испытуемые МЗ содержат по 300 одиночных слоёв (150 периодов) многослойной структуры, кроме МЗ-4 (600 слоёв). Все периодические МЗ оптимизировались по доле Sb в периоде на максимальное отражение на длине волны λ_0 = 85 Å.

На Рис. 3.4 изображён спектр отражения МЗ-1, содержащего 300 слоёв. Максимум отражательной способности у него приходится на λ_0 = 85.6 Å при угле падения 2° от нормали к поверхности МЗ, проведённой через центр его апертуры. Измеренный коэффициент отражения в максимуме составил R = 18.0 %, спектральная ширина главного максимума FWHM $\Delta\lambda_{1/2}$ = 0.90 Å. Измеренные оптико-спектральные характеристики всех исследуемых МЗ на основе периодической структуры Sb/B_4C приведены в Табл. 3.2.

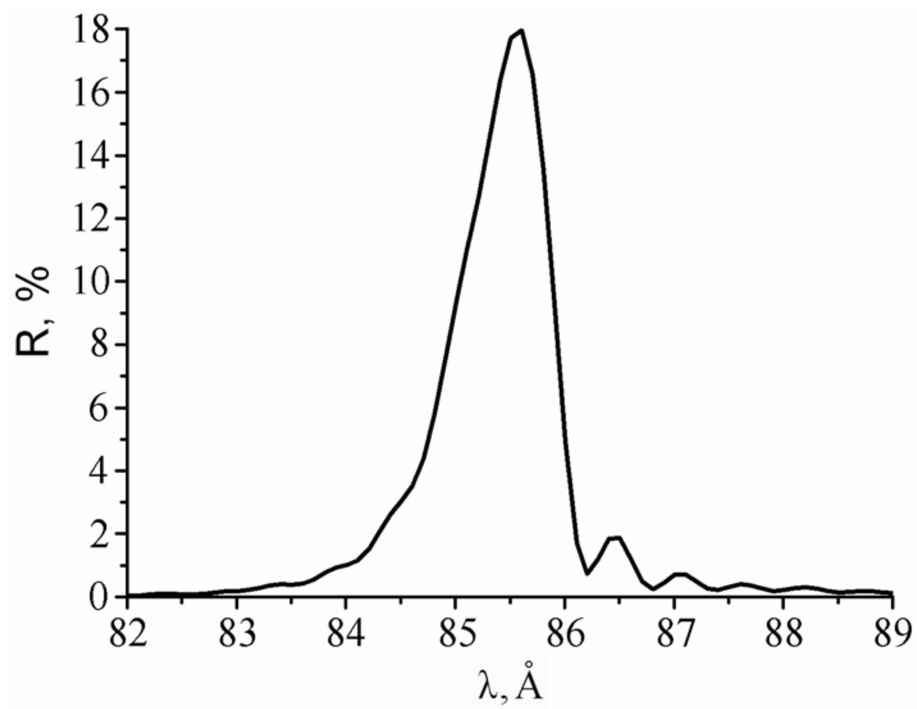

Рис. 3.4. Спектр отражения Sb/B_4C МЗ-1, измеренный с использованием синхротронного источника МР излучения в Беркли.

Табл. 3.2. Измеренные оптические характеристики периодических МЗ на основе Sb/B_4C.

Название МЗ	λ_0 (Å)	Угол падения	Коэффициент отражения R	Число слоёв, N	Ширина линии $\Delta\lambda_{1/2}$ FWHM (Å)	Теор. $\Delta\lambda_{1/2}$ (Å)
МЗ-1 (Беркли)	85.6	2°	18.0 %	300	0.90	0.75
МЗ-2, МЗ-3	84.4	5°	18 %	300	0.8	0.75
МЗ-4 (Беркли)	84.4	2°	19.6 %	600	0.70	0.66

Периодические зеркала МЗ-2 и МЗ-3 были практически идентичными, потому как напылялись в одном и том же эксперименте на разных концах «карусели» с подложками, и отличались только первым слоем на кварцевой подложке: в МЗ-2 первый слой был Sb, а в МЗ-3 – B_4C. Спектры отражения обоих зеркал были идентичными, но только через 2-3 месяца после синтеза зеркало МЗ-2 отслоилось от подложки практически по всей апертуре МЗ (Рис. 3.5) вследствие худшей адгезии сурьмы к кварцевой подложке, чем у B_4C. В результате был сделан важный технологический вывод, что в МЗ Sb/B_4C первым слоем на кварцевой подложке всегда обязан быть B_4C для обеспечения стабильности зеркал.

Рис. 3.5. Отслоение многослойной структуры в МЗ, в котором первым слоем на кварцевой подложке была сурьма.

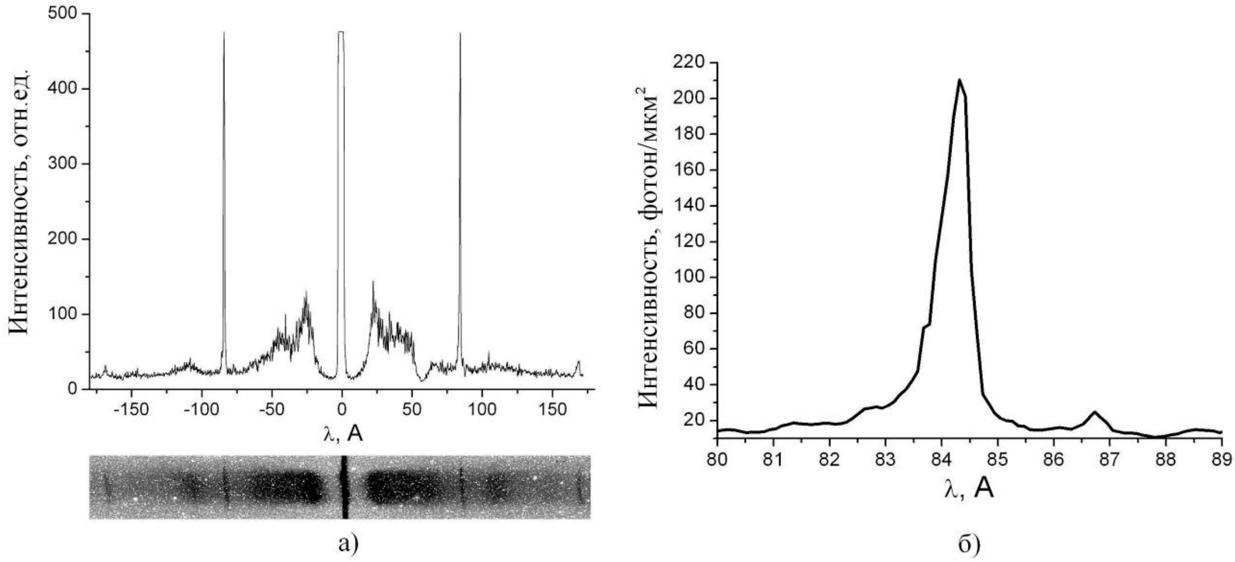

Рис. 3.6. Спектр отражения периодических МЗ на основе Sb/B_4C, зарегистрированный при помощи ЛПИ. (а) Обзорный спектр, (б) первый порядок.

Максимумы отражательной способности у МЗ-2 и МЗ-3 приходятся на $\lambda = 84.4$ Å при угле падения 5° от нормали к поверхности МЗ, проведённой через центр его апертуры. Это соответствует $\lambda_0 = 84.7$ Å при нормальном падении излучения. Интересно отметить, что ширина зарегистрированных спектров составляет FWHM $\Delta\lambda_{1/2} = 0.8 \pm 0.1$ Å (Рис. 3.6), при теоретической ширине FWHM $\Delta\lambda_{1/2} = 0.75$ Å для $N = 300$ слоёв. Такая узкая спектральная ширина экспериментальных кривых отражения свидетельствует о высокой степени однородности многослойного покрытия по апертуре МЗ и вглубь по его периоду. Это позволяет говорить о высоком качестве новых зеркал на основе структуры Sb/B_4C, сопоставимом с качеством МЗ на основе Mo/B_4C, воспроизводимость толщин слоёв для которых от периода к периоду не выходит за пределы 0.1 % [109].

Стоит также отметить, что участки непрерывного спектра, занимающие на спектре на Рис. 3.6(а) область 20 – 70 Å, не имеют никакого отношения к спектрам изучаемых МЗ. Этот «артефакт» присутствует на всех спектрах, снятых с золотой дифракционной решёткой 5000 линий/мм, он наблюдался и в более ранних экспериментах. По-видимому, это результат дифракции инфракрасных волн ($\lambda = 1.5 – 5.0$ мкм) на поддерживающей структуре (период 150 мкм) дифракционной решётки. Несмотря на малый рабочий период решётки, электромагнитные волны горизонтальной поляризации могут частично проходить сквозь её штрихи и попадать на детектор.

3.3.2. Факторы, влияющие на уменьшение отражения зеркал

Расчётное значение коэффициента отражения в максимуме для МЗ Sb/B_4C с $\lambda_0 \approx 85$ Å даёт $R_0 = 37.8$ % для 300 слоёв. Но здесь никак не учтена возможность формирования переходных слоёв на границах раздела Sb и B_4C, также не учтены шероховатости подложки, наличие которых будет снижать реальный коэффициент отражения. Ещё одной степенью свободы может быть отличие плотности сурьмы от табличной (в кристаллическом состоянии $\rho(Sb) = 6.7$ г/см^3). Известно, что все аллотропные модификации аморфной сурьмы имеют более низкую плотность, чем кристаллическая сурьма [110]. При изготовлении МЗ Sb/B_4C, как показал рентгеновский фазовый анализ, слои сурьмы являются аморфными. Поэтому с большой вероятностью можно считать, что в данном случае слои аморфной сурьмы имеют пониженную плотность, по сравнению с кристаллическим состоянием. Для описания экспериментальных результатов было сделано предположение, что плотность слоёв сурьмы в изготовленных МЗ составляет примерно $\rho(Sb) = 6.0$ г/см^3.

Гипотеза о пониженной плотности аморфной сурьмы косвенно подтверждается следующими данными. На Рис. 3.7(а) приведены спектры отражения МЗ-1 и МЗ-4, измеренные при помощи синхротронного источника МР излучения. Пиковый коэффициент отражения МЗ-4, содержащего 600 слоёв, оказался равен $R = 19.6$ %, т. е. повысился в $k = 1.09$ раз относительно МЗ с 300 слоями. Если взять за единицу в расчётах коэффициент отражения МЗ Sb/B_4C с 300 слоями, то можно увидеть, что в структурах с расчётной плотностью сурьмы $\rho(Sb) = 6.0$ г/см^3 насыщение по числу слоёв N на Рис. 3.7(б) происходит медленнее, чем в структурах с $\rho(Sb) = 6.7$ г/см^3. В первом случае при увеличении N до 600 получим $k = 1.12$, а во втором – всего лишь $k = 1.06$. То есть, расчёт с табличной плотностью сурьмы не может объяснить повышение коэффициента отражения с 18.0 % до 19.6 % при увеличении N от 300 до 600. Это указывает на то, что плотность сурьмы в МЗ Sb/B_4C, вероятно, понижена до уровня ρ(Sb) = 6.0 г/см^3 при магнетронном распылении. В свою очередь, повышение коэффициента отражения МЗ-4 всего в k = 1.09 раз, а не в k = 1.12, можно объяснить развитием межслойных шероховатостей в структуре Sb/B_4C при увеличении числа слоёв.

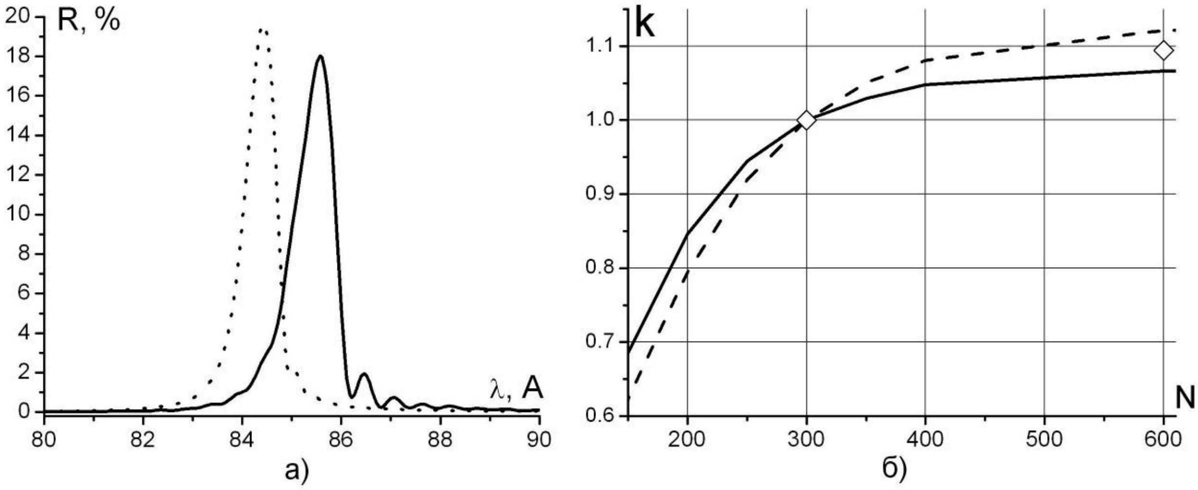

Рис. 3.7. (а) Спектры отражения МЗ-1 (сплошная, 300 слоёв) и МЗ-4 (точки, 600 слоёв); (б) зависимость нормированного коэффициента отражения периодических МЗ Sb/B_4C от числа слоёв: для ρ(Sb) = 6.7 г/см^3 (сплошная) и для ρ(Sb) = 6.0 г/см^3 (пунктир), ромбы – экспериментальные данные. R нормирован на единицу при N = 300 слоёв.

Расчётный коэффициент отражения МЗ в максимуме без учёта шероховатостей и переходных слоёв при ρ(Sb) = 6.0 г/см^3 составляет R_0 = 29.7 % для N = 300. Если учесть шероховатость σ = 4.0 Å в форме фактора Дебая-Уоллера, то получим $R = R_0 \cdot \exp(-4\pi\sigma/\lambda)^2$ = 21.0 %. Такой учёт шероховатостей подразумевает, что форма поверхности подложки воспроизводится без изменений на всех границах раздела слоёв. Если в МЗ значение среднеквадратической шероховатости изменяется от слоя к слою, то учтённый в факторе Дебая-Уоллера параметр σ несёт смысл средней межслойной шероховатости. Значение σ = 4.0 Å получено из моделирования спектров малоуглового рассеяния данной многослойной структуры на длине волны Cu K_α λ = 1.54 Å. Значение R = 21.0 % уже близко к экспериментально измеренному, что позволяет предполагать, что основной вклад в понижение коэффициента отражения МЗ дают понижение плотности сурьмы до $\rho(Sb) = 6.0$ г/см^3 и наличие межслойных шероховатостей. Дальнейшее понижение коэффициента отражения до 18 %, вероятно, можно связать с неучтёнными собственными межслойными шероховатостями и возможным образованием переходных слоёв в многослойных структурах Sb/B_4C.

Так как пока в литературе нет данных о переходных слоях в структурах Sb/B_4C, то при моделировании изменение ε в переходном слое учитывалось линейным образом, как было описано в пункте 3.2. При этом можно было изменять толщину слоя. Модельное увеличение толщины переходных слоёв в расчётах привело к логичным результатам: коэффициент отражения в максимуме падает тем сильнее, чем толще переходные слои, причём зависимость нелинейная (Рис. 3.8). На Рис. 3.8(б) приведены зависимости коэффициента отражения в максимуме от ширины переходных слоёв в МЗ с $\rho(Sb) = 6.0$ г/см^3 в двух случаях: без учёта средней шероховатости, и с учётом шероховатости $\sigma = 4.0$ Å в форме фактора Дебая-Уоллера.

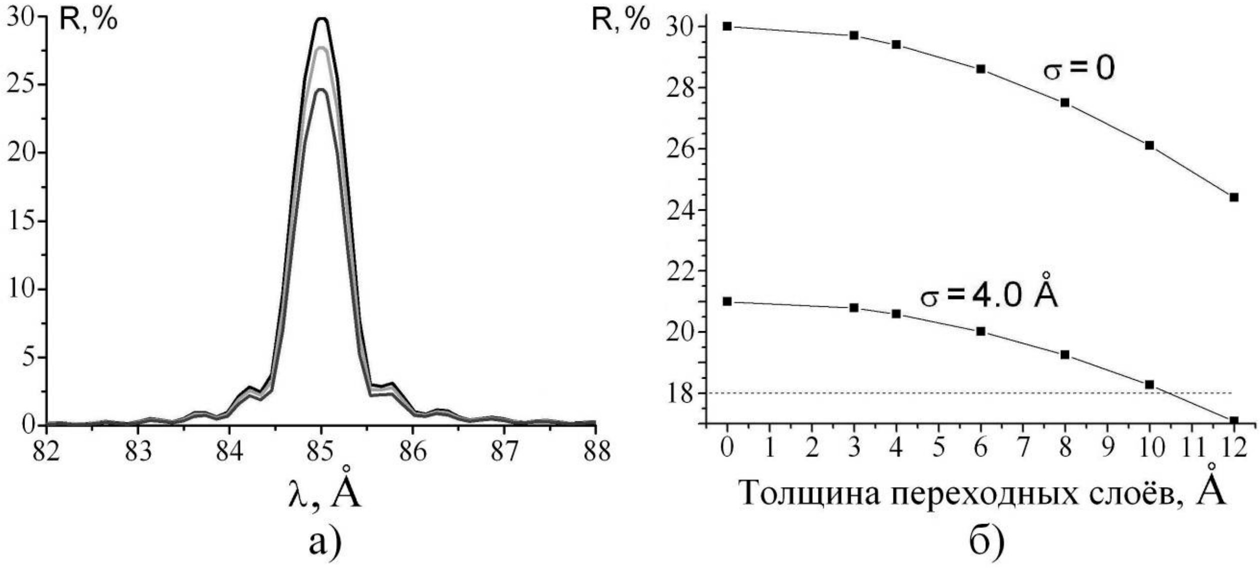

Рис. 3.8. (а) Расчётный спектр отражения периодического МЗ Sb/B_4C при толщине переходных слоёв 0, 8 Å и 12 Å (расчётная плотность сурьмы $\rho(Sb) = 6.0$ г/см^3, $N = 300$, шероховатость $\sigma = 0$); (б) зависимость расчётного коэффициента отражения МЗ от толщины переходных слоёв без учёта шероховатостей и с учётом $\sigma = 4.0$ Å. Пунктир показывает уровень отражения, измеренный экспериментально.

Все расчёты, приведённые на Рис. 3.8, были выполнены для $N = 300$ слоёв для простоты сравнения теории с экспериментом. Измеренный уровень отражения периодических МЗ показан на Рис. 3.8(б) пунктиром. Из графика видно, что после учёта пониженной плотности слоёв сурьмы и средней шероховатости, переходные слои понижают коэффициент отражения уже не сильно, а их толщина (если они образуются) не превосходит 10 Å.

Итого, в сравнении с идеальным теоретическим расчётом (при плотности сурьмы $\rho(Sb) = 6.7$ г/см^3 и отсутствии шероховатостей и переходных слоёв) учёт пониженной плотности Sb понижает коэффициент отражения МЗ приблизительно на четверть, а учёт средней межслойной шероховатости в форме фактора Дебая-Уоллера – ещё почти на треть от оставшегося. Таким образом, реально достигаемый коэффициент отражения составляет около половины от теоретического максимума. В остальном же, МЗ на основе пары Sb/B_4C продемонстрировали высокую стабильность, при условии нанесения B_4C первым слоем на подложку.

3.3.3. Влияние толщины переходных слоёв на ширины спектральных контуров отражения

Кроме понижения R, расчёты также показывают уменьшение ширины спектральных контуров отражения МЗ при увеличении толщин переходных слоёв. Это тоже можно объяснить простыми рассуждениями: исчезновение резких границ раздела слоёв Sb и B_4C приводит к уменьшению амплитуд волн, отражённых на каждой границе раздела. С другой стороны, это приводит к меньшему ослаблению падающей волны и более глубокому её проникновению вглубь структуры. Соответственно, «работает» большее число слоёв МЗ, и большее эффективное количество интерферирующих отражённых лучей формирует более узкий спектральный контур отражения.

Стоит также отметить, что при плотности сурьмы $\rho(Sb) = 6.7$ г/см^3 теоретическая ширина спектрального контура отражения МЗ без учёта переходных слоёв составляет $\Delta\lambda_{1/2} = 0.75$ Å для 300 слоёв, что несколько шире, чем при плотности сурьмы $\rho(Sb) = 6.0$ г/см^3 ($\Delta\lambda_{1/2} = 0.68$ Å). Учёт переходных слоёв приводит к ещё большему сужению спектрального пика отражения МЗ, однако оно уже не столь значительно. Расчётные ширины FWHM $\Delta\lambda_{1/2}$ спектральных максимумов периодических МЗ на основе Sb/B_4C приведены в Табл. 3.3 в зависимости от толщины переходных слоёв. Также из таблицы видно, что увеличение N тоже приводит к сужению спектра.

Табл. 3.3. Ширины спектральных максимумов отражения ($\Delta\lambda$ FWHM, Å) периодических МЗ Sb/B_4C в зависимости от толщины переходных слоёв $d_{пер}$ и количества слоёв N.

Расчётная плотность сурьмы $\rho(Sb)$	Толщина переходных слоёв $\boldsymbol{d}_{\textbf{пер}}$ (Å), $N = 300$				$N = 600$, $\boldsymbol{d}_{\textbf{пер}} = 0$
	0	***6***	***8***	***12***	
6.7 г/см^3	0.75 Å	0.74 Å	0.73 Å	0.70 Å	0.66 Å
6.0 г/см^3	0.68 Å	0.67 Å	0.66 Å	0.64 Å	0.55 Å

3.3.4. Широкополосные АМЗ на основе структуры Sb/B_4C

В данном пункте было рассчитано три апериодических МЗ на основе пары Sb/B_4C для работы на различных участках диапазона 90 – 120 Å. Все АМЗ были оптимизированы на максимальное равномерное отражение на соответствующих интервалах длин волн путём минимизации функционала $F = \int \left[R(\lambda) - R_0 \right]^2 d\lambda$ (здесь R_0 – параметр оптимизации). Такие зеркала, как правило, обладают более высоким интегральным коэффициентом отражения, чем любое периодическое зеркало, главный максимум отражения которого находится в том же интервале длин волн. При такой постановке задачи число параметров оптимизации равно числу слоёв структуры N.

