

Аперриодические многослойные структуры в оптике мягкого рентгеновского излучения

Е.А.Вишняков, Ф.Ф.Каменец, В.В.Кондратенко, М.С.Лугинин, А.В.Панченко, Ю.П.Першин, А.С.Пирожков, Е.Н.Рагозин

Представлен обзор работ, посвященных созданию аперриодических многослойных структур – оптических элементов для мягкого рентгеновского диапазона. Исследованы возможности аперриодических многослойных зеркал относительно отражения мягкого рентгеновского излучения в широком диапазоне длин волн, прежде всего при нормальном падении излучения, а также возможности широкополосных зеркал-поляризаторов. Приведены результаты многопараметрических оптимизационных расчетов и экспериментальные результаты для аперриодических зеркал на основе структуры Mo/Si ($\lambda \geq 12.5$ нм), а также расчеты для ряда перспективных пар материалов (Pd/Y, Ag/Y и др.) и $\lambda \leq 12.5$ нм. Рассмотрено влияние переходных слоев на коэффициент отражения, в том числе путем учета плавного изменения диэлектрической проницаемости на границах раздела. Обсуждается применение широкополосных зеркал в лазерно-плазменных спектроскопических экспериментах.

Ключевые слова: мягкий рентгеновский диапазон, широкополосные многослойные зеркала, переходные слои, аперриодические многослойные структуры.

1. Введение

С момента, когда была впервые высказана и реализована идея многослойного рентгеновского зеркала и проведен ее последовательный теоретический анализ, прошло более 30 лет [1, 2]. За этот период были развиты методы синтеза, исследования и расчета многослойной оптики для широкого диапазона длин волн в вакуумной ультрафиолетовой (ВУФ) и рентгеновской областях спектра (~ 50 – 0.02 нм), что приблизительно соответствует диапазону энергий фотонов 25 эВ–60 кэВ. При этом акцент делался преимущественно на периодические многослойные структуры, способные обеспечить – при фиксированном угле падения излучения – достаточно высокий коэффициент отражения в относительно узком интервале длин волн. Максимум отражения периодической структуры реализуется на длине волны $\lambda_0 \approx 2d\langle n \rangle \cos\theta/m$, где d – период структуры (т. е. сумма толщин слоев материалов А и В, чередующихся в структуре); $\langle n \rangle$ – среднее по периоду значение показателя преломления; θ – угол падения; m – порядок отражения. (Заметим, что речь идет о бинарной структуре $\{A/B\}_N$; в некоторых специальных случаях рассматриваются и более сложные структуры, например

троичные. Здесь не учитываются переходные слои со смешанным элементным составом, неизбежно возникающие на границах раздела, а также не идет речь о барьерных слоях, специально наносимых в некоторых случаях, чтобы предотвратить образование переходных слоев значительной толщины (см. ниже).)

Многослойные зеркала (МЗ) на основе периодических структур нашли широкое применение в спектроскопии лабораторной плазмы, рентгеновской астрономии, аналитическом приборостроении и оптике лабораторных источников ВУФ и рентгеновского излучения, в том числе синхротронов и лазеров на свободных электронах.

Наряду с периодическими многослойными структурами интерес представляют и аперриодические структуры, способные удовлетворить иным критериям, нежели достижение высокого коэффициента отражения в относительно узком интервале длин волн. В классе аперриодических многослойных структур (МС) возможно решение ряда оптимизационных задач, имеющих практическое значение в рентгеновской оптике, в том числе в оптике мягкого рентгеновского (МР) диапазона [3]. К ним относятся, например, расчет и создание МС, обеспечивающих: 1) максимальное равномерное отражение в заданном интервале длин волн или углов падения; 2) высокую поляризующую способность в широком диапазоне длин волн при фиксированном угле падения излучения; 3) максимальный коэффициент отражения на одной или нескольких длинах волн; 4) максимальный интегральный коэффициент отражения одного зеркала или максимальный интегральный коэффициент пропускания системы, состоящей из последовательности нескольких МЗ и фильтров, и т. п. Учет фазы амплитудного коэффициента отражения (наряду с его модулем) позволяет находить структуры, пригодные для отражения аттосекундных импульсов МР излучения и манипулирования их формой и длительностью [4, 5].