В качестве начальных структур при решении оптимизационной задачи служили периодические МЗ. При этом оказалось, что различные начальные структуры могут приводить к практически равноценным с точки зрения критерия оптимизации решениям, несмотря на то, что отвечающие им наборы $\{l_j\}$ в оптимизированных АМЗ могут сильно отличаться. В итоге, спектры таких МЗ оказываются близки, и структуры для синтеза выбираются из соображений устойчивости спектров отражения относительно небольших изменений толщин отдельных слоёв.

Расчётные спектры отражения для теоретически рассчитанных АМЗ приведены на Рис. 3.9. В качестве интервалов оптимизации были выбраны области 100 – 120 Å, 90 – 100 Å и 95 – 105 Å. Средние теоретические коэффициенты отражения в области оптимизации для этих АМЗ составляют R = 5.0 %, R = 6.0 % и R = 7.5 %, соответственно. Интегральный коэффициент отражения в области оптимизации $\Im_\lambda = \int R(\lambda) d\lambda$ для всех АМЗ составляет ~ 1 Å. Здесь расчёты проводились с плотностью сурьмы ρ(Sb) = 6.7 г/см^3, без учёта шероховатостей и образования переходных слоёв. При оптимизации было также программно заложено ограничение на минимальную толщину слоя в 15 Å – для удобства синтеза и повышения устойчивости спектров отражения АМЗ относительно малых изменений толщин основных слоёв структуры и образования переходных слоёв.

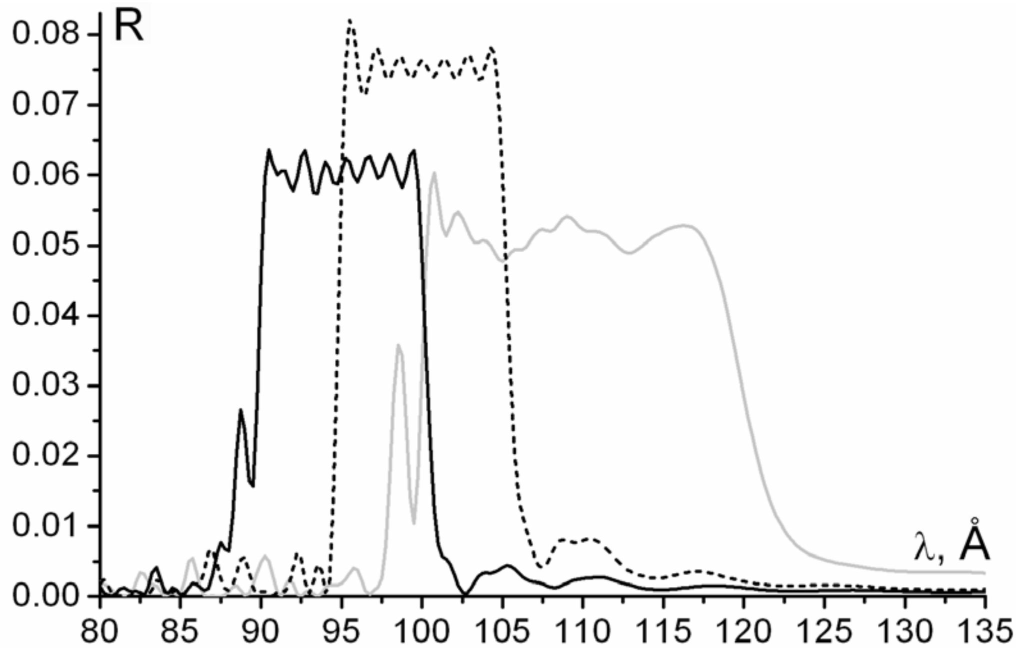

Рис. 3.9. Расчёт АМЗ на основе структуры Sb/B_4C с областями оптимизации 100 – 120 Å, 90 – 100 Å и 95 – 105 Å (расчётная плотность сурьмы ρ(Sb) = 6.7 г/см^3).

Все три обсуждаемые АМЗ в настоящее время уже синтезированы, однако в использование пока введено только АМЗ с областью оптимизации 100 – 120 Å. Оно было испытано с использованием вольфрамового ЛПИ, результат измерений приведён на Рис. 3.10. Можно отметить превосходное соответствие спектральной области полученного «плато» в эксперименте и области теоретической оптимизации МЗ, а также хорошую однородность многослойного покрытия по апертуре АМЗ (границы области оптимизации на противоположных концах зеркала отличаются не более, чем на 1 Å). Более высокое длинноволновое «крыло» в экспериментальном спектре, чем в теоретическом, можно объяснить более высокой светимостью вольфрамовой плазмы в области $\lambda > 120$ Å, чем в диапазоне $50 < \lambda < 120$ Å [92] – так как экспериментальный спектр является произведением трёх функций: спектра излучения плазмы ЛПИ, отражательной способности МЗ, и спектральной чувствительности фотоплёнки. Спектральная ширина щели была 2 Å.

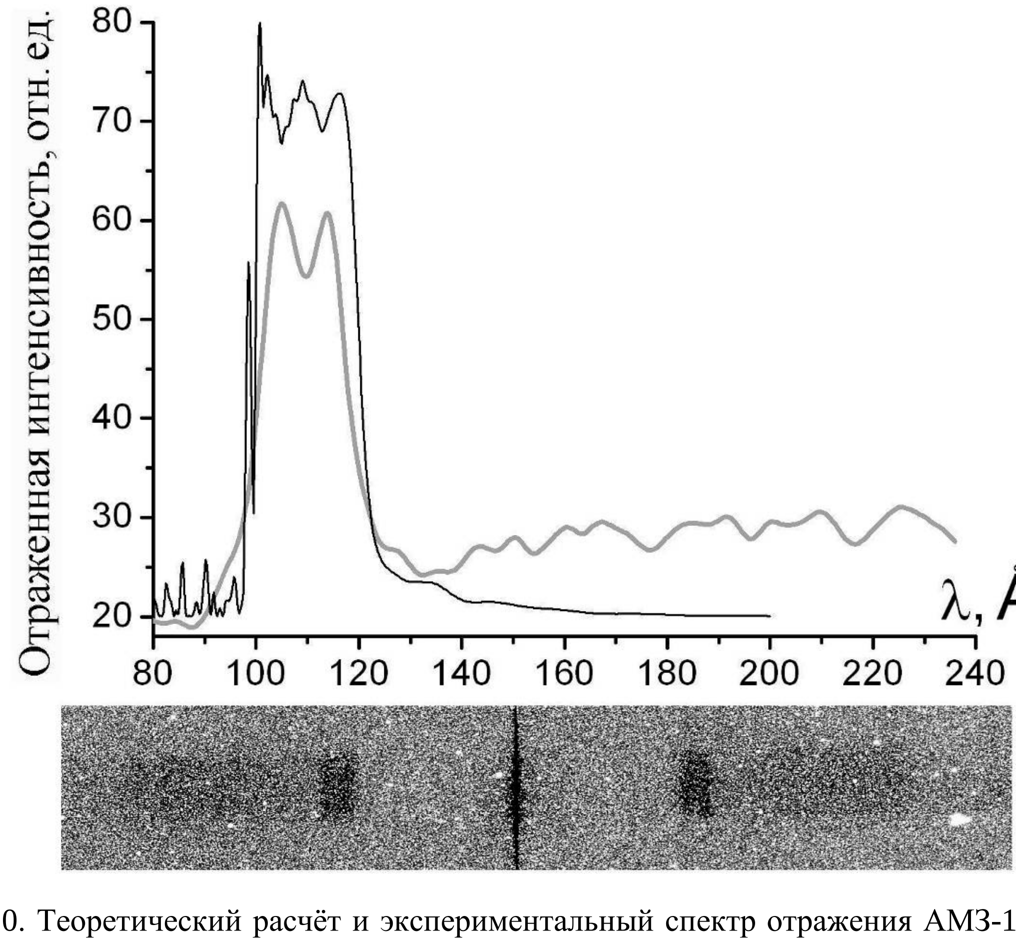

Рис. 3.10. Теоретический расчёт и экспериментальный спектр отражения АМЗ-1 (область оптимизации 100 – 120 Å). Чёрный – теория, серый – эксперимент.

Факторы, ответственные за понижение коэффициентов отражения периодических МЗ на основе Sb/B_4C (пониженная плотность сурьмы, средняя межслойная шероховатость $\sigma = 4.0$ Å и возможное наличие переходных слоёв), в той же мере проявляют себя и в АМЗ. Поэтому следует ожидать, что средний коэффициент отражения на «плато» синтезированного АМЗ-1 $R \approx 2.5$ %, т. е. вдвое ниже предельного теоретического значения (рассчитанного с табличной плотностью сурьмы $\rho(Sb) = 6.7$ г/см^3).

3.4. Расчёт широкополосных МЗ для области длин волн $\lambda < 130$ Å

Целью данного пункта было теоретически рассчитать предельные характеристики АМЗ на основе перспективных структур Pd/Y, Ag/Y, Rh/Y и Ru/Y для спектроскопии в области $\lambda < 130$ Å. Обсуждаемые структуры были оптимизированы на максимальное равномерное отражение в определённой спектральной области, длинноволновая граница которой была фиксирована на $\lambda = 130$ Å, а коротковолновая граница варьировалась.

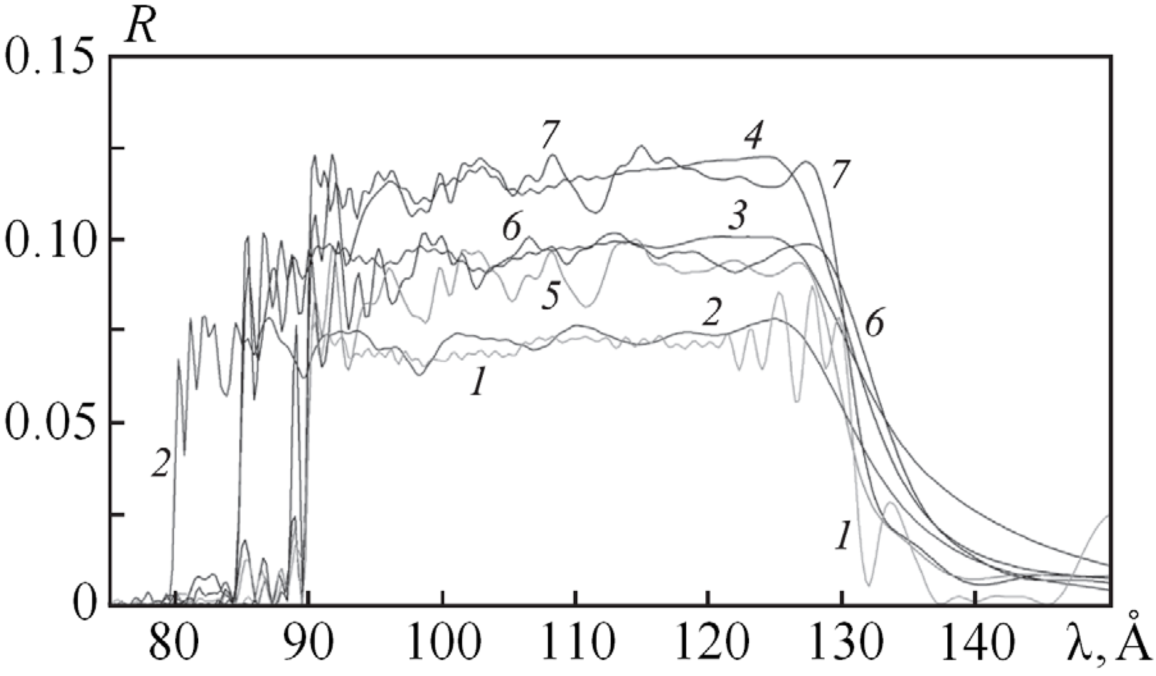

Рис. 3.11. Расчётные спектральные профили коэффициентов отражения перспективных АМЗ на основе Pd/Y, Ag/Y, Rh/Y и Ru/Y. *1* – Ru/Y (90–130 Å, R = 7.1 %); *2* – Ag/Y (80–130 Å, R = 7.2 %); *3* – Ag/Y (85–130 Å, R = 9.5 %); *4* – Ag/Y (90–130 Å, R = 11.5 %); *5* – Rh/Y (90–130 Å, R = 8.0 %); *6* – Pd/Y (85–130 Å, R = 9.2 %); *7* –Pd/Y (90–130 Å, R = 11.4 %). Расчёты проводились без учёта переходных слоёв.

На Рис. 3.11 представлено несколько оптимизированных АМЗ с числом слоёв $N = 150$ или 200, в зависимости от того, насколько быстро происходит насыщение коэффициента отражения МЗ по числу слоёв. Оптимизация АМЗ велась путём минимизации функционала $F = \int \left[R(\lambda) - R_0 \right]^2 d\lambda$ на нужном интервале длин волн (R_0 – задаваемый параметр оптимизации), при этом варьируемыми параметрами оптимизации являлись толщины всех слоёв МЗ, а R_0 выбиралось из соображений максимальной равномерности (вариации спектрального коэффициента отражения в пределах 10–15 %). В Табл. 3.4 собраны характеристики рассчитанных АМЗ. Видно, что структуры Ag/Y и Pd/Y при почти нормальном падении (5°) могут обеспечить коэффициенты отражения 11.5 % и 11.4 %, соответственно, в диапазоне 90–130 Å. Сдвиг коротковолновой границы на 85 Å приводит к уменьшению равномерных коэффициентов отражения этих структур до 9.5 % и 9.2 %. В диапазоне 80–130 Å АМЗ на основе Ag/Y могут дать равномерное отражение на уровне 7.2 %, а структуры Rh/Y и Pd/B_4C способны обеспечить $R = 8.0$ % и 8.8 %, соответственно, в области 90–130 Å. Интегральный коэффициент отражения всех АМЗ $\Im_\lambda = \int R(\lambda) d\lambda$ в области 75–150 Å составляет ~ 5 Å, что больше, чем у любого периодического МЗ с максимумом в данном интервале.

Табл. 3.4. Отражательные характеристики АМЗ (расчёт без учета переходных слоёв).

Структура	Число слоёв N	Область оптимизации, Å	R_0 ,%	J_λ (Å) в области 75–150 Å
Ag/Y	200	90 – 130	11.5	5.17
Ag/Y	200	85 – 130	9.5	4.95
Ag/Y	200	80 – 130	7.2	3.96
Pd/Y	150	90 – 130	11.4	4.97
Pd/Y	150	85 – 130	9.2	4.70
Rh/Y	200	90 – 130	8.0	3.88
Ru/Y	150	90 – 130	7.1	3.12
Pd/B_4C	150	90 – 130	8.8	3.88

Также при оптимизации программно было введено ограничение на минимальную толщину одиночного слоя. Это связано с необходимостью исключить физически абсурдные решения (толщина слоя не может быть меньше размера атома или молекулы) и повысить устойчивость спектров отражения МЗ по отношению к образованию переходных слоёв (в идеале, толщины слоёв «чистых» веществ должны быть намного больше толщин переходных слоёв). Эмпирически было установлено, что при ограничении толщины слоёв снизу на уровне $\approx \lambda_{min}/4$ (где λ_{min} – коротковолновая граница интервала оптимизации), не будет значительного уменьшения достижимого равномерного коэффициента отражения.

3.5. Поляризационные элементы на основе МЗ Ag/Y и Sb/B_4C

В работе [56] было показано, что АМЗ могут служить в качестве широкополосных зеркал-поляризаторов при фиксированном угле падения МР излучения. Например, однозеркальный поляризатор со спектральной полосой отражения около 30 Å и центром на λ = 142.5 Å был синтезирован в работе [72] на основе пары Mo/Si. Коэффициент отражения этого АМЗ составил ~ 20 % и был достаточно равномерным, в соответствии с расчётом.

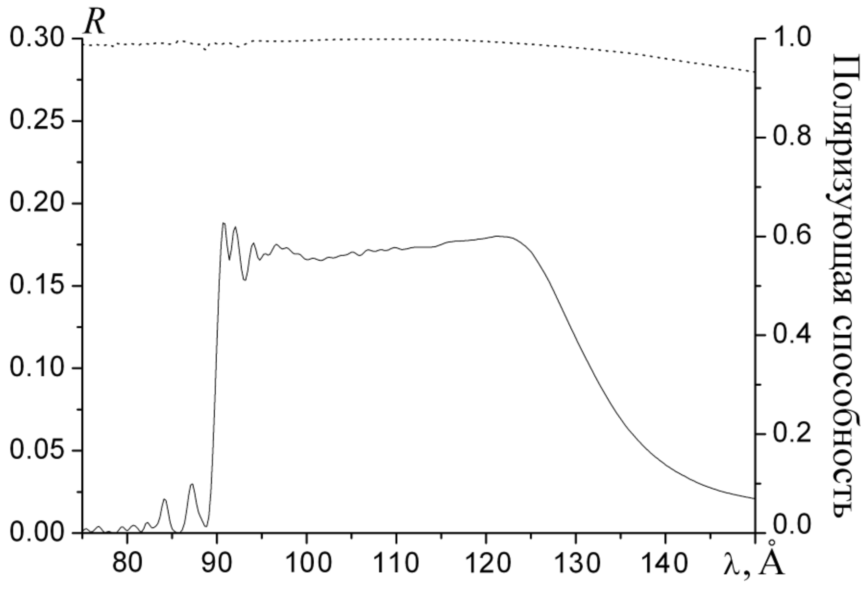

Рис. 3.12. Коэффициент отражения (сплошная линия) и поляризующая способность (пунктир) поляризатора Ag/Y, оптимизированного на максимальное равномерное отражение в диапазоне 90–130 Å при высокой поляризующей способности, α = 44°.

Обычно при создании поляризаторов удаётся достичь в спектральной области оптимизации АМЗ большего отражения для s-поляризации, чем в том же спектральном диапазоне при нормальном падении. Так, рассчитанный широкополосный поляризатор на основе перспективной структуры Ag/Y (Рис. 3.12) имеет средний коэффициент отражения 16.9 % в области длин волн 90–130 Å при угле падения излучения 44° от нормали. Данное АМЗ было оптимизировано на максимальное равномерное отражение в указанном диапазоне при постоянном угле падения, и одновременно на высокую поляризующую способность АМЗ во всём интервале 90–130 Å. На Рис. 3.12 приведены одновременно спектр отражения МР излучения s-поляризации данным АМЗ Ag/Y, и поляризующая способность АМЗ, среднее значение которой в области оптимизации составило $P = 99.4$ %. Поляризующая способность P определяется как $P = (R_S - R_P)/(R_S + R_P)$.

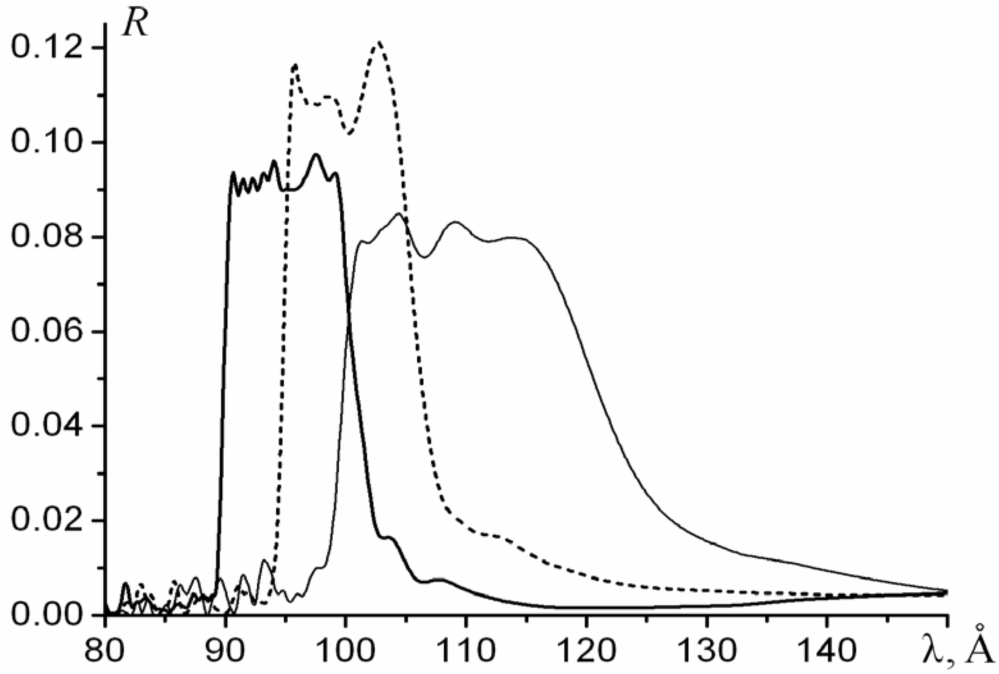

Рис. 3.13. Спектры отражения поляризаторов на основе Sb/B_4C с областями оптимизации 100 – 120 Å, 90 – 100 Å и 95 – 105 Å (расчётная плотность сурьмы ρ(Sb) = 6.7 г/см^3).

На Рис. 3.13 изображены спектральные коэффициенты отражения трёх АМЗ на основе Sb/B_4C, оптимизированных на максимальное равномерное отражение в диапазонах 100 – 120 Å, 90 – 100 Å и 95 – 105 Å при угле падения 45°, и одновременно максимальную поляризующую способность

АМЗ. Для достижения лучшей равномерности, при расчётах происходила минимизация функционала $F=\int\left[R_S(\lambda)-R_0\right]^4 d\lambda+\int\left[R_P(\lambda)\right]^4 d\lambda$, то есть, в показателе степени было положено $2m=4$. Здесь $R_S(\lambda)$ и $R_P(\lambda)$ – это спектральные коэффициенты отражения для s- и p-поляризаций излучения, соответственно. В итоге, рассчитанные АМЗ при хорошей равномерности спектров отражения обладают высокой поляризующей способностью, которая не опускается ниже 98.2 % в области оптимизации.

Стоит отметить, что в работе [73] были синтезированы поляризаторы на основе структуры Mo/Y для диапазонов 85 – 101 Å и 91 – 117 Å с коэффициентами отражения для s-поляризованного излучения 5.5 % и 6.1 %. При этом измеренная средняя поляризующая способность АМЗ составила 98.79 ± 0.32 % и 96.48 ± 0.70 %, соответственно. Расчёт поляризаторов на основе пары Sb/B_4C в этих же диапазонах даёт теоретические значения коэффициентов отражения 5.81 % и 6.13 % при угле падения $\alpha = 45°$, а теоретическая поляризующая способность при этом составляет 99.4 % и 98.8 % в области оптимизации, соответственно. Таким образом, структуры Sb/B_4C могут в перспективе стать альтернативой структурам Mo/Y. Если учесть обсуждённые выше факторы, влияющие на коэффициент отражения МЗ на основе Sb/B_4C, то можно ожидать от современных поляризаторов Sb/B_4C в областях 85 – 101 Å и 91 – 117 Å уровня отражения ≈ 3 %. При этом АМЗ, оптимизированные на несколько более узкие диапазоны (Рис. 3.13) будут иметь реальные коэффициенты отражения на уровне 5–6 %.

3.6. АМЗ на основе La/B_4C для спектроскопии в области 66–110 Å

Успехи, достигнутые в последнее время в многослойных структурах La/B_4C [55], позволяют рассчитывать на возможность синтеза АМЗ на их основе для спектроскопии в области 66 – 110 Å. Нижняя граница области оптимизации определяется положением K-края поглощения бора (λ = 65.9 Å), а верхняя граница может быть выбрана произвольным образом.

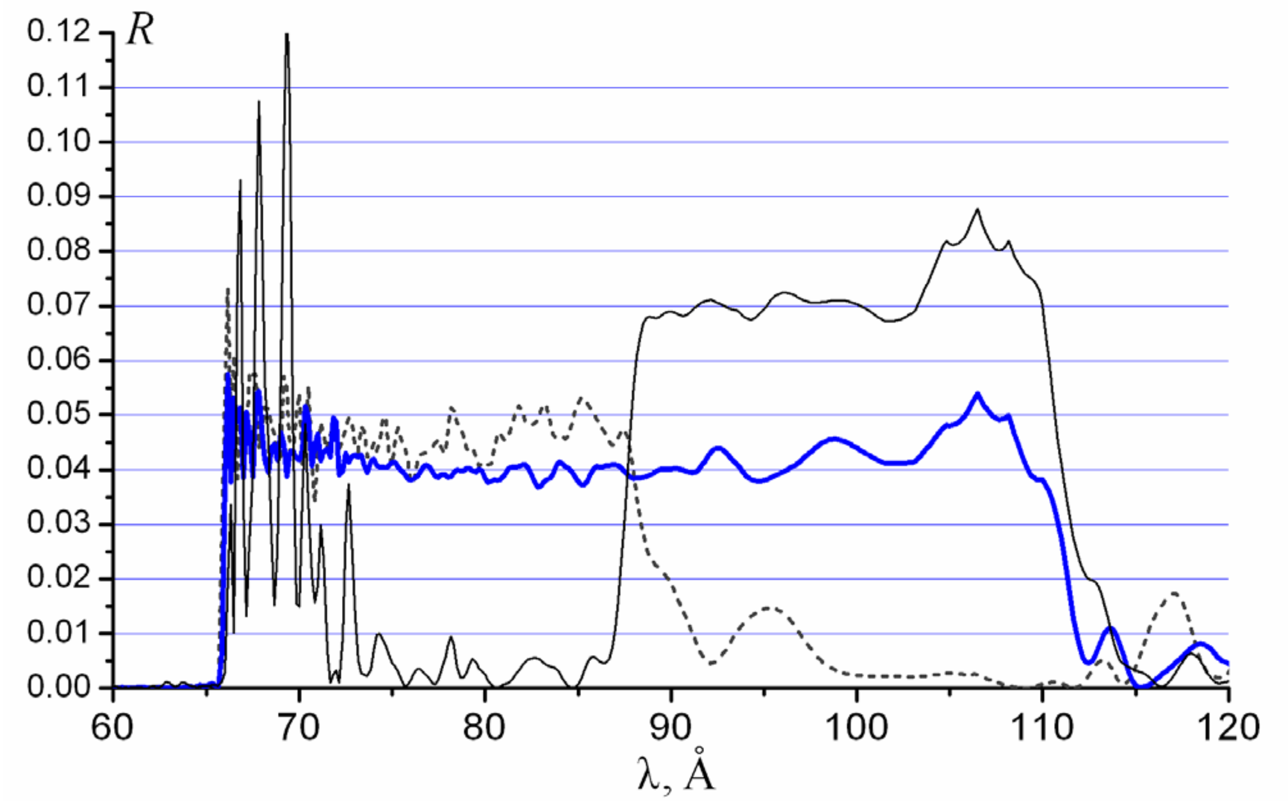

Рис. 3.14. Расчёт АМЗ на основе La/B_4C для диапазонов 66 – 88 Å, 66 – 110 Å и 88 – 110 Å.

На Рис. 3.14 представлены расчёты АМЗ на основе структуры La/B_4C, пригодных для работы в роли фокусирующих элементов спектрографов с широким рабочим спектральным диапазоном. Число слоёв АМЗ в расчётах было $N = 300$, а плотности слоёв La и B_4C были взяты из [55]. Структуры оптимизировались на достижение максимального равномерного отражения на заданном интервале длин волн путём минимизации функционала при степени $2m = 4$ для лучшей равномерности: $F = \int \left[R(\lambda) - R_0 \right]^4 d\lambda$. Видно, что АМЗ La/$B_4C$ в области 66 – 110 Å могут обеспечить средний равномерный коэффициент отражения 4.2 %. При этом смещение длинноволновой границы области оптимизации от 110 Å до 88 Å не даёт существенного выигрыша отражательной способности АМЗ. Зато смещение на 88 Å коротковолновой границы диапазона оптимизации приводит к увеличению равномерного коэффициента отражения до 7.2 % у АМЗ для области 88 – 110 Å.

Также были проведены расчёты широкополосных поляризаторов на основе структуры La/B_4C для тех же спектральных диапазонов при угле падения $\alpha = 45°$. Спектры отражения рассчитанных АМЗ приведены на Рис. 3.15. Видно, что такие поляризаторы имеют средний равномерный коэффициент отражения 7.4 % и 8.0 % в области 66 – 110 Å и 66 – 88 Å, соответственно. При этом их средняя поляризующая способность составляет 99.1 % и 99.7 %. А поляризатор для области 88 – 110 Å имеет более высокий средний коэффициент отражения (13.5 %), но зато несколько более низкую поляризующую способность в области оптимизации (98.5 %).

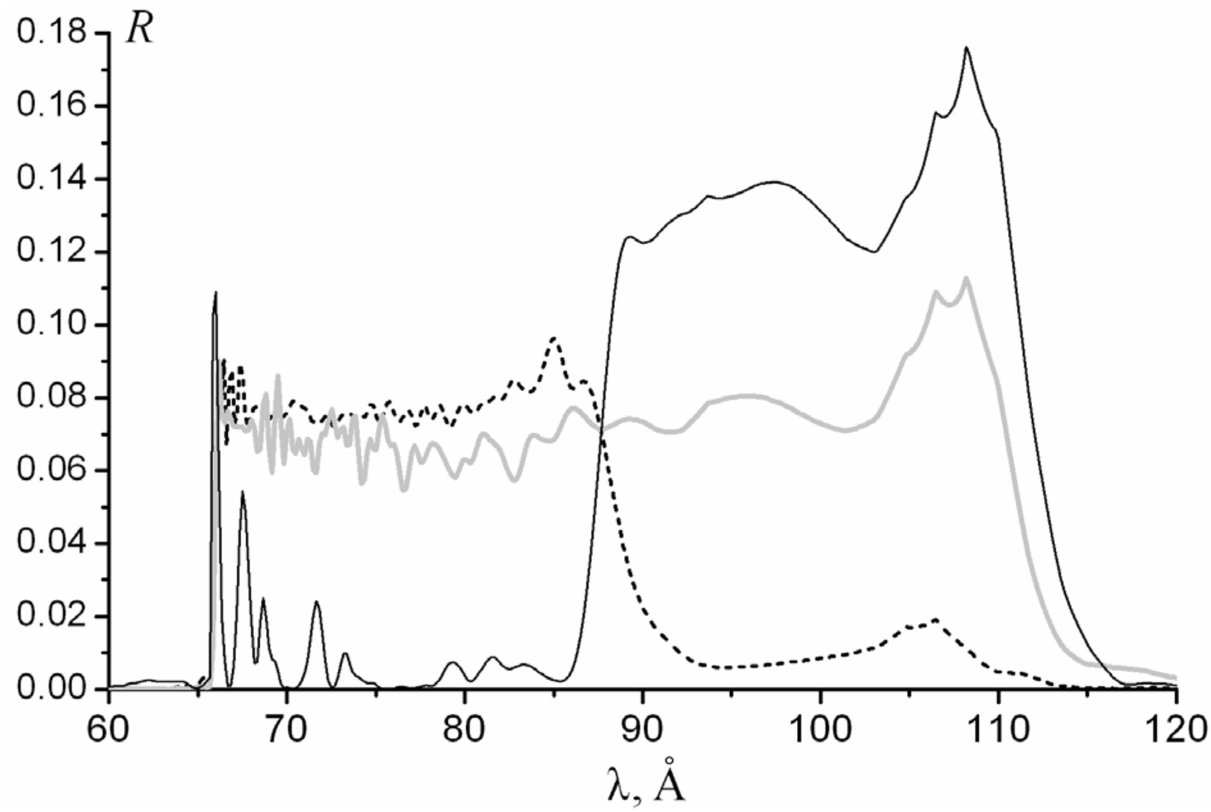

Рис. 3.15. Расчёт спектров отражения широкополосных поляризаторов на основе АМЗ La/B_4C при $\alpha = 45°$. Области оптимизации 66 – 88 Å, 66 – 110 Å и 88 – 110 Å.

Стоит отметить, что в работе [74] был синтезирован поляризатор на основе пары La/B_4C, имеющий несколько меньшую спектральную область оптимизации 67–83 Å. Был достигнут средний равномерный коэффициент отражения 7.2 % при угле падения $\alpha = 45°$. При этом теоретическое значение коэффициента отражения структуры La/B_4C в области 67–83 Å составляет 8.6 %. Достижение коэффициентов отражения выше 80 % от теоретических значений делают структуры La/B_4C особенно привлекательными с точки зрения создания широкополосных АМЗ для спектроскопии МР диапазона.

3.7. Основные результаты Главы 3

В данной Главе были проанализированы оптические свойства ряда материалов, и при помощи теоретических расчётов (путём решения обратной задачи многослойной оптики) разработан ряд многослойных покрытий для МЗ, предназначенных для работы в диапазоне 66 – 130 Å. Материалы анализировались с точки зрения создания широкополосных МЗ нормального падения, обладающих максимальным равномерным отражением в области оптимизации. Такие зеркала сильно востребованы в МР спектроскопии.

Из проанализированных перспективных многослойных покрытий была выбрана пара Sb/B_4C, на основе которой были вначале впервые рассчитаны, а затем впервые синтезированы в НТУ «ХПИ» ряд периодических МЗ и три широкополосных АМЗ для МР спектроскопии в области 80 – 120 Å. Позже спектры отражения периодических МЗ были измерены с использованием синхротронного источника МР излучения в Беркли и при помощи ЛПИ. Спектр отражения АМЗ, оптимизированного на максимальное равномерное отражение в области 100 – 120 Å, также измерен с использованием ЛПИ.

Экспериментальные спектры периодических МЗ проинтерпретированы с теоретической точки зрения. Произведён учёт межслойных шероховатостей и переходных слоёв при численных расчётах МЗ. Выдвинуто предположение, согласно которому плотность слоёв сурьмы составляет $\rho(Sb) = 6.0$ г/см^3, а толщина переходных слоёв в многослойных структурах Sb/B_4C не превышает 10 Å. Экспериментально измеренные коэффициенты отражения составляют 18–19 % на длине волны $\lambda = 85$ Å.

Сравнение спектров отражения периодических МЗ с $\lambda_0 \approx 85$ Å и идеального теоретического расчёта даёт реальный коэффициент отражения $R = 18.0$ % против $R_{теор} = 37.8$ % для $N = 300$ слоёв. Понижение реального коэффициента отражения в максимуме относительно теоретического почти в два раза можно для всех исследованных МЗ на основе Sb/B_4C объяснить совокупностью трёх факторов:

1. Понижение плотности сурьмы до $\rho(\mathrm{Sb}) = 6.0$ г/см^3 в слоях МЗ при магнетронном распылении (понижает R почти на 1/4).

2. Наличие межслойных шероховатостей $\sigma = 4.0$ Å (понижает R ещё на 1/4).

3. Возможное образование переходных слоёв на границах раздела Sb и B_4C.

Периодические МЗ, в которых первым слоем на подложках была Sb, оказались нестабильными и через несколько месяцев после изготовления отслоились на большей части апертуры. Получен важный технологический результат: при напылении МЗ Sb/B_4C первым слоем на кварцевую подложку всегда должен ложиться слой B_4C. В остальном, структуры Sb/B_4C показали высокую стабильность, а измерения показали высокую однородность многослойного покрытия по апертуре зеркал и вглубь многослойной структуры от периода к периоду.

Теоретически исследованы зависимости коэффициента отражения в максимуме и спектральной ширины контура отражения периодических МЗ от толщины переходных слоёв. При увеличении толщины переходного слоя коэффициент отражения МЗ в максимуме нелинейно уменьшается, а спектральный контур отражения немного сужается.

В работе показано, что в диапазоне $80 < \lambda < 120$ Å возможно создание широкополосных АМЗ на основе Sb/B_4C с интегральным коэффициентом отражения ~ 1 Å. Синтезированное АМЗ для области 100 – 120 Å имеет средний коэффициент отражения на «плато» $R \approx 2.5$ % ($R_{\text{теор.}} = 5.0$ %).

Рассчитан ряд перспективных АМЗ нормального падения и зеркал-поляризаторов для работы в области 66 – 130 Å. В частности, структуры Ag/Y могут обеспечить равномерный коэффициент отражения $R = 11.5$ % в области 90 – 130 Å при нормальном падении и $R = 16.9$ % при $\alpha = 45°$.

АМЗ на основе пары La/B_4C способны обеспечить равномерный коэффициент отражения 4.2 % в диапазоне 66 – 110 Å при нормальном падении, а широкополосный La/B_4C поляризатор способен обеспечить равномерный коэффициент отражения до 7.5 % для s-поляризованного излучения и поляризующую способность 99% в той же области 66 – 110 Å. На более узком спектральном диапазоне 88 – 110 Å АМЗ La/B_4C могут обеспечить равномерный коэффициент отражения 7.2 % при нормальном падении, а равномерный коэффициент отражения поляризаторов La/B_4C в этом же диапазоне может достигать 13.5 % при угле падения $\alpha = 45°$, средняя поляризующая способность при этом будет составлять 98.5 %.

Также при расчётах численно исследована зависимость результата оптимизации АМЗ от программно вводимого ограничения на минимальную толщину слоя многослойной структуры. Установлено эмпирическое правило, согласно которому при ограничении минимальной толщины слоёв на уровне $\approx \lambda_{min}/4$ (где λ_{min} – коротковолновая граница интервала оптимизации АМЗ) не будет наблюдаться значительного уменьшения достижимого равномерного коэффициента отражения.

Основные результаты Главы 3 изложены в работах [111–113] и были представлены на научных конференциях [114–120].

ГЛАВА 4. СПЕКТРОСКОПИЧЕСКОЕ ИЗУЧЕНИЕ ПЕРЕЗАРЯДКИ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ ЛИТИЯ И ФТОРА НА АТОМАХ Ne

4.1. Цели и задачи Главы 4

В данной Главе экспериментально исследуется перезарядка (захват электронов на возбуждённые состояния ионов с последующей радиационной релаксацией), которая представляет собой процесс передачи k электронов от атома-донора A многозарядному иону X^{q+} при столкновении (k-электронная перезарядка ионов X^{q+}). Интерес к таким процессам вызван тем, что сечения перезарядки на возбуждённые состояния образованных ионов $X^{*(q-k)+}$ могут достигать значений 10^{-15}–10^{-14} см^2, что превышает сечения других процессов с участием многозарядных ионов. МР излучение, образующееся при радиационном распаде этих состояний, позволяет судить о распределении продуктов перезарядки по кратностям ионизации (q–k) и уровням энергии с разными наборами квантовых чисел $\{n_i, l_i\}$:

$$X^{q+} + A \rightarrow X^{*(q-k)+} + A^{k+} \rightarrow (X^{(q-k)+} + N \cdot h\nu) + A^{k+}$$

Эта формула является схематической и подразумевает возможность радиационной релаксации на все нижележащие уровни иона $X^{(q-k)+}$, но не имеет в виду равенство частот всех излучаемых фотонов. Также здесь учтено, что в общем случае при переходе иона $X^{*(q-k)+}$ в основное состояние число испущенных фотонов $N \neq k$.

Перезарядка имеет квазирезонансный характер, что может позволить осуществлять селективное заселение уровней многозарядных ионов и получать инверсию на их переходах в МР диапазоне [121–123]. Благодаря этому, её изучение представляет высокий интерес для экспериментаторов [124, 125]. В последнее время всё больше внимания уделяется процессам многоэлектронной перезарядки. В частности, данные астрофизических и пучковых экспериментов [126, 127] свидетельствуют о том, что сечения двухэлектронной перезарядки могут достигать значений 10^{-15}–10^{-14} см^2, что соответствует одноэлектронному случаю, а сечения трёхэлектронной могут составлять ~ 20–30 % от этого значения.

Глава 4 посвящена изучению перезарядки многозарядных ионов фтора на атомах Ne по линейчатым спектрам МР излучения, возникающего при радиационных распадах возбуждённых состояний ионов. Ранее в работе [62] было проведено исследование перезарядки ядер углерода и бора на атомах благородных газов. Продолжение исследования для ионов фтора имеет в этом ряду фундаментальное значение для определения общих тенденций для перезарядки ионов сложных атомов (с большим атомным номером). В качестве основного элемента дифракционного МР спектрографа для изучения перезарядки было использовано широкополосное Mo/Si МЗ, оптимизированное на максимальное равномерное отражение в области 125–250 Å. От экспериментов с ионами O и N пришлось отказаться, так как для генерации лазерной плазмы требовалась удобная твердотельная мишень.

4.2. Выбор мишени и схема экспериментов

Эксперименты проводятся в вакуумной камере ИКАР (Ø 0.9×3.8 м) при остаточном давлении газа в камере менее 10^{-4} Торр. Источником ионов фтора была лазерная плазма, образованная при облучении твердотельной мишени наносекундными импульсами импульсно-периодического лазера (Nd:$YAlO_3$, 0.5 Дж, 6 нс, 1.08 мкм). Лазерный пучок фокусируется на мишени в пятно с эффективной площадью S_{eff} ~ 10^{-5} см^2 при помощи линзы из тяжёлого флинта с фокусным расстоянием f = 75 мм. Максимальная интенсивность лазерного излучения в центре фокального пятна составляет ~ 10^{13} Вт/см^2.

Используемая лазерная мишень представляет собой шлифованный диск LiF, приводимый во вращение от электромотора. Выбор мишени LiF для экспериментов обусловлен следующими факторами:

1) Ионы Li I – Li III имеют в исследуемой области 125–350 Å очень малое количество спектральных линий, что позволяет интерпретировать спектры перезарядки, однозначно отождествляя практически все линии с линиями ионов фтора.

2) Сильные переходы 1s–2p в Li III (135.0 Å) и $1s^2 - 1s2p$ в Li II (199.28 Å) являются хорошими реперами, что упрощает процедуру определения кривой дисперсии и облегчает идентификацию длин волн спектральных линий. Все длины волн радиационных переходов, необходимые при расшифровке спектров, были взяты из [128].

Импульсная струя Ne создавалась при помощи электромагнитного клапана со сверхзвуковым соплом, открытие которого синхронизовано с лазерной вспышкой. В клапане было использовано коническое сопло длиной 10 мм с диаметром выходного отверстия 1.0 мм и отношением площадей выходного и входного отверстий $S_{out} / S_{in} \approx 5.0$. Время открытого состояния клапана составляет ≈ 1.5 мс, давление стагнации Ne изменялось в пределах 0.2 – 2.2 атм.