Идея создать широкополосное многослойное зеркало и рассмотреть толщины индивидуальных слоев струк-

Е.А.Вишняков, М.С.Лугинин, Е.Н.Рагозин. Московский физико-технический институт (государственный университет), Россия, Московская обл., 141700 Долгопрудный, Институтский пер., 9; Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: juk301@mail.ru, enragozin@gmail.com
Ф.Ф.Каменец, А.В.Панченко. Московский физико-технический институт (государственный университет), Россия, Московская обл., 141700 Долгопрудный, Институтский пер., 9
В.В.Кондратенко, Ю.П.Першин. Национальный технический университет «Харьковский политехнический институт», Украина, 61002 Харьков, ул. Фрунзе, 21
А.С.Пирожков. Advanced Beam Technology Division, JAEA, 8-1-7 Umemidai, Kizugawa, Kyoto, 619-0215, Japan

туры как независимые переменные (параметры оптимизации) при решении многопараметрической оптимизационной задачи впервые возникла, по-видимому, при решении задач рентгеновской астрономии [6]. В этой работе ставилась задача рассчитать структуры, обладающие максимальным интегральным коэффициентом отражения

$$\mathfrak{F}_\lambda = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} R(\lambda) d\lambda$$

в диапазонах длин волн 30 – 60 нм (структура Ir/Si) и 10 – 30 нм (Pt/Si) при почти нормальном падении излучения. Позднее предпринимались попытки рассчитать и синтезировать структуры на основе Mo/Si, обладающие либо максимальным интегральным, либо максимальным равномерным коэффициентом отражения в заданном интервале длин волн [7]. Была найдена, в частности, структура, обеспечивающая равномерное отражение $R \sim 30\%$ при нормальном падении излучения в диапазоне 15–17 нм. Рассматривалась также задача о МЗ, способном отражать мягкое рентгеновское излучение на двух длинах волн [8].

Нельзя также не упомянуть о работах, посвященных созданию МС для более жесткого рентгеновского диапазона. Была проанализирована возможность применения многослойной оптики скользящего падения в телескопе по схеме Киркпатрика–Байеза для жесткого рентгеновского диапазона [9]. В этой работе сообщалось о синтезе МЗ (W/Si), предназначенного для отражения рентгеновского излучения с энергией фотонов до 69 кэВ (0.18 Å) при скользящем угле падения 3 мрад. Период МЗ монотонно уменьшался по направлению в глубь структуры (концепция так называемого суперзеркала). Был предложен аналитический, а затем и численный [10] метод расчета аперидических зеркал с заданным профилем отражения в жестком рентгеновском диапазоне. Работы этого направления нашли применение, в частности, в оптике синхротронного излучения [11].

Здесь нас будет интересовать преимущественно интервал длин волн 3–30 нм, относящийся к мягкому рентгеновскому диапазону вакуумной области спектра. Как известно, в этом диапазоне возможно создание достаточно эффективных периодических МЗ нормального падения. Многослойные структуры, хорошо отражающие при нормальном падении излучения, представляют особый интерес, поскольку фокусирующая многослойная оптика нормального падения способна строить изображение в МР диапазоне, в том числе диспергированные спектральные изображения. «Обычные» периодические МС обладают относительно узким ($\Delta\lambda_{1/2}/\lambda \approx 0.01–0.1$) резонансным спектральным контуром отражения, что делает их эффективным инструментом для построения прежде всего квази-монокроматических спектральных изображений. Однако существует потребность и в МЗ нормального падения, способных отражать излучение в широком спектральном диапазоне длин волн без изменения угла падения излучения. В частности, имеется необходимость в стигматических оптико-спектральных инструментах с широким спектральным рабочим диапазоном (порядка октавы длин волн, т.е. $\Delta\lambda/\lambda \sim 1/2$). Это возможно при использовании широкополосных (аперидических) МЗ нормального падения в сочетании с дифракционными решетками*, напри-