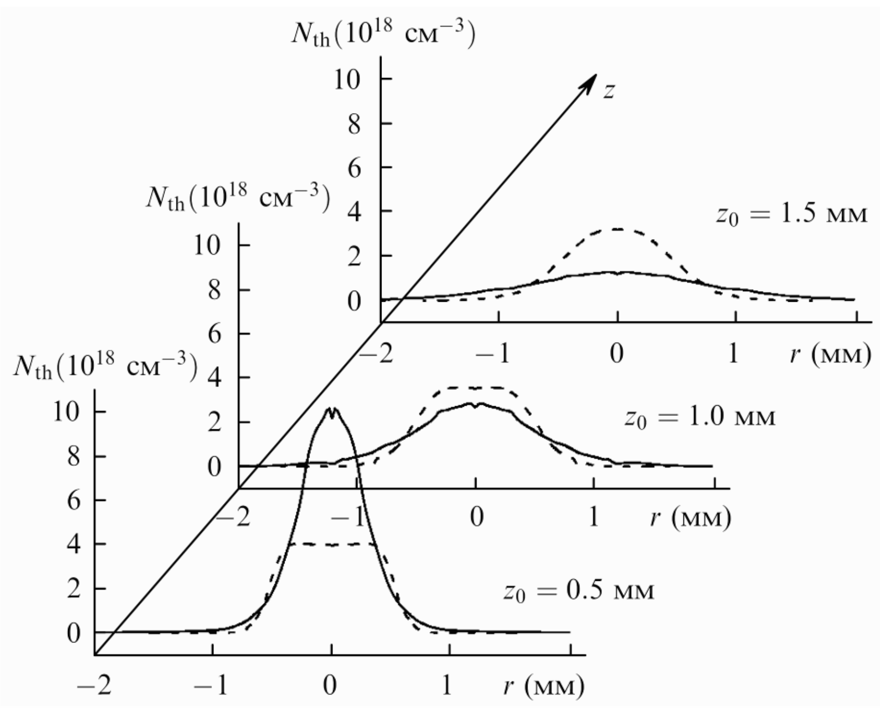

Рис. 4.1. Расчёт [61] распределения плотности газа при истечении из цилиндрического (сплошные линии) и конического (пунктир) сопла на различных расстояниях от него.

Исследования распределения плотности газа в струе по поглощению просвечивающего МР излучения с длиной волны λ = 135 Å [61] показали, что при истечении из сверхзвукового сопла профиль плотности газа остаётся практически неизменным на расстояниях ~ 2–3 мм. На Рис. 4.1 изображён результат численного моделирования распределения плотности ксенона на расстояниях z_0 = 0.5, 1.0 и 1.5 мм при истечении из цилиндрического и конического сверхзвукового газового сопла. Данный расчёт выполнен для давления стагнации ксенона p(Xe) = 3.76 атм. и соответствует результатам эксперимента [61]. При низкой степени кластеризации ксенон и неон при давлениях стагнации менее 10 атм. с хорошей точностью ведут себя как идеальные газы, поэтому распределение плотности Ne в струе можно получить простым масштабированием из Рис. 4.1:

$$n(Ne) = N_{th}(Xe) \cdot \frac{p(Ne)}{3.76\ атм.}$$

Плотность атомов Ne на оси струи в разных экспериментах составляла ~ 10^{17}–10^{18} см$^{-3}$. В схеме экспериментов ось струи параллельна плоскости мишени и отстоит от неё на ~ 12–14 мм (Рис. 4.2). Поток многозарядных ионов фтора и лития образуется при фокусировке наносекундных лазерных импульсов на твердотельную мишень LiF и направляется на сверхзвуковую струю Ne, при взаимодействии с которой происходит перезарядка.

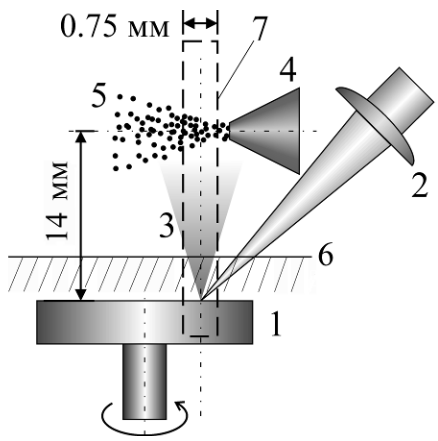

Рис. 4.2. Относительное расположение струи Ne (*5*) и конуса разлёта лазерной плазмы (*3*). *1* – мишень LiF, *2* – линза из тяжёлого флинта, *4* – импульсный газовый клапан, *6* – уровень электромагнитного прерывателя ЭМП, *7* – поле зрения спектрографа.

Для изучения перезарядки ионов Li и F на атомах Ne использовалась схема изображающего (стигматического) дифракционного МР спектрографа с пространственным разрешением по одной из осей. Спектрограф [59] собран на оптическом столе 0.6×3.6 м в вакуумной камере ИКАР и включает в себя входную щель, вогнутое широкополосное МЗ нормального падения (R = 1 м), широкоапертурную свободновисящую пропускающую дифракционную решётку (1000 линий/мм, 5 см^2), и установленную на расстоянии d = 500 мм от неё кассету (радиуса 167 мм) с рентгеновской фотоплёнкой УФ-4. (При малых углах дифракции спектральная фокальная кривая аппроксимируется окружностью с радиусом d/3).

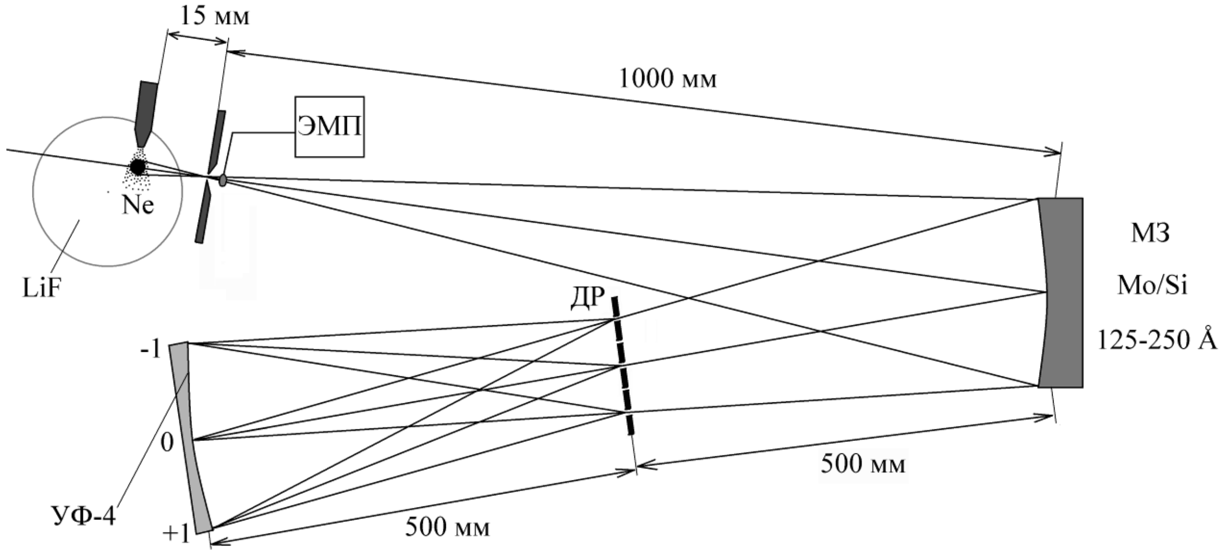

Рис. 4.3. Оптическая схема дифракционного МР спектрографа для изучения перезарядки.

Основным элементом спектрографа является фокусирующее вогнутое сферическое Mo/Si АМЗ, оптимизированное на максимальное равномерное отражение в интервале длин волн 125–250 Å [59]. L-край поглощения Si на $\lambda = 125$ Å определяет резкое падение коэффициента отражения зеркала в области $\lambda < 125$ Å и коротковолновую границу рабочего диапазона АМЗ. Однако на длинах волн $\lambda > 250$ Å нет предпосылок для резкого падения коэффициента отражения, что позволяет использовать данный спектрограф для работы и при больших длинах волн. Это даёт возможность проводить исследования перезарядки в более широком диапазоне 125–350 Å.

Входная щель и центр кассеты с фотоплёнкой расположены на круге Роуланда, связанном с вогнутым МЗ. Расстояние между серединой детектора и отверстием входной щели составляет 210 мм, в то время как радиус кривизны фокусирующего АМЗ равен 1 м. Таким образом, отражение излучения от МЗ происходит при небольших углах падения (~ 0.1 рад). В результате аберрации схемы малы, и спектральные изображения входной щели на фотоэмульсии плёнки УФ-4 обладают высокой стигматичностью. Линейная дисперсия составляет 20 Å/мм, спектральная ширина щели 0.6 Å.

Поле зрения спектрографа (20 мм по вертикали) охватывает как область свечения лазерной плазмы вблизи твердотельной мишени, так и область перезарядки, что позволяет регистрировать пространственную картину взаимодействия «плазма–газ» (Рис. 4.2). Расстояние между осью плазменного конуса и входной щелью составляет 15 мм (Рис. 4.3), что с учётом приёмного угла спектрографа даёт ширину регистрируемой зоны 0.75 мм. Одновременная регистрация большого количества спектральных линий в области перезарядки даёт информацию о распределении продуктов перезарядки по кратностям ионизации и уровням энергии с различными n, l.

Общая интенсивность линейчатого спектра в области перезарядки примерно на порядок ниже, чем в области свечения горячей плазмы у поверхности мишени. Между тем, для анализа спектров удобно иметь сопоставимые уровни экспозиции на различных участках рентгеновской фотоплёнки, динамический диапазон которой относительно невелик. С этой целью на входе спектрографа расположен электромагнитный прерыватель ЭМП (Рис. 4.3), способный перекрывать область поля зрения на ~ 3 мм от поверхности мишени (Рис. 4.2). В итоге, спектральные линии из области перезарядки регистрируются на плёнку УФ-4 посредством экспонирования нескольких сотен вспышек, а область поля зрения на ~ 3 мм от поверхности мишени после экспонирования десятка вспышек перекрывается при помощи ЭМП, размещённого возле входной щели спектрографа.

4.3. Экспериментальные результаты и обсуждение

Из Рис. 4.2 видно, что поле зрения спектрографа охватывает как поверхность мишени LiF, так и область перезарядки многозарядных ионов лития и фтора в газовой струе. Поэтому все спектрограммы, о которых пойдёт речь в данном пункте, содержат информацию о пространственном распределении ионов плазмы по одной оси. Зарегистрированные спектры в области перезарядки содержат в диапазоне 125–350 Å немногочисленные линии ионов Li II и Li III, являющиеся хорошими реперными точками, и исследуемые линии ионов фтора F IV–F VII.

4.3.1. Пространственный ход интенсивности линий

Вблизи мишени интенсивность свечения плазмы высока, но по мере удаления от неё интенсивности спектральных линий быстро убывают. Однако в области взаимодействия «плазма–газ» интенсивность некоторых линий снова нарастает, что указывает на заселение возбуждённых состояний ионов плазмы при перезарядке. Вид линий, у которых интенсивность вначале убывает по мере удаления от поверхности мишени, а затем вновь нарастает в области взаимодействия ионов со струёй Ne, назовём «перезарядочным». При этом стоит отметить, что перезарядочный вид, например, линий иона F III может соответствовать перезарядке разных ионов F IV – F VII.

На Рис. 4.4 в качестве примера приведён пространственный ход интенсивности одной из зарегистрированных спектральных линий от расстояния до мишени LiF при давлении стагнации неона $p(\mathrm{Ne}) = 0.2$ атм. Эта линия имеет длину волны $\lambda = 161.3$ Å, которая соответствует переходу $2s^0 2p^2(^3P)$ – $2s^0 2p(^2P^0)3s(^3P^0)$ в ионе F VI. Возрастание интенсивности на расстояниях ~ 12–14 мм от мишени можно объяснить двухэлектронной перезарядкой, происходящей при столкновениях Ne I + F VIII в области взаимодействия. На расстоянии >1 см от мишени плазма холодная ($T_e < 1$ эВ), поэтому столкновительное заселение подобных состояний невозможно.

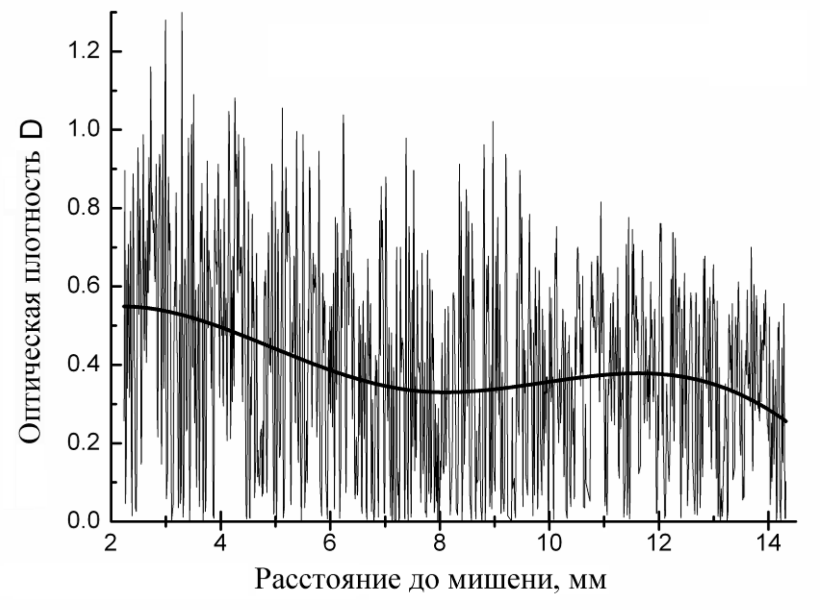

Рис. 4.4. Пространственный ход интенсивности перезарядочной спектральной линии на примере λ = 161.3 Å в ионе F VI при давлении стагнации Ne 0.2 атм.

На первом этапе исследования была проведена серия пристрелочных экспериментов при не сильно острой фокусировке лазерного пучка. Их зарегистрированные спектры Рис. 4.5(а) содержат перезарядочные линии Li II, Li III и группы ионов F III – F VI, что указывает на перезарядку ионов Li III, Li IV и F IV – F VII на атомах Ne. Особенностью пристрелочных спектров является наличие достаточно интенсивных перезарядочных линий ионов F III и F IV, которые существенно ослабляются при повышении остроты фокусировки лазерного импульса на мишень. Наиболее ярким примером здесь служит линия $2s^22p^3$–$2s^22p^2(^3P)3s$ (λ = 315.5 Å) в ионе F III (линия C на рисунке), исчезающая при повышении остроты фокусировки.

В спектрах экспериментов с лазерной плазмой, получаемой при более острой фокусировке лазерного излучения, линии ионов F III и F IV значительно ослабевают, и появляются сильные перезарядочные линии ионов F V – F VIII. На Рис. 4.5(б) наиболее яркой перезарядочной линией является переход $1s^22p$–$1s^23d$ (λ = 127.7 Å) в ионе F VII, который в области возле мишени оказывается даже более интенсивным, чем реперная линия 135.0 Å иона Li III.

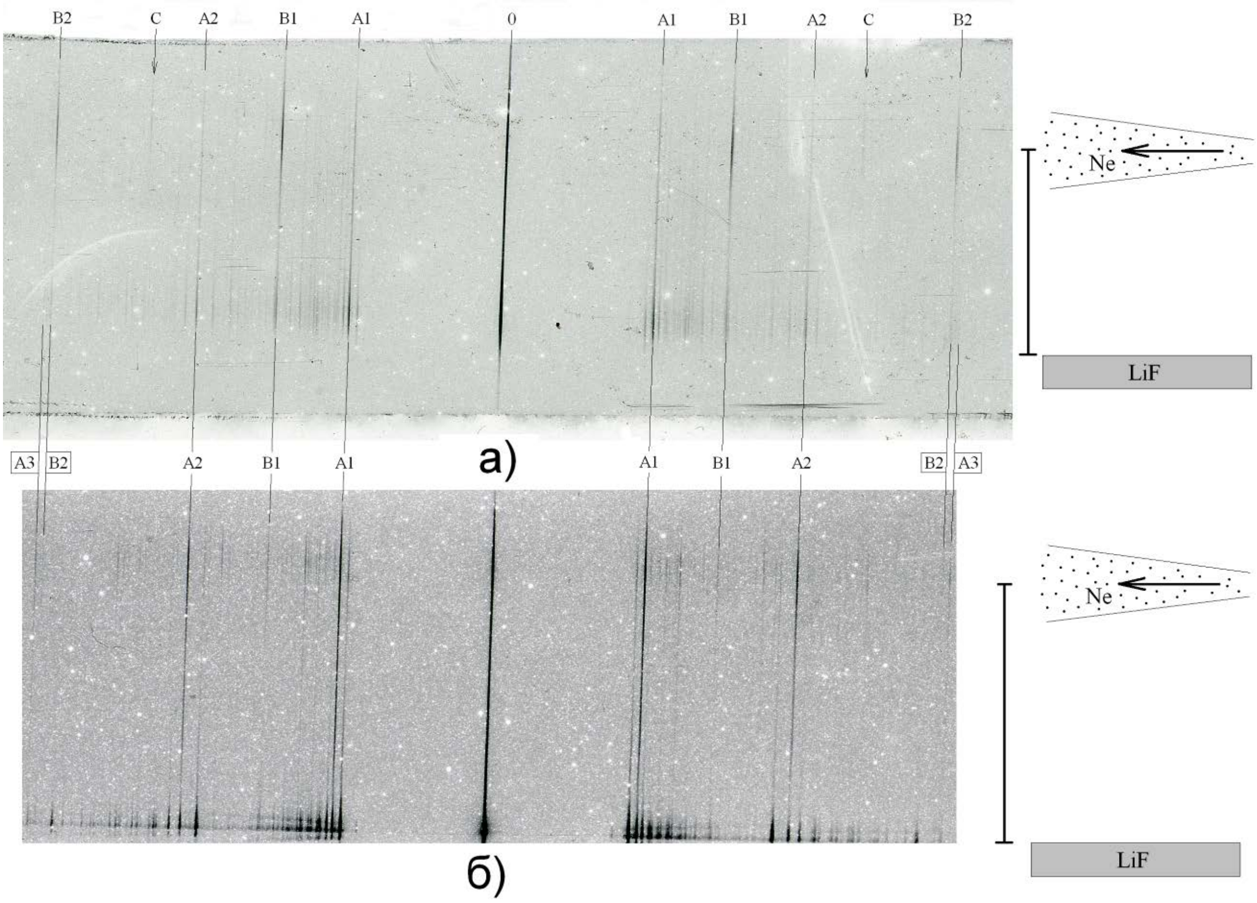

Рис. 4.5. Перезарядочные спектры: (а) с неострой и (б) с острой фокусировкой. Линии А – порядки 135.0 Å (Li III), B – порядки 199.28 Å (Li II), C – линии 315.5 Å (F III).

По соотношению интенсивностей линий 135.0 Å (Li III, 1s–2p) и 199.28 Å (Li II, $1s^2$–1s2p) в области перезарядки можно косвенно судить об остроте фокусировки лазерных импульсов на мишень. Так, при переходе от спектра Рис. 4.5(а) к спектру Рис. 4.5(б), то есть при повышении остроты фокусировки, видно существенное усиление перезарядочной линии Li III и, наоборот, ослабление линии Li II в области взаимодействия «плазма–газ». Соотношение интенсивностей линий 127.7 Å (F VII) и 315.5 Å (F III) в области взаимодействия с Ne также является хорошим индикатором остроты фокусировки лазерных импульсов на мишень.

Стоит также отметить, что, вообще говоря, спектральные картины, регистрируемые в области возле мишени LiF и в области взаимодействия «плазма–газ», сильно отличаются. Спектр свечения плазмы вблизи мишени содержит спектральные линии ионов F III – F VIII, Li II – Li III (Рис. 4.5).

Однако набор спектральных линий, возбуждаемых в области взаимодействия «плазма–газ», не совпадает с набором линий, излучаемых в области горячей плазмы у мишени; отлично также и соотношение их интенсивностей. Это относится к соотношениям интенсивностей линий как в одном выбранном ионе, так и в ионах различной кратности.

4.3.2. Особенности одно-, двух- и многоэлектронной перезарядки

Всего в области взаимодействия было зарегистрировано около 160 линий ионов фтора, среди которых по 3 перезарядочных линии ионов F VIII и F VII, 19 линий F VI, 43 линии F V, 54 линии F IV и 40 линий F III. В Табл. 4.1 приведены наиболее интенсивные линии, наблюдаемые в области взаимодействия «плазма–газ» при острой фокусировке лазерного излучения на мишень.

Особое внимание на себя обращает тот факт, что в области перезарядки наблюдается полтора десятка линий в ионах F IV – F VI, обусловленных переходами с уровней с незаполненной (частично или полностью) 2s-оболочкой. Примерами являются переходы $2p^2 - 2p4s$ (F VI, $\lambda = 129.5$ Å), $2s2p^2 - 2p^23p$ (F V, 136.9 Å), $2s2p^2 - 2s2p4s$ (F V, 138.2 Å), $2s2p^3 - 2s2p^23d$ (F IV, 208.5 Å). Такие состояния не заселяются при столкновениях с электронами в холодной разреженной плазме. В области взаимодействия «плазма–газ» заселение таких уровней может происходить двумя способами. Во-первых, заселение уровней с незаполненной $2s$-оболочкой может происходить при последовательной одноэлектронной перезарядке, если частота актов одноэлектронной перезарядки $N_{Ne}\sigma_{CE}v$ превосходит характерную вероятность радиационного перехода $A(2p \to 2s)$. Во-вторых, оно может происходить при двух-, трёх- и многоэлектронной перезарядке (k = 2, 3, …) в состояния с k возбужденными электронами.

Далее приводится обсуждение обоих механизмов заселения состояний с частично или полностью незаполненной 2s-оболочкой. Такие уровни будем называть 2s*-состояниями, если число возбуждённых электронов больше единицы. Вообще, по количеству электронов в возбуждённых состояниях в образованных многозарядных ионах $X^{*(q-k)+}$ в области перезарядки можно судить о кратности перезарядки k (строго говоря, кратность перезарядки может быть и выше числа возбуждённых электронов на начальном уровне перехода, если часть электронов уже успела отрелаксировать или уйти в непрерывный спектр в результате Оже-перехода).

Табл. 4.1. Наиболее интенсивные линии в перезарядочной области спектра.

λ (Å)	**Ион** $X^{*(q-k)+}$	**Регистрируемый радиационный переход**	**Кратность перезарядки**	**Вероятный акцептор**
127.7-127.8	F VII	$1s^22p(^2P^0) - 1s^23d(^2D)$	1	F VIII
129.5	F VI	$2p^2 - 2p4s$	2	F VIII
132.5	F V	$2s2p^2(^4P) - 2s2p(^3P^0)4d(^4D^0)$	2	F VII
135.0	Li III	1s-2p	1	Li IV
136.9	F V	$2s2p^2(^4P) - 2p^2(^3P)3p(^4D^0)$	3	F VIII
138.2	F V	$2s2p^2 - 2s2p(^3P^0)4s$	2	F VII
139.8-139.9	F VI	$2s2p(^3P^0) - 2s3d(^3D)$	1	F VII
145.2	F V	$2s2p^2(^2D) - 2s2p(^3P^0)4d(^2D^0)$	2	F VII
147.9-148.1	F V	$2s2p^2(g^2P^0) - 2s2p(^3P^0)3p(^2D)$	2	F VII
153.7-153.9	F VI	$2s2p(^3P^0) - 2s3s(^3S)$	1	F VII
156.2	F VI	$2s2p(^1P^0) - 2s3d(^1D)$	1	F VII
158.5	F V	$2s2p^2(^2D) - 2s2p(^1P^0)3d(^2F^0)$	2	F VII
161.2-161.5	F VI	$2p^2(^3P) - 2p(^2P^0)3s(^3P^0)$	2	F VIII
163.5-163.6	F V	$2s2p^2(^4P) - 2s2p(^3P^0)3d(^4D^0)$	2	F VII
166.0-166.2	F V	$2s^22p - 2s^23d$	1	F VI
178.4-178.6	F V	$2s2p^2(^2D) - 2s2p(^3P^0)3d(^2F^0)$	2	F VII
183.0	F V	$2s2p^2(^2D) - 2s2p(^3P^0)3d(^2D^0)$	2	F VII
186.7-187.0	F V	$2s2p^2(^4P) - 2s2p(^3P^0)3s(^4P^0)$	2	F VII
190.6-190.8	F V	$2s^22p - 2s^23s$	1	F VI
191.9-192.0	F V	$2s2p^2(^2S) - 2s2p(^3P^0)3d(^2P^0)$	2	F VII
199.28	Li II	$1s^2$-1s2p	1	Li III
208.3	F IV	$2s^22p^2(^1D) - 2s^22p(^2P^0)3d(^1F^0)$	1	F V
208.5	F IV	$2s2p^3(^3P^0) - 2s2p^2(^2D)3d(^3S)$	3	F VII
240.1	F IV	$2s^22p^2(g^3P) - 2s^22p(^2P^0)3s(^3P^0)$	1	F V
251.0	F IV	$2s^22p^2(^1D) - 2s^22p(^2P^0)3s(^1P^0)$	1	F V

А) Последовательная одноэлектронная перезарядка

При давлениях стагнации неона $p(\mathrm{Ne}) > 1$ атм. длина пробега ионов фтора относительно одноэлектронной перезарядки при пролёте ионов через приосевую область струи оказывается существенно меньше диаметра струи, а частота актов одноэлектронной перезарядки в этой области не ниже $\sim 10^{10}$ с$^{-1}$, что сильно превосходит характерную вероятность разрешённых радиационных переходов $A(2p \rightarrow 2s)$ ~ 10^8–10^9 с$^{-1}$. Это даёт возможность заселения 2s*-состояний при последовательной перезарядке ионов фтора в столкновениях с атомами-донорами Ne I.

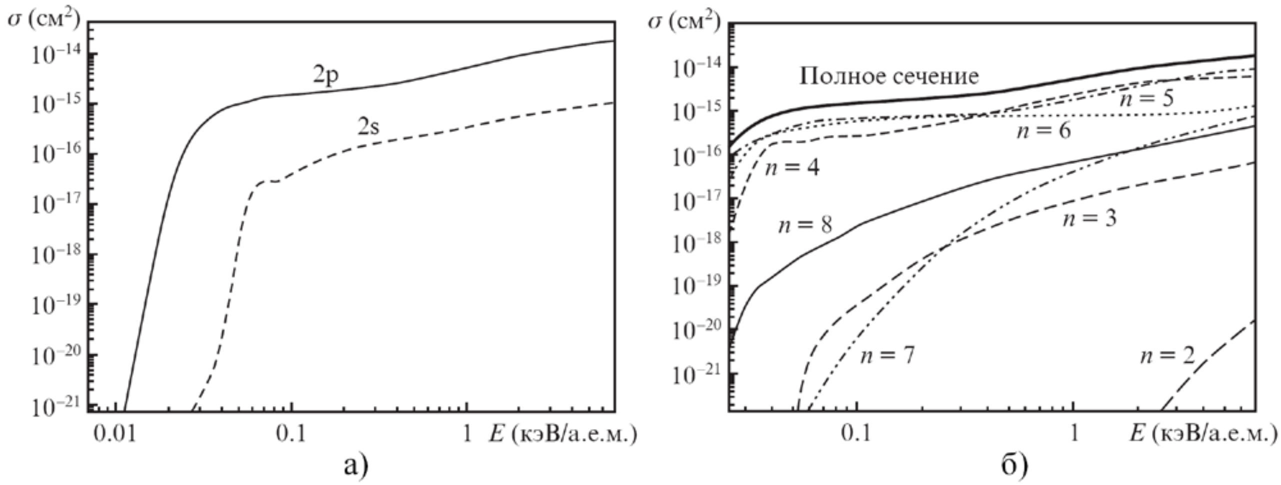

Рис. 4.6. Сечения одноэлектронной перезарядки иона F VIII на атомах неона Ne I в зависимости от энергии столкновения [кэВ/нуклон]: (а) вклад s- и p-электронов Ne, (б) парциальные сечения перезарядки на уровни с $n = 2$–8 иона F VII и полное сечение перезарядки.

В плазме, генерируемой в центральной части фокального пятна, преобладают He-подобные ионы F VIII. Расчёты парциальных сечений перезарядки, проведённые И. Ю. Толстихиной, показывают, что полное сечение одноэлектронной перезарядки ионов F VIII на атомах Ne I почти полностью обусловлено p-электронами Ne и в интересующем диапазоне энергии столкновений 0.05 – 0.8 кэВ/нуклон (что соответствует характерным скоростям ионов (1–4)·10^7 см/с) составляет $\sim 10^{-15}$ см^2 (Рис. 4.6). При этом основной вклад в полное сечение дают парциальные сечения перезарядки на уровни $n = 5$ и 6, ближайшие к энергии ионизации атома Ne I, а также на уровень $n = 4$ (при энергиях столкновений ~ 0.3 кэВ/нуклон и выше). Парциальные сечения перезарядки рассчитывались по программе ARSENY [129], разработанной Е. А. Соловьёвым на основе эффекта скрытых пересечений (*hidden crossing*) уровней квазимолекулы. Этот эффект впервые был обнаружен в работе [130]. Из приведённых расчётов следует, что сечения одноэлектронной перезарядки в реакциях Ne I + F VIII и Ne I + F VII достаточно велики, чтобы заселение 2s*-состояний можно было объяснить последовательной одноэлектронной перезарядкой при p(Ne) > 1 атм.

Б) Одномоментная многоэлектронная перезарядка

Вторым возможным механизмом заселения 2s*-состояний служит многоэлектронная перезарядка, происходящая за одно столкновение. Качественные соображения и аналогия с одноэлектронной перезарядкой подсказывают, что вероятность двух- и многоэлектронной перезарядки может быть значительной при наличии резонансов. Речь идёт о совпадении энергии захвата k электронов в возбуждённое состояние $X^{*(q-k)+}$ и энергии отрыва k электронов от нейтрального атома Ne I (энергии k-кратной ионизации). Проведение расчётов уровней энергии ионов фтора методом Хартри–Фока по программе FAC (Flexible Atomic Code) показало наличие большого количества резонансов между термами основной электронной конфигурации k-кратно ионизованного атома Ne и k-кратно возбуждённого многозарядного иона фтора, образованного в результате перезарядки (Рис. 4.7). Здесь под основной электронной конфигурацией образованного иона неона следует понимать конфигурации $2s^2 2p^{6-k}$, $2s2p^{6-(k-1)}$ и $2p^{6-(k-2)}$.

Потенциалы k-кратной ионизации Ne I (пока речь идет о наинизшем терме основной электронной конфигурации) равны 21.6, 62.5, 126.0 и 223 эВ соответственно для k = 1–4. Если ион $X^{*(q-k)+}$ имеет возбуждённое состояние, энергия связи k электронов в котором отличается от соответствующего потенциала ионизации Ne I незначительно (в пределах 1-2 эВ), то k-кратная перезарядка иона X^{q+} может произойти резонансным образом. При этом незначительный дефект энергии связи компенсируется соответствующим изменением кинетической энергии взаимодействующих частиц. Расчёты методом Хартри-Фока показывают, что для $k = 2$ и 3 у ионов $X^{*(q-k)+}$ есть целые группы состояний (отличающиеся значениями наборов орбитальных квантовых чисел), находящиеся в резонансе с термами основного состояния k-кратно ионизованного Ne с точностью ± 2 эВ. На Рис. 4.7(б) в качестве примера показаны резонансы с наинизшими термами основной электронной конфигурации ионов Ne, образующихся при столкновениях F VIII ($1s^2$) + Ne. При этом терм ^3P двукратно ионизованного иона неона Ne III (62.5 эВ) находится в резонансе с состояниями $1s^2 4l' 5l''$ иона F VI, а терм ^4S трёхкратно ионизованного иона неона Ne IV (126.0 эВ) находится в резонансе со множеством состояний $1s^2 3l_1 4l_2 5l_3$ иона F V. Эти k-кратно возбуждённые состояния ионов фтора $X^{*(q-k)+}$ могут затем в результате радиационного (каскадного) распада заселять уровни, переходы с которых регистрируются в МР диапазоне в обсуждаемых экспериментах (Табл. 4.1).

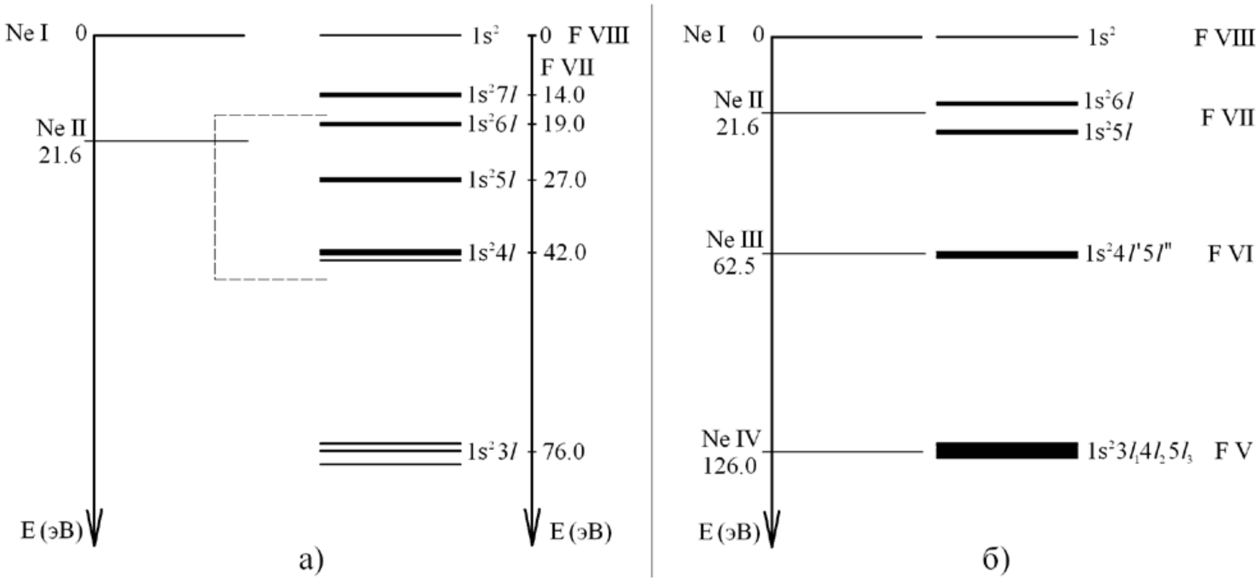

Рис. 4.7. Энергетическая схема одноэлектронной (а), а также двух- и трёхэлектронной (б) перезарядки F VIII ($1s^2$) + Ne. Показаны резонансы лишь с наинизшими термами основной электронной конфигурации ионов Ne III и Ne IV.

Выше речь шла только о резонансах, которые имеют место при перезарядке с образованием ионов Ne с наинизшими термами основных электронных конфигураций. Но при поиске резонансов следует принимать во внимание вклад всех термов. Электронная конфигурация $2s^2 2p^5$ иона Ne II представлена одним термом $^2P_{3/2,\,1/2}$ с расстоянием между компонентами всего 0.097 эВ. Между тем, основная электронная конфигурация $2s^2 2p^4$ иона Ne III представлена тремя термами: $^3P_{2,\,1,\,0}$, $^1D_2$ и $^1S_0$. Если энергию уровня $^3P_2$ принять за ноль, то энергии термов $^1D_2$ и $^1S_0$ составят 3.2 и 6.9 эВ (расстояния между компонентами мультиплета малы ~ 0.1 эВ). Основная электронная конфигурация $2s^2 2p^3$ иона Ne IV представлена термами $^4S_{3/2}$, $^2D_{5/2,\,3/2}$ и $^2P_{1/2,\,3/2}$, причем последние два лежат выше терма $^4S_{3/2}$ на 5.1 и 7.7 эВ. Основная электронная конфигурация $2s^2 2p^2$ иона Ne V представлена термами $^3P_{0,\,1,\,2}$, $^1D_2$ и $^1S_0$. Если энергию уровня $^3P_0$ считать нулевой, то энергии термов $^1D_2$ и $^1S_0$ составят 3.8 и 7.9 эВ, соответственно.

Далее, необходимо также принять во внимание термы конфигураций $2s2p^{6-(k-1)}$ и $2p^{6-(k-2)}$, лежащие выше термов конфигурации $2s^2 2p^{6-k}$. Так, в ионе Ne III самый высокий терм ^1P конфигурации $2s2p^5$ имеет энергию 35.9 эВ, а терм ^1S конфигурации $2p^6$ – 59.4 эВ (при потенциале ионизации 63.4 эВ). В ионе Ne IV самый высокий терм ^2P конфигурации $2s2p^4$ имеет энергию 39.7 эВ, а терм ^2P конфигурации $2p^5$ – 60.6 эВ (при потенциале ионизации 97.1 эВ). В сечение перезарядки дают вклад все термы основной электронной конфигурации образующегося иона неона. Таким образом, проведённый анализ показывает, что резонансные уровни фактически образуют квазиконтинуум, занимающий почти весь диапазон энергий в ионе Ne III и около двух третей в ионе Ne IV. Это означает, что на Рис. 4.7(б) область резонансов занимает диапазон приблизительно ~ (60–195) эВ.

Стоит добавить, что Рис. 4.7 имеет целью не только показать наличие большого числа резонансов при $k = 2$ и 3, но и обратить внимание на то, что при одноэлектронной перезарядке наибольшие значения сечений ~ 10^{-15} см^2 наблюдаются не только при перезарядке на уровни $n = 5$ и 6 иона F VII (Рис. 4.6), но и на уровни с $n = 4$, при переходе на которые дефект энергии связи составляет целых 20 эВ, как видно из Рис. 4.7(а). Качественно это означает, что область квазирезонансов при многоэлектронной перезарядке может быть шире, чем 1–2 эВ, что только увеличит сечения обсуждаемых процессов.

С учётом вышесказанного, эксперименты, проведённые при давлениях неона в камере стагнации p(Ne) > 1 атм., не дают возможности разделить вклады в заселение 2s*-состояний ионов последовательной одноэлектронной и одномоментной многоэлектронной перезарядки. Поэтому можно лишь предположить, что в той или иной степени могут иметь место оба этих механизма. А для разделения их вкладов и выяснения определяющего из них необходимо проведение экспериментов с более низкой плотностью газовой струи. Идея в том, что после уменьшения плотности на два порядка длина пробега ионов фтора относительно перезарядки превысит характерный диаметр струи (1 мм), делая последовательную перезарядку маловероятной.

4.3.3. Результаты экспериментов с пониженной плотностью Ne

Как было указано выше, возможны два механизма заселения 2s*-состояний: последовательная одноэлектронная перезарядка и одномоментная многоэлектронная перезарядка. Для определения соотношения вкладов этих механизмов были проведены дополнительные эксперименты при давлениях стагнации неона p(Ne) = 1.0, 0.5 и 0.2 атм. (помимо проведённых ранее экспериментов при давлениях ~ 2 атм.) Понижение плотности газовой струи на порядок уже позволяет определить преобладающий механизм и численно оценить соотношение их вкладов для двух- и трёхэлектронной перезарядки.

Здесь для определения механизма, дающего превалирующий вклад в заселение 2s*-состояний, запишем систему балансных уравнений на примере реакции Ne I + F VIII, учитывая лишь одно- и двухэлектронную перезарядку:

$$\begin{cases} \dot{N}_\Sigma = -(C_0 + C_2)N_\Sigma \\ \dot{N}_0 = -(A + C_1)N_0 + C_0 N_\Sigma \\ \dot{N}_R = AN_0 \\ \dot{N}_1 = C_1 N_0 \\ \dot{N}_2 = C_2 N_\Sigma \end{cases} \tag{4.1}$$

Здесь N_Σ – число ионов F VIII, N_0 – число образованных в результате однократной перезарядки возбуждённых ионов (F VII)*, N_R – число отрелаксировавших в основное состояние ионов F VII, N_1 – число ионов (F VI)**, образованных в результате повторной перезарядки ионов (F VII)*, N_2 – число ионов (F VI)**, испытавших двухэлектронную перезарядку за одно столкновение (из F VIII). $C_0 = n\langle v\sigma_{C0}\rangle$ – вероятность (или частота) одноэлектронной перезарядки $F\ VIII \to (F\ VII)^*$ (здесь n – концентрация атомов Ne в струе, $v = (1-4)\times 10^7$ см/с – скорость потока плазмы, σ – соответствующее сечения), C_2 – вероятность двухэлектронной перезарядки $F\ VIII \to (F\ VI)^{**}$ за одно столкновение: $C_2 = n\langle v\sigma_{C2}\rangle$. A – вероятность радиационного перехода на нижние уровни (напр. $A(2p \to 2s) = 10^8 - 10^9$ с$^{-1}$, а для $A(4s \to 2p) = 10^9 - 10^{10}$ с$^{-1}$). Вероятность C_1 повторной одноэлектронной перезарядки (F VII)*, вообще говоря, не равна C_0: $C_1 = n\langle v\sigma_{C1}\rangle$. Стоит также отметить, что в (4.1) не учтены автоионизационные процессы.

Сечения σ_{C2} и σ_{C1} одномоментной многоэлектронной и повторной одноэлектронной перезарядки неизвестны, поэтому положим $\sigma_{C1} = x_1\sigma_{C0}$ и $\sigma_{C2} = x_2\sigma_{C0}$, где x_1 и x_2 – безразмерные параметры, а $\sigma_{C0} = 10^{-15} - 10^{-14}$ см^2 –

значение сечений одноэлектронной перезарядки при энергиях столкновений 0.05–0.8 кэВ/нуклон. Полагая, что в момент времени $t = 0$ число ионов $N_0 = N_1 = N_2 = N_R = 0$, получим решение системы (4.1) в виде:

$$\begin{cases} N_\Sigma = N_{\Sigma 0}\exp\left(-(C_0+C_2)t\right) \\ N_0 = \dfrac{C_0}{A+C_1-C_0-C_2}N_{\Sigma 0}\left(\exp\left(-(C_0+C_2)t\right)-\exp\left(-(A+C_1)t\right)\right) \\ N_R = \dfrac{C_0}{A+C_1-C_0-C_2}N_{\Sigma 0}\left(\dfrac{A}{C_0+C_2}\left(1-\exp\left(-(C_0+C_2)t\right)\right)-\dfrac{A}{A+C_1}\left(1-\exp\left(-(A+C_1)t\right)\right)\right) \\ N_1 = \dfrac{C_0}{A+C_1-C_0-C_2}N_{\Sigma 0}\left(\dfrac{C_1}{C_0+C_2}\left(1-\exp\left(-(C_0+C_2)t\right)\right)-\dfrac{C_1}{A+C_1}\left(1-\exp\left(-(A+C_1)t\right)\right)\right) \\ N_2 = \dfrac{C_2}{C_0+C_2}N_{\Sigma 0}\left(1-\exp\left(-(C_0+C_2)t\right)\right) \end{cases} \quad (4.2)$$

При давлении неона $p = 0.2$ атм. плотность сверхзвуковой струи газа $n \approx 2\cdot 10^{17}$ см$^{-3}$, а диаметр струи $r \approx 1$ мм (Рис. 4.1). Тогда верхняя оценка длины свободного пробега ионов фтора относительно перезарядки $\Lambda \approx 50$ мкм при $\sigma_0 = 10^{-15}$ см^2. Так как $\Lambda << r$, то за время пролёта струи ионами плазмы все экспоненты в (4.2) обратятся в ноль, поэтому для оценки их можно не учитывать. Тогда систему (4.2) можно будет переписать, сохраняя только нетривиальные члены, в виде

$$\begin{cases} N_R = \dfrac{C_0}{C_0+C_2}\cdot\dfrac{A}{A+C_1}N_{\Sigma 0} \\ N_1 = \dfrac{C_0}{C_0+C_2}\cdot\dfrac{C_1}{A+C_1}N_{\Sigma 0} \\ N_2 = \dfrac{C_2}{C_0+C_2}N_{\Sigma 0} \end{cases} \quad (4.3)$$

Интенсивность линий многоэлектронной перезарядки $I_M \sim (N_1 + N_2)$, интенсивность одноэлектронной $I_S \sim N_R$. Тогда можно ввести некоторый параметр $a(n)$ отношения интенсивности линий, который будет являться функцией плотности газовой струи n:

$$a(n)=\frac{I_M}{I_S}=\frac{N_1+N_2}{N_R}=\frac{C_0C_1+C_2(A+C_1)}{C_0A}=\frac{C_1+x_2(A+C_1)}{A} \tag{4.4}$$

Для $p=0.2$ атм. $C_0=n\langle v\sigma_{C0}\rangle\approx(2-8)\cdot10^9$ с$^{-1}$, что по порядку соответствует значениям A (которые, в отличие от C_0, C_1 и C_2, не зависят от n). Теперь для сравнения возьмём более ранний эксперимент с плотностью струи $n_0>n$ и вычислим следующее соотношение:

$$K=\frac{a(n)}{a(n_0)}=\frac{C_1(n)+x_2(A+C_1(n))}{C_1(n_0)+x_2(A+C_1(n_0))}=\frac{x_1n+x_2(x_0+x_1n)}{x_1n_0+x_2(x_0+x_1n_0)} \tag{4.5}$$

Здесь было для удобства введено размерное обозначение $x_0=\dfrac{A}{\langle v\sigma_{C0}\rangle}$.