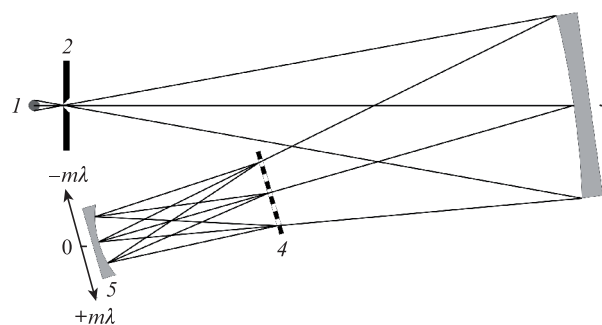


Рис. 1. Схема изображающего (стигматического) спектрометра: 1 – источник (лазерная плазма); 2 – входная щель спектрометра; 3 – многослойное зеркало, установленное при почти нормальном падении излучения; 4 – свободновисящая дифракционная решетка; 5 – фокальная поверхность.

мер с пропускающей решеткой (рис. 1). Такой изображающий дифракционный спектрометр обладает одновременно широким спектральным рабочим диапазоном, стигматизмом, большим приемным углом (~ 0.05 ср) и высокой светосилой при спектральной разрешающей способности $\lambda/\delta\lambda \approx 200–1000$, т.е. совокупностью свойств, ранее присущих лишь спектрометрам видимого, УФ и частично ВУФ диапазонов ($\lambda \geq 50$ нм).

Области применения широкополосных аперидических зеркал и созданных на их основе инструментов включают: исследование элементарных процессов с участием многозарядных ионов, проводимое с использованием стигматических (изображающих) спектрографов [12–20]; диагностику плазмы, в том числе лазерной микроплазмы; регистрацию спектров высоких гармоник лазерного излучения; регистрацию импульсов МР излучения, генерируемых лазерами на свободных электронах [21] или другими источниками; отражение аттосекундных импульсов МР излучения и преобразование их длительности [4, 5] и др. Задача о максимизации интегрального коэффициента пропускания при нескольких последовательных отражениях в системе зеркал с учетом пропускания фильтров возникает, в частности, в рентгеновской литографии. Недавно МЗ (Mo/Si), оптимизированное на максимальное равномерное отражение в диапазоне 12.5–25 нм при нормальном падении излучения, было использовано в экспериментах по конверсии излучения Ti:сапфирового лазера ($\lambda \sim 0.8$ мкм) в излучение МР диапазона. Повышение частоты возникало при отражении от релятивистской плазменной волны, возбуждаемой мультитераваттным лазером в импульсной струе гелия (релятивистское «летающее зеркало») [22–24]. Оптические схемы, включающие зеркала лишь нормального падения, представляют особую ценность по сравнению со схемами скользящего падения как обладающие значительно меньшими aberrациями и поэтому пригодные для построения оптических изображений – разумеется, в том случае, когда возможно создание требуемых аперидических структур с достаточно высокой эффективностью отражения.

В качестве первого шага мы использовали молибден-кремниевую МС, обеспечивающую хорошее отражение в области $\lambda > 12.5$ нм. В дальнейшем предполагаем распространить наш подход на область под L-краем поглощения кремния ($\lambda < 12.5$ нм), где требуется использование других пар веществ.

* Построение диспергированных спектральных изображений возможно также при помощи многослойных отражательных дифракционных решеток. Имеется в виду вогнутая дифракционная решетка, поверх которой нанесена многослойная структура.

2. Расчет апериодических многослойных зеркал. Учет переходных слоев

Описываемый в этом разделе численный метод дает возможность оптимизировать многослойную структуру по различным критериям. Он продемонстрировал свою эффективность при оптимизации апериодических МС, предназначенных для работы в любом поддиапазоне рентгеновского спектра, при различных (в том числе при малых скользящих) углах падения излучения, причем число слоев структуры может быть весьма велико ($\sim 10^3$). Главной (но не единственной) целью наших расчетов был поиск апериодических МС с широкой, насколько это возможно, равномерной полосой отражения.