Теперь проанализируем выражение (4.5):

1) Если $x_2<<1$ (т. е. сечение многоэлектронной перезарядки мало), то

$$K\approx\frac{n}{n_0}\left(1+\frac{x_2x_0}{x_1}\left(\frac{1}{n}-\frac{1}{n_0}\right)\right)\approx\frac{n}{n_0}=\frac{p}{p_0}$$

2) Если $x_0<<x_1n$, (т. е. последовательная многоэлектронная перезарядка идёт со значительно большей вероятностью, чем процессы релаксации), то

$$K\approx\frac{n}{n_0}\left(1+\frac{x_2}{x_2+1}\cdot\frac{x_0}{x_1}\left(\frac{1}{n}-\frac{1}{n_0}\right)\right)\approx\frac{n}{n_0}=\frac{p}{p_0}$$

3) Если $x_1<<1$ (сечение каскадной одноэлектронной перезарядки мало), то

$$K\approx1-\frac{x_2+1}{x_2}\cdot\frac{x_1}{x_0}\left(n_0-n\right)\approx1$$

Из приведённого анализа следует, что экспериментальное сравнение интенсивностей линий одноэлектронной и многоэлектронной перезарядки может позволить сравнить вклады обсуждаемых механизмов в заселение 2s*-состояний ионов фтора: если преобладает последовательная одноэлектронная перезарядка, то реализуется один из первых двух только что рассмотренных вариантов, и при понижении плотности отношение интенсивностей линий изменится в $K \approx \frac{n}{n_0} = \frac{p}{p_0}$ раз. Если же преобладает второй механизм (одномоментная многоэлектронная перезарядка), то соотношение линий останется практически без изменений. При таком подходе оценка будет тем точнее, чем существеннее будет понижение плотности n_0 / n.

Температура плазмы LiF, а с ней и соотношение числа ионов F различной кратности в плазме не оставалось строго неизменным от эксперимента к эксперименту (на это указывают небольшие различия в соотношении интенсивностей разных спектральных линий в спектрах свечения плазмы вблизи мишени). Поэтому говорить о соотношении интенсивностей линий имеет смысл только для переходов, верхние состояния которых были заселены в одинаковых реакциях (с одним и тем же акцептором). В качестве линий для сравнения были выбраны переходы $1s^22s^02p(^2P^0)$ – $1s^22s^03d(^2D)$ в ионе F VII (λ = 127.7 Å, одноэлектронная перезарядка), $1s^22s^02p^2$ – $1s^22s^02p4s$ в F VI (λ = 129.5 Å, двухэлектронная перезарядка), и $1s^22s2p^2(^4P)$ – $1s^22s^02p^2(^3P)3p(^4D^0)$ в ионе F V (λ = 136.9 Å, трёхэлектронная перезарядка).

На Рис. 4.8 приведён участок спектра в области взаимодействия, выбранный для анализа. График соответствует давлению стагнации неона p(Ne) = 0.5 атм. и расстоянию 14 мм от мишени, т. е. области вблизи оси газовой струи, где применим переход от системы (4.2) к системе (4.3). Список наиболее ярких линий в области 126–140 Å приведён в Табл. 4.2, длины волн взяты из [128]. Линия λ = 130.3 Å не была идентифицирована. Предположительно, это либо переход 1s2p–1s4d в ионе N VI (130.34 Å), либо неклассифицированная линия 130.25 Å, наблюдаемая в спектре свечения ионов кислорода [128]. Данное предположение связано с тем, что мишень LiF при хранении могла адсорбировать азот и кислород из воздуха.

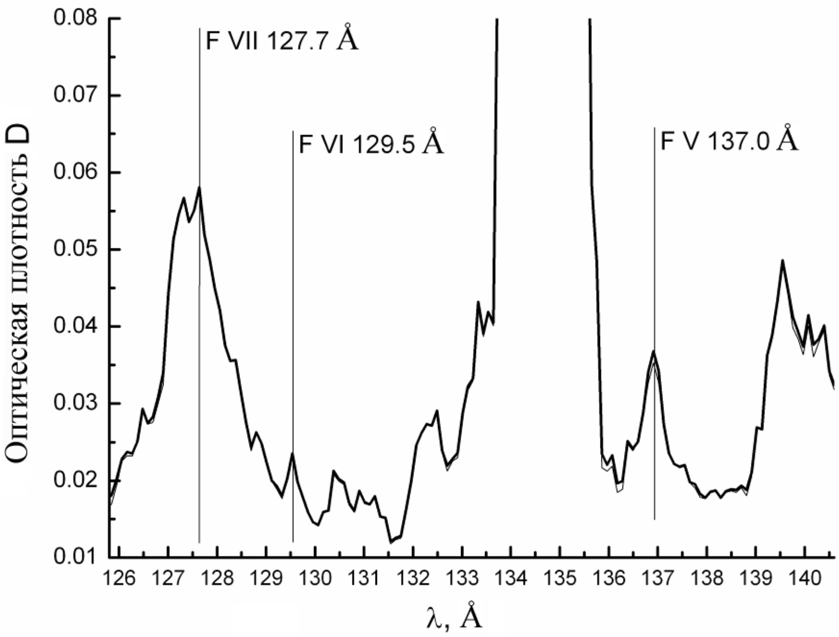

Рис. 4.8. Участок спектра 126–140 Å, выбранный в области взаимодействия для анализа. Давление стагнации p(Ne) = 0.5 атм., обсуждаемые линии отмечены.

Для анализа были выбраны 3 значения давления стагнации Ne (0.2, 0.5 и 1.5 атм. в качестве реперной точки). Анализируемые линии отмечены на Рис. 4.8, а рассчитанные по спектрам параметры $a(n)$ и K приведены в Табл. 4.3. В качестве реперной линии был взят одноэлектронный переход $1s^22s^02p$ – $1s^22s^03d$ в ионе F VII (λ = 127.7 Å). Соответственно, значения I_S отвечали линии 127.7 Å, а значения I_M – исследуемым линиям. Значение n_0 отвечало давлению стагнации неона $p_0 = 1.5$ атм.

Табл. 4.2. Наиболее яркие перезарядочные линии в области 126–140 Å.

λ (Å)	**Ион** $X^{*(q-k)+}$	**Регистрируемый радиационный переход**	**Кратность перезарядки**	**Вероятный акцептор**
126.9	F VI	$1s^22s^2 – 1s^22s3p$	1	F VII
127.7–127.8	F VII	$1s^22s^02p(^2P^0) – 1s^22s^03d(^2D)$	1	F VIII
129.5	F VI	$1s^22s^02p^2 – 1s^22s^02p4s$	2	F VIII
130.3	Не идентифицировано (возможно, линия 130.34 Å в N VI 1s2p–1s4d)			
132.2–132.5	F V	$1s^22s2p^2(^4P) – 1s^22s2p(^3P^0)4d(^4P^0,^4D^0)$	2	F VII
133.6–133.7	F V	$1s^22s2p^2(^4P) – 1s^22p^2(^3P)3p(^4S^0)$	3	F VIII
135.0	Li III	1s – 2p	1	Li IV
136.9–137.0	F V	$1s^22s2p^2(^4P) – 1s^22s^02p^2(^3P)3p(^4D^0)$	3	F VIII
139.8–139.9	F VI	$1s^22s2p(^3P^0) – 1s^22s3d(^3D)$	2	F VIII

Из данных Табл. 4.3 видно, что значения $K \approx 1$, что указывает на то, что ни один из первых двух случаев в анализе выражения (4.5) не реализуется. Это значит, что $x_2 \approx 1$, $x_1 << 1$ и $A > C_1(n)$, а, следовательно, $\sigma_{C2} \sim \sigma_{C0}$ и $\sigma_{C1} << \sigma_{C0}$. То есть, подавляющий вклад в заселение 2s*-состояний даёт одномоментная многоэлектронная перезарядка. Действительно, вклад последовательной одноэлектронной перезарядки в I_M будет ~ n^k.

Табл. 4.3. Соотношение интенсивностей линий при разных давлениях стагнации Ne.

λ (Å)	**Ион** $X^{*(q-k)+}$	**Отношение** $a(n) = I_M/I_S$			**Отношение** $K = a(n)/a(n_0)$	
		1.5 атм.(n_0)	0.5 атм.	0.2 атм.	0.5 атм.	0.2 атм.
129.5	F VI	0.58 ± 0.14	0.55 ± 0.07	0.59 ± 0.21	1.0 ± 0.3	1.0 ± 0.4
136.9–137.0	F V	0.55 ± 0.09	0.65 ± 0.07	0.69 ± 0.14	1.2 ± 0.3	1.2 ± 0.3
127.7–127.8	F VII	Репер				

Для грубой численной оценки отношения x_2 и x_1 можно использовать следующее соотношение:

$$K \approx \frac{n}{n_0}\left(1+\frac{x_2 x_0}{x_1}\left(\frac{1}{n}-\frac{1}{n_0}\right)\right) \Rightarrow \frac{x_2}{x_1} \approx \left(\frac{n_0}{n}K-1\right)\cdot\frac{n\langle v\sigma_{C0}\rangle}{A} = \left(\frac{p_0}{p}K-1\right)\cdot\frac{n\langle v\sigma_{C0}\rangle}{A} \quad (4.6)$$

Стоит отметить, что теоретически при $n_0 > n$ значения K должны быть $K < 1$. Но так как экспериментальные данные дают значения $K \geq 1$, то получается, что поставленный эксперимент содержит очень сильные указания на преобладающий вклад одномоментной многоэлектронной перезарядки в заселение 2s*-состояний ионов фтора. А то, что значение $K \approx 1$ лежит в пределах экспериментальных погрешностей, соответствует теории.

Полагая для оценки $A \approx n\langle v\sigma_{C0}\rangle$ при $p = 0.2$ атм. и подставляя в (4.6) значения p и K из Табл. 4.3, можно получить следующие соотношения на отношение x_2 / x_1. При понижении давления стагнации Ne от 1.5 атм. до

0.5 атм. получается, что вклад одномоментной одноэлектронной перезарядки не превышает вклада многоэлектронной, а при понижении давления Ne до 0.2 атм. появляется оценка вклада первой не более 20 % от вклада второй (это же справедливо и для сечений, $\frac{x_2}{x_1} = \frac{\langle v\sigma_{C2} \rangle}{\langle v\sigma_{C1} \rangle} > 5$).

Всё вышесказанное справедливо для двухэлектронной перезарядки и учитывает погрешности измерений. Проводя аналогичные рассуждения для трёхэлектронной перезарядки (линия F V 137.0 Å), получим в этом случае соотношение $\frac{x_{C3}}{x_{C1}} = \frac{\langle v\sigma_{C3} \rangle}{\langle v\sigma_{C1} \rangle} > 10$, т. к. вклад последовательной одноэлектронной перезарядки $F\ VIII \to F\ VII \to F\ VI \to F\ V$ в I_M здесь будет $\sim n^3$, но не исключены и другие каскады последовательной перезарядки.

Следует повторно отметить, что при проведении оценок никак не были учтены процессы автоионизации в ионах $X^{*(q-k)+}$. Но так как вероятность автоионизации не зависит от плотности Ne, то приведённые оценки с её учётом слабо изменятся. Вообще, сделанные оценки являются достаточно грубыми, поскольку содержат множество приближений и упрощений. Для более корректных оценок было бы правильным провести строгий численный расчёт с учётом всех возможных переходов на нижележащие уровни, а также принимая во внимание возможность автоионизации и столкновительных возбуждений и релаксации. Так что на данном этапе можно лишь отметить преобладающий вклад одномоментной многоэлектронной перезарядки в заселение 2s*-состояний ионов фтора при столкновениях Ne I + F VIII.

4.4. Основные результаты Главы 4

В данной Главе исследовано взаимодействие многозарядных ионов F и Li с атомами Ne в импульсной струе газа. Зарегистрирована перезарядка многозарядных ионов фтора и лития по линейчатым спектрам МР излучения в области взаимодействия «плазма–газ». Регистрируемые линии в области

125–350 Å возникают при радиационном распаде возбуждённых состояний ионов Li II–III и F III–VIII, заселяемых в процессе перезарядки. Регистрация спектров проводилась при помощи дифракционного МР спектрографа с пространственным разрешением.

В ряде ионов F IV–F VI зарегистрированы переходы из состояний с незаполненной (частично или полностью) 2s-оболочкой и более чем одним возбуждённым электроном (т. н. 2s*-состояний). В качестве механизма их заселения предложена двух- и многоэлектронная перезарядка ионов фтора на атомах Ne. Спектры, зарегистрированные при давлениях стагнации неона $p(\mathrm{Ne}) > 1$ атм., оставляют возможность для заселения 2s*-состояний как при одномоментной многоэлектронной, так и при каскадной одноэлектронной перезарядке, не давая возможности сравнить вклады этих механизмов.

Анализ спектров, полученных при пониженных давлениях стагнации Ne, позволяет выделить одномоментную многоэлектронную перезарядку как преобладающий механизм заселения 2s*-состояний. Дана грубая верхняя оценка на вклад последовательной (каскадной) одноэлектронной перезарядки в общее сечение процесса F VIII + Ne I: не более 20 % для $k = 2$, и не более 10 % для $k = 3$ (k – кратность перезарядки).

Методом Хартри-Фока проведены расчёты уровней энергии k-кратно возбуждённых многозарядных ионов F. Обнаружено наличие резонансов между потенциалами k-кратной ионизации Ne I и энергиями захвата k электронов в возбуждённые состояния некоторыми ионами фтора. Это может качественно объяснить сравнительно большие сечения многоэлектронной перезарядки, расчёт которых при правильном учёте таких резонансов может стать возможным в ближайшем будущем.

Основные результаты Главы 4 изложены в работах [131, 132, 112] и были представлены на научных конференциях [133–136].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей диссертации описаны экспериментальные измерения, проведённые автором, а также выполненные им теоретические расчёты, которые привели к созданию нового типа многослойных покрытий на основе пары Sb/B_4C для многослойных зеркал, применяемых в диапазоне длин волн 80–120 Å. На основе этого многослойного покрытия в НТУ «Харьковский политехнический институт» синтезирован ряд многослойных зеркал, спектры отражения которых экспериментально измерены автором. При помощи широкополосного зеркала с диапазоном отражения 125–350 Å автором было проведено экспериментальное исследование перезарядки многозарядных ионов лития и фтора на атомах неона.

В качестве основных результатов работы можно выделить следующие:

1. При помощи широкополосного МР спектрографа измерены спектры отражения ряда многослойных зеркал, в том числе зеркал нового типа (зеркала Mg/Si, Al/Zr, широкополосная апериодическая структура Mo/Si с максимальным равномерным отражением в области 125–250 Å). Проведена оценка однородности многослойного покрытия по апертуре зеркал. Отмечены небольшие неоднородности в многослойных зеркалах прошлого и высокая степень однородности в зеркалах нового поколения.

2. Наблюдение сателлитной структуры в спектре отражения зеркала на основе Mo/Si с $\lambda_0 = 135$ Å свидетельствует о высокой степени воспроизводимости многослойной структуры от периода к периоду. Многослойные зеркала на основе Mo/Si с максимумом вблизи $\lambda_0 = 304$ Å обладают интенсивным максимумом отражения во втором порядке интерференции и широким (~ 30–35 Å FWHM) основным пиком отражения. А спектры структур на основе Mg/Si, наоборот, обладают узким (≈ 12 Å FWHM) главным максимумом отражения $\lambda_0 = 304$ Å и практически не содержат сигнала в области 160 Å.

3. Вариации спектрального коэффициента отражения Mo/Si АМЗ с максимальным равномерным отражением в области 125–250 Å были оценены в ±15% в области оптимизации. Регистрация спектров отражения данного зеркала на ПЗС с разными напылёнными фильтрами (Al и Zr/Si) позволила пронаблюдать проявление тонкой NEXAFS-структуры $L_{2,3}$-края поглощения Al и Al_2O_3 в спектрах. Анализ спектров позволил оценить толщины слоёв Al и Al_2O_3 в алюминиевом фильтре: 0.1 мкм и 100 Å.

4. Разработан новый класс многослойных покрытий для элементов зеркальной оптики мягкого рентгеновского диапазона в области 80–120 Å на основе Sb/B_4C. Спектры многослойных зеркал Sb/B_4C, синтезированных в НТУ «ХПИ», измерены при помощи широкополосного спектрографа с лазерно-плазменным источником излучения. Узкая спектральная ширина пиков отражения периодических зеркал Sb/B_4C с $\lambda_0 \approx 85$ Å свидетельствует о высокой воспроизводимости многослойного покрытия по апертуре зеркал и вглубь их структуры. Измерен спектр отражения АМЗ Sb/B_4C, имеющего равномерный коэффициент отражения ≈ 2.5 % в диапазоне 100–120 Å.

5. Проведен анализ измерений абсолютных коэффициентов отражения периодических зеркал Sb/B_4C, проведенных на синхротроне в Беркли. Сравнение данных измерений и теоретических расчетов указывает на пониженную плотность сурьмы в слоях зеркал до $\rho(Sb) \approx 6.0$ г/см^3. Предложено объяснение понижения экспериментальных коэффициентов отражения относительно теоретических в два раза. За это отвечают понижение плотности слоев сурьмы, наличие межслойных шероховатостей и возможное наличие переходных слоев в структурах Sb/B_4C. Определяющий вклад в понижение коэффициент отражения дают первые два фактора, что даёт верхнее ограничение на толщину переходного слоя 10 Å.

6. Проведены расчеты апериодических многослойных зеркал нормального падения и широкополосных зеркал-поляризаторов на основе

перспективных структур La/B_4C, Pd/Y и Ag/Y для области 66 – 130 Å. В частности, зеркала на основе Ag/Y могут обеспечить равномерный коэффициент отражения $R = 11.5$ % в области 90 – 130 Å при нормальном падении, а поляризаторы Ag/Y – $R = 16.9$ % в том же диапазоне при $\alpha = 45°$. Зеркала на основе пары La/B_4C способны обеспечить равномерный коэффициент отражения 4.2 % в диапазоне 66 – 110 Å при нормальном падении, а широкополосный La/B_4C поляризатор способен обеспечить равномерный коэффициент отражения до 7.5 % для s-поляризованного излучения и поляризующую способность 99% в той же области.

7. Исследовано взаимодействие многозарядных ионов F и Li с атомами Ne в импульсной струе газа. Зарегистрирована перезарядка многозарядных ионов фтора и лития по линейчатым спектрам мягкого рентгеновского излучения, возникающего при радиационном распаде возбужденных состояний ионов Li II–III и F III–VIII, заселяемых при перезарядке. В ряде ионов F IV–F VI зарегистрированы переходы из состояний с незаполненной (частично или полностью) 2s-оболочкой и более чем одним возбужденным электроном. В качестве механизмов заселения таких состояний предложены двух- и многоэлектронная перезарядка ионов фтора на атомах Ne, а также последовательная одноэлектронная перезарядка. Измерения, проведенные при пониженной плотности газовой струи, указывают на определяющий вклад многоэлектронной перезарядки.

8. Произведен расчёт уровней энергии k-кратно ($k = 1$–4) возбужденных многозарядных ионов фтора по методу Хартри–Фока. Обнаружено наличие большого числа резонансов между потенциалами k-кратной ионизации атома Ne и энергиями захвата k электронов в возбужденные состояния некоторыми ионами фтора, что может качественно объяснить большие значения сечений многоэлектронной перезарядки.

Работа выполнена в Отделе спектроскопии Отделения оптики ФИАН.

Положения, выносимые на защиту:

1) Предложены и рассчитаны многослойные зеркала на основе новой пары материалов Sb/B_4C для диапазона 80 – 120 Å. Расчёт показал, что периодические зеркала будут наиболее эффективными при максимуме отражения $\lambda_0 = 85$ Å ($R \sim 35$ %), а апериодические зеркала Sb/B_4C могут иметь интегральный коэффициент отражения ~ 1 Å при равномерном отражении в диапазоне 80 – 120 Å. Экспериментальные измерения показали, что ширина контура отражения периодических многослойных зеркал Sb/B_4C 0.8 Å, а коэффициент отражения $R = 18$ %. Отличие экспериментального и расчётного коэффициентов отражения объясняется пониженной плотностью слоёв сурьмы до ρ(Sb) = 6.0 г/см^3 и наличием межслоевых шероховатостей.

2) При помощи дифракционного спектрографа на основе широкополосного зеркала с рабочим диапазоном 125 – 350 Å зарегистрировано и идентифицировано более 150 спектральных линий в области взаимодействия ионов лития и фтора с газовой струёй неона. Наблюдение излучательных переходов с дважды и трижды возбуждённых состояний ионов фтора в холодной разреженной плазме указывает на заселение этих состояний при перезарядке. Предложены два механизма заселения состояний при многоэлектронной перезарядке: одномоментная многоэлектронная и каскадная одноэлектронная перезарядка. Показано, что заселение состояний с частично или полностью незаполненной 2s-оболочкой в ионах F III–F VI при изменении плотности струи Ne в широком диапазоне указывает на преобладающий вклад одномоментной многоэлектронной перезарядки в общее сечение.

3) Расчёт уровней энергии k-кратно ($k = 1$–4) возбуждённых многозарядных ионов фтора показал наличие большого числа резонансов между уровнями энергии атомов неона и энергиями захвата электронов в возбуждённые состояния ионами фтора. Наличие этих резонансов качественно объясняет

относительно большие значения сечений многоэлектронной перезарядки ($\sigma \sim 10^{-16} - 10^{-15}$ см^2).

4) Расчёт новых апериодических многослойных зеркал нормального падения и широкополосных поляризаторов на основе различных структур показал, что в области 80 – 130 Å наиболее перспективны структуры Ag/Y, а самыми перспективными структурами для работы в диапазоне 66 – 110 Å являются апериодические структуры La/B_4C, максимальное равномерное отражение которых при нормальном падении составляет $R \sim 4.2$ % во всём диапазоне оптимизации. Расчёт широкополосных поляризаторов на основе La/B_4C показал, что в диапазоне 66 – 110 Å максимальное равномерное отражение s-поляризованного излучения $R \sim 7.5$ % при поляризующей способности 99%.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа была выполнена в отделе Спектроскопии отделения Оптики Физического института им. П. Н. Лебедева РАН (ФИАН) и на кафедре Электрофизики факультета Проблем физики и энергетики МФТИ (ГУ) под руководством в. н. с. ФИАН д. ф.-м. н. Евгения Николаевича Рагозина, которому автор желает выразить глубокую благодарность.

Автор благодарит своих соавторов И. Л. Бейгмана, Д. Л. Воронова, Э. М. Гулликсона, Ф. Ф. Каменца, В. В. Кондратенко, И. А. Копыльца, Ю. П. Першина, А. В. Панченко, М. С. Лугинина, К. Н. Медникова, А. С. Пирожкова, А. А. Перцова, С. А. Старцева, И. Ю. Толстихину, А. А. Реву, А. С. Ульянова и С. В. Шестова.

Отдельную благодарность автор выражает коллегам И.А.Артюкову, С.В.Кузину, С.Ю.Савинову, Н.Н.Салащенко, П.В.Сасорову, В.Н.Сорокину и В.П.Шевелько за полезные обсуждения и внимательное отношение к работе.

В.М.Уварову автор благодарит за предоставленную для работы плёнку УФ-4, а также Е.А.Соловьёва за предоставленную программу ARSENY для расчёта парциальных сечений перезарядки.

Литература

1. А. Н. Зайдель, Е. Я. Шрейдер. *Вакуумная спектроскопия и её применение.* Москва «Наука», 1976.

2. J. A. R. Samson. *Techniques of Vacuum Ultraviolet Spectroscopy*. Nebraska-Lincoln: Piled Publications, 1967.

3. T. Namioka. "Theory of the Concave Grating". *J. Opt. Soc. Amer.*, **49** (5), 446–460 (1959).

4. T. Namioka. "Theory of the Ellipsoidal Concave Grating". *J. Opt. Soc. Amer.*, **51** (1), 4–12 (1961).

5. E. Spiller. "Low-Loss Reflection Coatings Using Absorbing Materials". *Appl. Phys. Lett.*, **20** (9), 365–367 (1972).

6. E. Spiller. "Reflective Multilayer Coatings for the Far UV Region". *Appl. Opt.*, **15** (10), 2333–2338 (1976).

7. А. В. Виноградов, Б. Я. Зельдович. «О многослойных зеркалах для рентгеновского и далёкого ультрафиолетового диапазона». *Оптика и спектроскопия*, **42** (4), 709–714 (1977).

8. J. H. Underwood, D. T. Attwood. "The Renaissance of X-ray Optics". *Phys. Today*, **37** (4), 44–51 (1984);

   Дж. Х. Андервуд, Д. Т. Аттвуд. «Возрождение рентгеновской оптики». *УФН*, **151** (1), 105–117 (1987).

9. А. В. Виноградов, И. В. Кожевников. «Оптика мягкого рентгеновского диапазона: состояние и проблемы». *Труды ФИАН*, **196**, 4–17 (1989).

10. А. В. Виноградов, И. В. Кожевников. «Многослойные рентгеновские зеркала». *Труды ФИАН*, **196**, 62–102 (1989).

11. S. S. Andreev, S. V. Gaponov, N. N. Salashchenko, E. A. Shamov, L. A. Shmaenok, S. V. Bobashev, D. M. Simanovskii, E. N. Ragozin. “Multilayer Optics for X-ray and γ-radiation”. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3406**, 45–69 (1998).

12. Н. Н. Колачевский, В. В. Кондратенко, М. М. Митропольский, Е. Н. Рагозин, А. И. Федоренко, С. А. Юлин. «Исследование отображающих многослойных Mo-Si зеркал на $\lambda \approx 135$ Å с использованием лазер-плазменного источника МР излучения». *Кратк. Сообщ. Физ. ФИАН*, **7-8**, 51–56 (1992).

13. E. N. Ragozin, N. N. Kolachevsky, M. M. Mitropolsky, A. I. Fedorenko, V. V. Kondratenko, S. A. Yulin. “Stigmatic High-Resolution High-Throughput Narrow-Band Diffraction Spectrograph Employing X-ray Multilayer Mirrors”. *Phys. Scripta*, **47** (4), 495–500 (1993).

14. E. N. Ragozin, N. N. Kolachevsky, M. M. Mitropolsky, V. A. Slemzin. “Characterization of Imaging Normal-Incidence Multilayer Mirrors for the 40–300 Å Range by Spectroscopic Technique Using a Laser-Plasma Radiation Source”. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **2012**, 209–218 (1993).

15. В. Е. Асадчиков, А. В. Виноградов, A. Duparré, И. В. Кожевников, Ю. С. Кривоносов, Ch. Morawe, В. И. Осташев, С. И. Сагитов, E. Zeigler. «Исследование микрорельефа оптических поверхностей и тонких плёнок с использованием метода рассеяния жёсткого рентгеновского излучения». *Рентгеновская оптика* (Всероссийское совещание 19–22 февраля 2001 г., г. Н. Новгород), 70–76 (2001).

16. А. В. Виноградов. «Многослойная рентгеновская оптика». *Квантовая электрон.*, **32** (12), 1113–1121 (2002).

17. E. N. Ragozin, N. N. Kolachevsky, M. M. Mitropolsky, Yu. Yu. Pokrovsky. “Stigmatic High-Resolution High-Throughput XUV Spectroscopic

Instruments Employing Unconventional Optical Components”. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **2520**, 297–308 (1995).

18. И. Л. Бейгман, Ю. Ю. Покровский, Е. Н. Рагозин. «Наблюдение штарковского сдвига в лазерной плазме с помощью стигматического светосильного рентгеновского спектрографа высокого разрешения». *ЖЭТФ*, **110**, 1783–1796 (1996).

19. Е. Н. Рагозин. «Исследование спектров многозарядных ионов в лазерной плазме». *Диссертация на соискание учёной степени доктора физико-математических наук*. Москва: ФИАН, 1996.

20. T. W. Barbee, P. Pianetta, R. Redaelli, R. Tatchyn. “Molibdenum-Silicon Multilayer Monochromator for the Extreme Ultraviolet”. *Appl. Phys. Lett.*, **50** (25), 1841–1843 (1987).

21. R. B. Hoover, D. L. Shealy, B. R. Brinkley, P. C. Baker, T. W. Barbee, A. B. C. Walker. “Development of the Water Window Imaging X-ray Microscope Utilizing Normal-Incidence Multilayer Optics”. *Opt. Eng.*, **30** (8), 1086–1093 (1991).

22. I. A. Artioukov, A. I. Fedorenko, V. V. Kondratenko, S. A. Yulin, A. V. Vinogradov. “Soft X-ray Submicron Imaging Experiments with Nanosecond Exposure”. *Opt. Comm.*, **102**, 401–406 (1993).

23. I. A. Artioukov, A. V. Vinogradov, V. E. Asadchikov, Yu. S. Kas’yanov, R. V. Serov, A. I. Fedorenko, V. V. Kondratenko, S. A. Yulin. “Schwarzschild Soft X-ray Microscope for Imaging of Nonradiating Objects”. *Opt. Lett.*, **20**, 2451–2453 (1995).

24. I. A. Artioukov, K. M. Krymski. “Schwarzschild Objective for Soft X-rays”. *Opt. Eng.*, **39** (8), 2163–2170 (2000).

25. A. Budano, F. Flora, L. Mezi. “Analytical Design Method for a Modified Schwarzschild Optics”. *Appl. Opt.*, **45** (18), 4254–4262 (2006).

26. V. A. Slemzin, I. A. Zhitnik, E. N. Ragozin, E. A. Andreev, N. N. Salashchenko, Ju. Y. Platonov. “Aspherical Imaging Multilayer Mirrors with Subarcsecond Resolution for Solar XUV Telescopes”. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **2279**, 234–241 (1994).

27. F. E. Christensen, K. D. Joensen, P. Gorenstein, W. C. Priedhorsky, N. J. Westergaard, H. W. Schnopper. “Hard X-ray Telescope/Concentrator Design Based on Graded Period Multilayer Coatings”. *Experim. Astronomy*, **6**, 33–46 (1995).

28. I. Zhitnik, A. Ignatiev, V. Korneev, V. Krutov, S. Kuzin, A. Mitrofanov, S. Oparin, A. Pertsov, V. Slemzin, I. Tindo, M. Pakhomov, N. Salashchenko, O. Timofeev. “Instruments for Imaging XUV Spectroscopy of the Sun on Board the CORONAS-I Satellite”. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3406**, 1–19 (1998).

29. I. A. Zhitnik, S. V. Kuzin, I. I. Sobel’man, O. I. Bugaenko, A. P. Ignat’ev, A. V. Mitrofanov, S. N. Oparin, A. A. Pertsov, V. A. Slemzin, N. K. Sukhodrev, A. M. Urnov. “Main Results of the SPIRIT Experiment Onboard the CORONAS-F Satellite”. *Solar System Research*, **39** (6), 442–452 (2005).

30. И. А. Артюков, Б. Р. Бенвер, А. В. Виноградов, Ю. С. Касьянов, В. В. Кондратенко, К. Д. Мачетто, А. Озолс, Х. Х. Рокка, Х. Л. А. Чилла. «Фокусировка пучка компактного импульсно-периодического рентгеновского лазера для изучения взаимодействия излучения с металлическими мишенями и рентгеновской рефлектометрии». *Квантовая электрон.*, **30** (4), 328–332 (2000).

31. А. В. Виноградов, И. И. Собельман, Е. А. Юков. «Об инверсии населённостей на переходах неоноподобных ионов». *Квантовая электрон.*, **4** (1), 63–68 (1977).

32. А. А. Илюхин, Г. В. Перегудов, Е. Н. Рагозин, И. И. Собельман, В. А. Чирков. «К проблеме лазеров в далёком ультрафиолете λ ~ 500 – 700 Å». *Письма в ЖЭТФ*, **25** (12), 569–574 (1977).

33. D. L. Matthews, P. L. Hagelstein, M. D. Rosen, M. J. Eckart, N. M. Ceglio, A. U. Hazi, H. Medecki, B. J. MacGowan, J. E. Trebes, B. L. Whitten, E. M. Campbell, C. W. Hatcher, A. M. Hawryluk, R. L. Kauffman, L. D. Pleasance, G. Rambach, J. H. Scofield, G. Stone, T. A. Weaver. “Demonstration of a Soft X-ray Amplifier”. *Phys. Rev. Lett.*, **54** (2), 110–113 (1985).

34. S. Suckewer, P. Jaeglé. “X-ray Laser: Past, Present and Future”. *Las. Phys. Lett.*, **6** (6), 411–436 (2009).

35. J. J. Rocca, V. Shlyaptsev, F. G. Tomasel, O. D. Cortázar, D. Hartshorn, J. L. A. Chilla. “Demonstration of a Discharge Pumped Table-Top Soft X-ray Laser”. *Phys. Rev. Lett.*, **73** (16), 2192–2195 (1994).

36. J. J. Rocca, F. G. Tomasel, M. C. Marconi, V. N. Shlyaptsev, J. L. A. Chilla, B. T. Szapiro, G. Guidice. “Discharge-Pumped Soft X-ray Laser in Neon-Like Argon”. *Phys. Plasmas*, **2** (6) 2547–2554 (1995).

37. J. J. Rocca, D. P. Clark, J. L. A. Chilla, V. N. Shlyaptsev. “Energy Extraction and Achievement of the Saturation Limit in a Discharge-Pumped Table-Top Soft X-ray Amplifier”. *Phys. Rev. Lett.*, **77** (8), 1476–1479 (1996).

38. B. R. Benware, C. D. Macchietto, C. H. Moreno, J. J. Rocca. “Demonstration of a High Average Power Tabletop Soft X-ray Laser”. *Phys. Rev. Lett.*, **81** (26), 5804–5807 (1998).

39. Y. Liu, M. Seminario, F. G. Tomasel, C. Chang, J. J. Rocca, D. T. Attwood. "Achievement of Essentially Full Spatial Coherence in a High-Average-Power Soft X-ray Laser". *Phys. Rev. A*, **63**, 033802 (2001).

40. А. В. Виноградов, Дж. Дж. Рокка. «Импульсно-периодический рентгеновский лазер на переходе 3p–3s Ne-подобного аргона в капиллярном разряде». *Квантовая электрон.*, **33** (1), 7–17 (2003).

41. E. L. Saldin, E. A. Schneidmiller, M. V. Yurkov. "Expected Properties of the Radiation from a Soft X-ray SASE FEL at the European XFEL". *Proc. FEL2009* (31st International Conference on Free Electron Lasers, 23–28 August 2009, Liverpool, United Kingdom), WEPC51, 623–626 (2009).

42. В. С. Анчуткин, А. Б. Бельский, Ю. А. Будагов, О. П. Гущин, И. Ф. Ленский, А. Г. Ольшевский, А. Н. Сисакян, Е. М. Сыресин, Г. В. Трубников, Н. А. Шелепин, Г. Д. Ширков. «Ускорительный комплекс для экстремальной ультрафиолетовой литографии на базе ЛСЭ со средней мощностью излучения киловаттного диапазона». *Нанофизика и наноэлектроника* (Труды XIV международного симпозиума, 15–19 марта 2010 г., г. Н. Новгород), **1**, 209–210 (2010).

43. N. Rohringer, D. Ryan, R. A. London, M. Purvis, F. Albert, J. Dunn, J. D. Bozek, C. Bostedt, A. Graf, R. Hill, S. P. Hau-Riege, J. J. Rocca. "Atomic Inner-Shell X-ray Laser at 1.46 Nanometers Pumped by an X-ray Free Electron Laser". *Nature*, **481**, 488–491 (2012).

44. P. Naulleau, K. A. Goldberg, E. H. Anderson, D. Attwood, P. Batson, J. Bokor, P. Denham, E. Gullikson, B. Harteneck, B. Hoef, K. Jackson, D. Olynick, S. Rekawa, F. Salmassi, K. Blaedel, H. Chapman, L. Hale, P. Mirkarimi, R. Soufli, E. Spiller, D. Sweeney, J. Taylor, C. Walton, D. O'Connell, D. Tichenor, C. W. Gwyn, P.-Y. Yan, G. Zhang. "Sub-70 nm Extreme Ultraviolet Lithography at the *Advanced Light Source* Static

Microfield Exposure Station Using the Engineering Test Stand Set-2 Optic”. *J. Vac. Sci. Technol. B*, **20** (6), 2829–2833 (2002).

45. K. M. Skulina, C. S. Alford, R. M. Bionta, D. M. Makowiecki, E. M. Gullikson, R. Soufli, J. B. Kortright, J. H. Underwood. “Molybdenum/Beryllium Multilayer Mirrors for Normal Incidence in the Extreme Ultraviolet”. *Appl. Opt.*, **34** (19), 3727–3730 (1995).

46. М. М. Барышева, А. Е. Пестов, Н. Н. Салащенко, М. Н. Торопов, Н. И. Чхало. «Прецизионная изображающая многослойная оптика для мягкого рентгеновского и экстремального ультрафиолетового диапазона». *УФН*, **182** (7), 727–747 (2012).

47. D. T. Windt, S. Donguy, J. Seely, B. Kjornrattanawanich, E. M. Gullikson, C. C. Walton, L. Golub, E. DeLuca. “EUV Multilayers for Solar Physics”. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5168**, 1–11 (2004).

48. Н. Н. Салащенко, Н. И. Чхало. «Коротковолновая проекционная нанолитография». *Вестник РАН*, **78** (5), 450–457 (2008).

49. Ch. Wagner, N. Harned. “EUV Lithography: Lithography Gets Extreme”. *Nature Photon.*, **4**, 24–26 (2010).

50. Yu. Platonov, L. Gomez, D. Broadway. “Status of Small d-spacing X-ray Multilayer Development in Osmic”. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4782**, 152–159 (2002).

51. S. S. Andreev, M. M. Barysheva, N. I. Chkhalo, S. A. Gusev, A. E. Pestov, V. N. Polkovnikov, N. N. Salashchenko, L. A. Shmaenok, Yu. A. Vainer, S. Yu. Zuev. “Multilayered Mirrors Based on $La/B_4C(B_9C)$ for X-ray Range Near Anomalous Dispersion of Boron ($\lambda \approx 6.7$ nm)”. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A*, **603**, 80–82 (2009).

52. С. С. Андреев, М. М. Барышева, Н. И. Чхало, С. А. Гусев, А. Е. Пестов, В. Н. Полковников, Д. Н. Рогачёв, Н. Н. Салащенко, Ю. А. Вайнер, С. Ю. Зуев. «Многослойные рентгеновские зеркала на основе La/B_4C и La/B_9C». *ЖТФ*, **80** (8), 93–100 (2010).

53. Ю. А. Вайнер, Е. Б. Клюенков, В. Н. Полковников, Н. Н. Салащенко, С. Д. Стариков. «Применение ионно-пучковых методов распыления для синтеза многослойных зеркал La/B_4C». *Рентгеновская оптика 2012* (Конференция 1–4 октября 2012 г., г. Черноголовка), 92–94 (2012).

54. Yu. Platonov, J. Rodriguez, M. Kriese, E. Gullikson, T. Harada, T. Watanabe, H. Kinoshita. “Multilayers for Next Generation EUVL at 6.X nm”. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **8076**, 80760N (2011).

55. N. I. Chkhalo, S. Küstner, V. N. Polkovnikov, N. N. Salashchenko, F. Schäfers, S. D. Starikov. “High Performance La/B_4C Multilayer Mirrors with Barrier Layers for the Next Generation Lithography”. *Appl. Phys. Lett.*, **102**, 011602 (2013).

56. Н. Н. Колачевский, А. С. Пирожков, Е. Н. Рагозин. «Широкополосные рентгенооптические элементы на основе апериодических многослойных структур». *Квантовая электрон.*, **30** (5), 428–434 (2000).

57. И. Л. Бейгман, А. С. Пирожков, Е. Н. Рагозин. «Отражение атто- и фемтосекундных импульсов рентгеновского излучения от апериодического многослойного зеркала». *Письма в ЖЭТФ*, **74** (3), 167–171 (2001).

58. I. L. Beigman, A. S. Pirozhkov, E. N. Ragozin. “Reflection of Few-Cycle X-ray Pulses by Aperiodic Multilayer Structures”. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, **4**, 433–439 (2002).

59. В. В. Кондратенко, В. Е. Левашов, Ю. П. Першин, А. С. Пирожков, Е. Н. Рагозин. «Апериодические широкополосные многослойные

зеркала на область 125–250 Å». *Кратк. Сообщ. Физ. ФИАН*, **7**, 32–38 (2001).

60. E. N. Ragozin, V. V. Kondratenko, V. E. Levashov, Yu. P. Pershin, A. S. Pirozhkov. “Broadband Normal-Incidence Aperiodic Multilayer Mirrors for Soft X-ray Dispersion Spectroscopy: Theory and Implementation”. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4782**, 176–184 (2002).

61. А. С. Болдарев, В. А. Гасилов, В. Е. Левашов, К. Н. Медников, А. С. Пирожков, М. С. Пирожкова, Е. Н. Рагозин. «Измерение плотности ксенона в импульсной струе по поглощению монохроматического мягкого рентгеновского излучения». *Квантовая электрон.*, **34** (7), 679–684 (2004).

62. И. Л. Бейгман, В. Е. Левашов, К. Н. Медников, А. С. Пирожков, Е. Н. Рагозин, И. Ю. Толстихина. «Перезарядка многозарядных ионов лазерной плазмы на атомах струи благородного газа». *Квантовая электрон.*, **37** (11), 1060–1064 (2007).

63. В. Г. Капралов, Р. Корде, В. Е. Левашов, А. С. Пирожков, Е. Н. Рагозин. «Безосколочный источник мягкого рентгеновского излучения на основе импульсной струи ксенона, возбуждаемый излучением неодимового лазера». *Квантовая электрон.*, **32** (2), 149–154 (2002).

64. В. Е. Левашов, К. Н. Медников, А. С. Пирожков, Е. Н. Рагозин. «Оптимизация лазерно-плазменного источника мягкого рентгеновского излучения, возбуждаемого в импульсной струе ксенона». *Квантовая электрон.*, **36** (6), 549–552 (2006).

65. V. E. Levashov, K. N. Mednikov, A. S. Pirozhkov, E. N. Ragozin. “Aperiodic X-ray Multilayer Mirrors and Their Application in Plasma Spectroscopy”. *Radiat. Phys. Chem.*, **75** (11), 1819–1823 (2006).

66. E. Louis, A. R. Khorsand, R. Sobierajski, E. D. van Hattum, M. Jurek, D. Klinger, J. B. Pelka, L. Juha, J. Chalupský, J. Cihelka, V. Hajkova, U. Jastrow, S. Toleikis, H. Wabnitz, K. I. Tiedtke, J. Gaudin, E. M. Gullikson, F. Bijkerk. “Damage Studies of Multilayer Optics for XUV Free Electron Lasers”. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **7361**, 73610I (2009).