Рассмотрим многослойную структуру $\{l_j\}$, $j = 1, \dots, N$, состоящую из N чередующихся слоев, которые характеризуются комплексными диэлектрическими постоянными вида $\epsilon_{A,B} = n_{A,B}^2 = 1 - \delta_{A,B} + i\beta_{A,B}$. Для материалов, состоящих из атомов одного сорта, оптические константы $\delta_{A,B}$ и $\beta_{A,B}$ связаны с атомными факторами рассеяния $f = f_1 + if_2$ соотношением

$$\left(\frac{\delta}{\beta}\right) = \frac{r_0}{\pi} \lambda^2 N \left(\frac{f_1}{f_2}\right) \approx 0.54 \times 10^{-5} \frac{\rho}{\mu} \lambda_a^2 \left(\frac{f_1}{f_2}\right),$$

где $r_0 = e^2/(m_e c^2) \approx 2.8. \times 10^{-13}$ см – классический радиус электрона; N – концентрация атомов; μ – атомная масса; λ_a выражена в ангстремах, плотность вещества ρ – в граммах на кубический сантиметр. Если вещество состоит из атомов нескольких сортов, то применимо более общее выражение:

$$\left(\frac{\delta}{\beta}\right) \approx 0.54 \times 10^{-5} \frac{\rho}{\sum_i \alpha_i \mu_i} \lambda_a^2 \left(\frac{\sum_i \alpha_i f_{1i}}{\sum_i \alpha_i f_{2i}}\right),$$

где α_i – доля атомов сорта i . В литературе имеются данные об атомных факторах рассеяния для элементов с порядковым номером от 1 до 92 в диапазоне энергии фотонов 10 эВ – 30 кэВ [25].

Толщины слоев l_j , вообще говоря, различны. В отличие от периодической структуры, суммарные толщины пар соседних слоев не предполагаются постоянными по глубине структуры: $l_1 + l_2 \neq l_3 + l_4 \neq \dots$. Также, вообще говоря, различны и оптические длины путей для пар соседних слоев: $l_1 n_A + l_2 n_B \neq l_3 n_A + l_4 n_B \neq \dots$. Более того, наличие периода у структуры не предполагается а priori.

Коэффициент отражения $R_{s,p}(\lambda, \theta)$ структуры для s- и p-поляризованного излучения, падающего под углом θ (прямая задача многослойной оптики), рассчитывался методом рекуррентных соотношений, описанным в литературе [26, 27] и неоднократно использованным рядом авторов. Нахождение апериодической МС, в наилучшем смысле удовлетворяющей какому-либо наперед заданному критерию, будем называть обратной задачей многослойной оптики, или задачей на оптимизацию апериодической МС (АМС). Задавалась целевая функция F_{gr} для $R_{s,p}(\lambda, \theta_0)$ или $R_{s,p}(\lambda_0, \theta)$ (нижний индекс «0» означает, что угол падения или длина волны фиксированы). Целевая функция может задаваться на каком-либо интервале длин волн или углов падения, а также на нескольких изолированных интервалах. Вводится норма отличия коэффициента отражения от F_{gr} (оценочный функционал F), подсчитываемая в области определения F_{gr} и рассматриваемая

как функция N переменных $\{l_j\}$. Затем численным методом находится АМС путем минимизации функционала $F = \int [R(\lambda) - F_{gr}]^{2m} d\lambda$ ($m = 1, 2, \dots$). Функции F_{gr} и F выбираются исходя из характера решаемой задачи и определяют результат оптимизации. Число параметров оптимизации в этом случае равно числу слоев в апериодической структуре. При нахождении экстремума функционала F использовались, в частности, генетический алгоритм и метод наискорейшего спуска. Для уменьшения степени зависимости времени расчета от N была выведена аналитическая формула для частных производных амплитудного коэффициента отражения по значениям толщин слоев [3].