67. M. Kando, A. S. Pirozhkov, K. Kawase, T. Zh. Esirkepov, Y. Fukuda, H. Kiriyama, H. Okada, I. Daito, T. Kameshima, Y. Hayashi, H. Kotaki, M. Mori, J. K. Koga, H. Daido, A. Ya. Faenov, T. Pikuz, J. Ma, L.-M. Chen, E. N. Ragozin, T. Kawachi, Y. Kato, T. Tajima, S. V. Bulanov. “Enhancement of Photon Number Reflected by the Relativistic Flying Mirror”. *Phys. Rev. Lett.*, **103**, 235003 (2009).

68. A. S. Pirozhkov, M. Kando, T. Zh. Esirkepov, Y. Fukuda, L.-M. Chen, I. Daito, K. Ogura, T. Homma, Y. Hayashi, H. Kotaki, A. Sagisaka, M. Mori, J. K. Koga, T. Kawachi, H. Kiriyama, H. Okada, K. Kawase, T. Kameshima, N. Nishimori, E. N. Ragozin, A. Ya. Faenov, T. A. Pikuz, T. Kimura, T. Tajima, H. Daido, Y. Kato, S. V. Bulanov. “Demonstration of Flying Mirror with Improved Efficiency”. *AIP Conf. Proc.*, **1153**, 274–284, (2009).

69. A. S. Pirozhkov, M. Kando, T. Zh. Esirkepov, P. Gallegos, H. Ahmed, E. N. Ragozin, A. Ya. Faenov, T. A. Pikuz, J. K. Koga, H. Kiriyama, P. McKenna, M. Borghesi, K. Kondo, H. Daido, Y. Kato, D. Neely, S. V. Bulanov. “Coherent X-ray Generation in Relativistic Laser/Gas Jet Interactions”. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **8140**, 81400A (2011).

70. E. Spiller. *Soft X-ray Optics*. Bellingham: SPIE Int. Soc. Opt. Eng. Press, 1994.

71. D. T. Attwood. *Soft X-ray and Extreme Ultraviolet Radiation: Principles and Applications*. Oxford University Press, 2000.

72. A. L. Aquila, F. Salmassi, F. Dollar, Y. Liu, E. M. Gullikson. “Developments in Realistic Design for Aperiodic Mo/Si Multilayer Mirrors”. *Opt. Express*, **14** (21), 10073–10078 (2006).

73. Z. Wang, H. Wang, J. Zhu, Y. Xu, S. Zhang, C. Li, F. Wang, Z. Zhang, Y. Wu, X. Cheng, L. Chen, A. G. Michette, A. K. Powell, S. J. Pfauntsch, F. Schäfers, A. Gaupp, M. MacDonald. “Extreme Ultraviolet Broadband Mo/Y Multilayer Analyzers”. *Appl. Phys. Lett*. **89** (24), 241120 (2006).

74. Z. Wang, J. Zhu, B. Mu, Z. Zhang, F. Wang, X. Cheng, F. Wang, L. Chen. “Development of Non-Periodic Multilayer in the EUV, Soft X-ray, and X-ray Ranges”. *Chin. Opt. Lett.*, **8**, 163–166 (2010).

75. М. М. Митропольский, В. А. Слемзин, Н. К. Суходрев. *Автоматизированная установка «ИКАР» для исследования рентгеновской оптики и детекторов излучения в области спектра 0.5 – 120 нм*. Москва: Препринт ФИАН, № **186**, 1989.

76. E. N. Ragozin, N. N. Kolachevsky, M. M. Mitropolsky, A. I. Fedorenko, V. V. Kondratenko, S. A. Yulin. “Stigmatic High-Resolution High-Throughput Narrow-Band Diffraction Spectrograph Employing Multilayer Mirrors”. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **2012**, 219–231 (1993).

77. А. П. Козырев, Б. Ю. Шарков. *Введение в физику лазерной плазмы*. Москва: МИФИ, 1980.

78. J. T. Costello, J.-P. Mosnier, E. T. Kennedy, P. K. Carroll, G. O’Sullivan. “X-UV Absorption Spectroscopy with Laser-Produced Plasmas: A Review”. *Phys. Scripta*, **34**, 77–92 (1991).

79. А. П. Шевелько. «Абсолютные измерения в ВУФ области спектра с помощью люминесцентного детектора». *Квантовая электрон.*, **23** (8), 748–750 (1996).

80. B. L. Henke, E. M. Gullikson, J. C. Davis. “X-ray Interactions: Photoabsorption, Scattering, Transmission, and Reflection at $E = 50–30{,}000$ eV, $Z = 1–92$”. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, **54** (2), 181–342 (1993).

81. R. Soufli, E. M. Gullikson. “Optical Constants of Materials for Multilayer Mirror Applications in the EUV/Soft X-ray Region”. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3113**, 222–229 (1997).

82. The Center for X-ray Optics: “X-ray Interactions with Matter”. LBNL. http://henke.lbl.gov/optical_constants/

83. L. G. Parratt. “Surface Studies of Solids by Total Reflection of X-rays”. *Phys. Rev.*, **95** (2), 359–369 (1954).

84. Е. Н. Зубарев, В. В. Кондратенко, О. В. Польцева, В. А. Севрюкова, А. И. Федоренко, С. А. Юлин. «Межфазные перемешанные зоны в сверхрешётках Mo-Si». *Металлофизика и новейшие технологии*, **19** (8), 56–63 (1997).

85. C. Largeron, E. Quesnel, J. Thibault. “Interface Growth Mechanism in Ion Beam Sputtering-Deposited Mo/Si Multilayers”. *Phil. Mag.*, **86** (19), 2865–2879 (2006).

86. D. G. Stearns, R. S. Rosen, S. P. Vernon. “High-Performance Multilayer Mirrors for Soft X-ray Projection Lithography”. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **1547**, 2–13 (1991).

87. H. Maury, P. Jonnard, J.-M. André, J. Gautier, M. Roulliay, F. Bridou, F. Delmotte, M.-F. Ravet, A. Jérome, P. Holliger. “Non-Destructive X-ray Study of the Interphases in Mo/Si and Mo/B_4C/Si/B_4C Multilayers”. *Thin Solid Films*, **514**, 278–286 (2006).

88. S. V. Kuzin, I. A. Zhitnik, S. V. Shestov, S. A. Bogachev, O. I. Bugaenko, A. P. Ignat’ev, A. A. Pertsov, A. S. Ulyanov, A. A. Reva, V. A. Slemzin, N. K. Sukhodrev, Yu. S. Ivanov, L. A. Goncharov, A. V. Mitrofanov, S. G. Popov, T. A. Shergina, V. A. Solov’ev, S. N. Oparin, A. M. Zykov. “The TESIS Experiment on the CORONAS-PHOTON Spacecraft”. *Solar System Research*, **45** (2), 162–173 (2011).

89. И. А. Житник, С. В. Кузин, М. М. Митропольский, Е. Н. Рагозин, В. А. Слемзин, В. А. Сухановский. «Исследование характеристик многослойных рентгеновских зеркал для диапазона $\lambda \approx 19$ нм с помощью лазерно-плазменного источника». *Квантовая электрон.*, **20** (1), 89–94 (1993).

90. E. M. Gullikson, J. H. Underwood, P. C. Batson, V. Nikitin. “A Soft X-ray/ EUV Reflectometer Based on a Laser Produced Plasma Source”. *J. X-Ray Sci. Technol.*, **3** (4), 283–299 (1992).

91. Н. Н. Колечевский, А. С. Пирожков, Е. Н. Рагозин. «Широкополосный стигматический спектрограф для мягкого рентгеновского диапазона». *Квантовая электрон.*, **25** (9), 843–848 (1998).

92. E. N. Ragozin, N. N. Kolachevsky, M. M. Mitropolsky, Yu. Yu. Pokrovsky. “Spectroscopic Characterization of Soft X-ray Multilayer Optics Using a Broadband Laser-Plasma Radiation Source”. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3113**, 230–241 (1997).

93. Y. Hotta, M. Furudate, M. Yamamoto, M. Watanabe. “Design and Fabrication of Multilayer Mirrors for He-II Radiation”. *Surf. Rev. and Lett.*, **9** (1), 571–576 (2002).

94. I. Yoshikawa, T. Murachi, H. Takenaka, S. Ichimaru. “Multilayer Coating for 30.4 nm”. *Rev. Sci. Instrum.*, **76**, 066109 (2005).

95. С. Ю. Зуев, В. Н. Полковников, Н. Н. Салащенко. «Элементы отражающей оптики на основе Mg и Al для задач рентгеновской астрофизики». *Нанофизика и наноэлектроника* (XII Международный Симпозиум 10–14 марта 2008 г., г. Н. Новгород), **1**, 227–228 (2008).

96. C. Gähwiller, F. C. Brown. “Photoabsorption near the $L_{II,\ III}$ Edge of Silicon and Aluminum”. *Phys. Rev. B*, **2** (6), 1918–1925 (1970).

97. K. Codling, R. P. Madden. “Structure in the $L_{II,\ III}$ Absorption of Aluminum and its Oxides”. *Phys. Rev.*, **167** (3), 587–591 (1968).

98. А. В. Митрофанов, С. Ю. Зуев. «О стабильности пропускания тонкоплёночных алюминиевых фильтров». *Изв. РАН. Сер. физ.*, **68** (4), 556–559 (2004).

99. Е. А. Вишняков, К. Н. Медников, А. А. Перцов, Е. Н. Рагозин, А. А. Рева, А. С. Ульянов, С. В. Шестов. «Измерение спектров отражения многослойных зеркал в мягкой рентгеновской области спектра при помощи широкополосного лазерно-плазменного источника излучения». *Квантовая электрон.*, **39** (5), 474–480 (2009).

100. E. N. Ragozin, K. N. Mednikov, A. A. Pertsov, A. S. Pirozhkov, A. A. Reva, S. V. Shestov, A. S. Ul’yanov, E. A. Vishnyakov. “Spectroscopic characterization of novel multilayer mirrors intended for astronomical and laboratory applications”. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **7360**, 73600N (2009).

101. Е. А. Вишняков, К. Н. Медников, А. А. Перцов, Е. Н. Рагозин, А. А. Рева, А. С. Ульянов, С. В. Шестов. «Измерение спектров отражения многослойных зеркал в мягкой рентгеновской области спектра при помощи широкополосного лазерно-плазменного источника излучения». *Рентгеновская оптика–2008 (*Рабочее совещание 6–9 октября 2008 г., г. Черноголовка), 55–57 (2008).

102. Е. А. Вишняков, К. Н. Медников, А. А. Перцов, Е. Н. Рагозин, А. А. Рева, А. С. Ульянов, С. В. Шестов. «Спектры отражения периодических многослойных зеркал в мягкой рентгеновской области спектра». *Современные проблемы фундаментальных и прикладных наук* (Труды 51-й научной конференции МФТИ, 28–30 ноября 2008, Москва-Долгопрудный), **2**, 10–13 (2008).

103. Е. А. Вишняков, К. Н. Медников, А. А. Перцов, Е. Н. Рагозин, А. А. Рева, А. С. Ульянов, С. В. Шестов. «Спектральные характеристики элементов рентгеновской оптики в космическом эксперименте ТЕСИС». *Нанофизика и наноэлектроника* (XIII Международный Симпозиум 16–20 марта 2009 г., г. Нижний Новгород), **1**, 184–185 (2009).

104. E. N. Ragozin, K. N. Mednikov, A. A. Pertsov, A. S. Pirozhkov, A. A. Reva, S. V. Shestov, A. S. Ul'yanov, E. A. Vishnyakov. "Spectroscopic characterization of novel multilayer mirrors intended for astronomical and laboratory applications". *European Symposium on Optics & Optoelectronics* (EOO, 20-23 April 2009, Prague, Czech Republic), 7360-20 (2009).

105. И. А. Артюков, В. В. Зеленцов, К. М. Крымский. «Таблицы пар материалов для использования в качестве компонентов многослойных рентгеновских зеркал нормального падения в диапазоне 3 нм < λ < 30 нм». Москва: Препринт ФИАН, № **14**, 2000.

106. Г. М. Живлюк, К. Н. Медников, А. С. Пирожков, Е. Н. Рагозин. «Широкополосные зеркала нормального падения в области λ < 11 нм». *Нанофизика и наноэлектроника* (XI Международный Симпозиум 10–14 марта 2007 г., г. Нижний Новгород), **2**, 361–362 (2007).

107. К. Н. Медников. «Исследование взаимодействия струи благородного газа в вакууме с лазерной плазмой и лазерным излучением методами спектроскопии МР диапазона». *Диссертация на соискание учёной*

степени кандидата физико-математических наук. Москва: МФТИ (ГУ), 2007.

108. I. A. Artioukov, R. M. Fechtchenko, A. L. Udovskii, Yu. A. Uspenskii, A. V. Vinogradov. “Soft X-ray Multilayer Mirrors Based on Depleted Uranium”. *Nucl. Instrum. & Methods in Phys. Res. A*, **517**, 372–377 (2004).

109. I. A. Kopylets, A. A. Baturin, I. F. Mikhailov. “Multilayer X-ray Mirrors Mo-B_4C – New Crystals-Analyzers for Wavelength Range of 5 to 12 Å”. *Functional Materials*, **14** (3), 392–394 (2007).

110. G. D. Considine, P. H. Kulik. *Van Nostrand’s Scientific Encyclopedia, 10th Edition*. NY: Wiley-Interscience, 2008.

111. Е. А. Вишняков, М. С. Лугинин, А. С. Пирожков, Е. Н. Рагозин, С. А. Старцев. «Апериодические многослойные зеркала нормального падения на основе сурьмы для области спектра 8 – 13 нм». *Квантовая электрон.*, **41** (1), 75–80 (2011).

112. Е. А. Вишняков, Ф. Ф. Каменец, В. В. Кондратенко, М. С. Лугинин, А. В. Панченко, Ю. П. Першин, А. С. Пирожков, Е. Н. Рагозин. «Апериодические многослойные структуры в оптике мягкого рентгеновского излучения». *Квантовая электрон.*, **42** (2), 143–152 (2012).

113. Е. А. Вишняков, Д. Л. Воронов, E. M. Gullikson, В. В. Кондратенко, И. А. Копылец, М. С. Лугинин, А. С. Пирожков, Е. Н. Рагозин, А. Н. Шатохин. «Многослойные зеркала нормального падения на основе Sb/B_4C для диапазона 80 Å < λ< 120 Å». *Квантовая электрон.*, **43** (7), 666–673 (2013).

114. Е. А. Вишняков, М. С. Лугинин, А. С. Пирожков, Е. Н. Рагозин, С. А. Старцев. «Разработка апериодических многослойных зеркал нормального падения для диапазона λ < 13 нм». *Рентгеновская*

оптика–2010 (Рабочее совещание 20–23 сентября 2010 г., г. Черноголовка), 104–106 (2010).

115. Е. А. Вишняков, М. С. Лугинин, А. С. Пирожков, Е. Н. Рагозин, С. А. Старцев. «Расчёт апериодических многослойных зеркал нормального падения на основе сурьмы для диапазона $\lambda < 13$ нм». *XIII Школа молодых учёных «Актуальные проблемы физики» и IV Школа-семинар «Инновационные аспекты фундаментальных исследований»* (14–19 ноября 2010 г., Звенигород-Москва), 147–148 (2010).

116. Е. А. Вишняков, М. С. Лугинин, А. С. Пирожков, Е. Н. Рагозин. «Апериодические многослойные зеркала нормального падения в области $\lambda < 13$ нм». *Современные проблемы фундаментальных и прикладных наук* (Труды 53-й научной конференции МФТИ, 24–29 ноября 2010, Москва-Долгопрудный), **2**, 232–234 (2010).

117. Е. А. Вишняков, М. С. Лугинин, А. С. Пирожков, Е. Н. Рагозин. «Широкополосные многослойные зеркала нормального падения в областях $80 < \lambda < 130$ и $80 < \lambda < 160$ Å». *Нанофизика и наноэлектроника* (XV Международный симпозиум, 14–18 марта 2011 г., г. Нижний Новгород), **1**, 184–185 (2011).

118. Е. А. Вишняков, Д. Л. Воронов, Э. М. Гулликсон, В. В. Кондратенко, И. А. Копылец, М. С. Лугинин, Е. Н. Рагозин. «Отражательные свойства многослойного зеркала на основе Sb/B_4C». *Проблемы фундаментальных и прикладных естественных и технических наук в современном информационном обществе* (Труды 54-й научной конференции МФТИ, 10–30 ноября 2011, Москва-Долгопрудный-Жуковский), **2**, 159–160 (2011).

119. Е. А. Вишняков, Ф. Ф. Каменец, В. В. Кондратенко, М. С. Лугинин, А. В. Панченко, Ю. П. Першин, А. С. Пирожков, Е. Н. Рагозин. «Апериодические многослойные структуры в оптике мягкого

рентгеновского излучения». *Нанофизика и наноэлектроника* (XVI Международный симпозиум, 12–16 марта 2012 г., г. Нижний Новгород), **2**, 581–582 (2012).

120. Е. А. Вишняков, Д. Л. Воронов, Э. М. Гулликсон, В. В. Кондратенко, И. А. Копылец, М. С. Лугинин, Е. Н. Рагозин. «Многослойные зеркала на основе структуры Sb/B_4C ($\lambda \approx 8.5$ нм)». *Конференция «Рентгеновская оптика – 2012»* (г. Черноголовка, 1–4 октября 2012 г.), 40–41 (2012).

121. Л. П. Пресняков, В. П. Шевелько. «О возможности создания инверсной заселённости в атомных пучках при перезарядке протонов на атомах». *Письма в ЖЭТФ*, **13**, 286–288 (1971).

122. А. В. Виноградов, И. И. Собельман. «К проблеме лазерных источников излучения в далёкой ультрафиолетовой и рентгеновской областях спектра». *ЖЭТФ*, **63**, 2113–2120 (1972).

123. Л. П. Пресняков, А. Д. Уланцев. «Перезарядка многозарядных ионов на атомах». *Квантовая электрон.*, **1**, 2377–2385 (1974).

124. R. H. Dixon, J. F. Seely, R. C. Elton. “Intensity Inversion in the Balmer Spectrum of C^{5+}”. *Phys. Rev. Lett.*, **40** (2), 122–125 (1978).

125. T. Kawachi, M. Kado, M. Tanaka, N. Hasegawa, A. Nagashima, Y. Kato. “Recombining Plasma X-ray Laser Assisted by Charge Exchange Recombination”. *J. Phys. IV*, **11**(PR2), 255–258 (2001).

126. J. B. Greenwood, I. D. Williams, S. J. Smith, A. Chutjian. “Measurement of Charge Exchange and X-ray Emission Cross Sections for Solar Wind – Comet Interactions”. *Astrophys. J.*, **533**, L175–L178 (2000).

127. J. B. Greenwood, I. D. Williams, S. J. Smith, A. Chutjian. “Experimental Investigation of the Processes Determining X-ray Emission Intensities from Charge-Exchange Collisions”. *Phys. Rev. A*, **63**, 062707 (2001).

128. R. L. Kelly. “Atomic and Ionic Spectrum Lines below 2000 Angstroms: Hydrogen through Krypton”. *J. Phys. Chem. Ref. Data*, Vol. **16**, Suppl. 1 (1987); http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/levels_form.html.

129. E. A. Solov’ev. In: *Proc. XIX ICPEAC – The Physics of Electronic and Atomic Collisions* (Whistler, Canada). Ed. by J. B. A. Mitchell, C. E. Brion, L. J. Dube, J. W. McKonkey. (New York: AIP Press, 1995), p.471.

130. Е. А. Соловьёв. «Неадиабатические переходы в атомных столкновениях». *УФН*, **157** (3), 437–476 (1989).

131. И. Л. Бейгман, Е. А. Вишняков, М. С. Лугинин, Е. Н. Рагозин, И. Ю. Толстихина. «Перезарядка многозарядных ионов фтора и лития на атомах Ne». *Квантовая электрон.*, **40** (6), 545–550 (2010).

132. И. Л. Бейгман, Е. А. Вишняков, М. С. Лугинин, Е. Н. Рагозин, И. Ю. Толстихина. «Спектроскопическое исследование перезарядки многозарядных ионов фтора на атомах неона (область длин волн 125 – 350 Å)». *Uzhhorod Univ. Sci. Herald. Ser. Phys.*, **30**, 203–214 (2011).

133. И. Л. Бейгман, Е. А. Вишняков, М. С. Лугинин, Е. Н. Рагозин, И. Ю. Толстихина. «Спектроскопия перезарядки ионов Li и F на атомах Ne с применением широкополосных многослойных зеркал (12.5 – 35 нм)». *Рентгеновская оптика–2010* (Рабочее совещание 20–23 сентября 2010 г., г. Черноголовка), 147–149 (2010).

134. И. Л. Бейгман, Е. А. Вишняков, М. С. Лугинин, Е. Н. Рагозин, И. Ю. Толстихина. «Спектроскопическое исследование перезарядки многозарядных ионов фтора и лития на атомах неона». *XIII Школа молодых учёных «Актуальные проблемы физики» и IV Школа-семинар «Инновационные аспекты фундаментальных исследований»* (14–19 ноября 2010 г., Звенигород-Москва), 95–96 (2010).

135. И. Л. Бейгман, Е. А. Вишняков, М. С. Лугинин, Е. Н. Рагозин, И. Ю. Толстихина. «Исследование перезарядки многозарядных ионов фтора на атомах неона методом изображающей спектроскопии в мягкой рентгеновской области спектра». *Современные проблемы фундаментальных и прикладных наук* (Труды 53-й научной конференции МФТИ, 24–29 ноября 2010, Москва-Долгопрудный), **2**, 224–226 (2010).

136. И. Л. Бейгман, Е. А. Вишняков, М. С. Лугинин, Е. Н. Рагозин, И. Ю. Толстихина. «Спектроскопическое исследование перезарядки многозарядных ионов фтора на атомах неона (область длин волн 125 – 350 Å)». *ИЭФ-2011* (Международная конференция молодых учёных и аспирантов, 24–27 мая 2011, Ужгород, Украина), 49 (2011).