Нас интересовали прежде всего многослойные структуры и зеркала, пригодные для работы в качестве фокусирующих элементов спектрометра с широким рабочим спектральным диапазоном. Такие апериодические МС оптимизировались для достижения максимального равномерного отражения на заданном интервале длин волн путем минимизации функционала

$$F = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} [R(\lambda) - R_0]^{2m} d\lambda.$$

Найденные апериодические МС обладают, как правило, существенно более высоким интегральным коэффициентом отражения по сравнению с любым периодическим зеркалом, резонансный максимум отражения которого находится в том же интервале длин волн. В качестве начальной структуры при решении оптимизационной задачи служили периодические структуры. При этом оказалось, что различные начальные структуры могут приводить к практически равноценным (с точки зрения критерия оптимизации) решениям, несмотря на то, что отвечающие им (оптимизированные) АМС существенно различаются наборами толщин слоев l_j . При этом вопрос о нахождении абсолютного (глобального) минимума F остается открытым.

При расчете отражательных характеристик МЗ следует также обратить внимание на возможную дефектность самих изготавливаемых МС. Среди всего многообразия наблюдаемых дефектов (наличие примесей, отклонение плотностей слоев от табличных значений, состояние поверхности МС и др.) первостепенную роль в ухудшении оптических характеристик МС 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 считать проблему шероховатостей второстепенной. Однако наличие переходных слоев, образующихся в результате взаимодиффузии при изготовлении МС, приводит к тому, что диэлектрическая проницаемость чистых материалов А и В изменяется от ϵ_A к ϵ_B в пределах толщины переходного слоя. Степень перемешивания и состав переходного слоя зависит от метода и условий изготовления МС, и толщина переходного слоя может изменяться от 6–12 Å [28] до 30 Å [29], а его состав – от MoSi₂ [30] до Mo₅Si₃ [31]. Как следует из данных электронной микроскопии поперечных срезов, в наших случаях [12–20] в структуре Mo/Si толщина переходного слоя Mo-на-Si составляет около 12 Å, а толщина переходного слоя Si-на-Mo около 6 Å (рис.2) при толщине нижележащего слоя

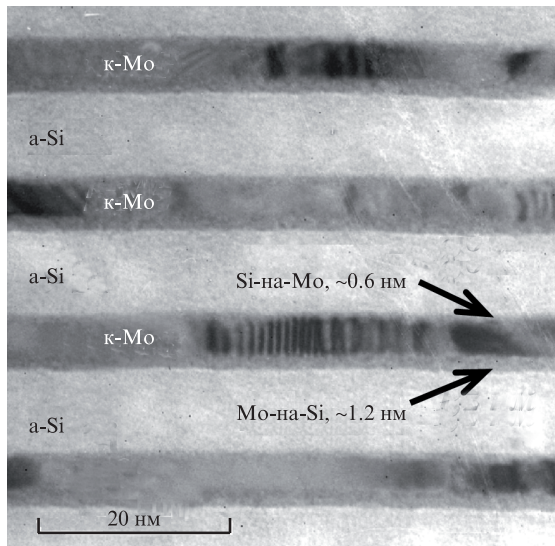


Рис.2. Электронно-микроскопическое изображение поперечного среза периодической МС Mo/Si (период 153 Å), показывающее наличие переходных слоев между слоями аморфного кремния (a-Si) и кристаллического молибдена (κ-Mo).

Mo не менее ~ 20 Å, причем по элементному составу он близок к силициду MoSi₂ [28].

Учет переходных слоев в периодической структуре приводит к уменьшению коэффициента отражения в максимуме на несколько процентов. Так, в периодической структуре Mo/Si, оптимизированной на достижение максимального коэффициента отражения на $\lambda = 13.5$ нм по отношению толщины слоя Mo к периоду структуры, учет переходных слоев приводит к уменьшению пикового коэффициента отражения с 74.6% до 71.6%. Более реалистичное описание влияния переходных слоев на коэффициент отражения структуры учитывает плавный характер изменения диэлектрической проницаемости на границе раздела. Математически такой учет достигается, например, при многоступенчатой аппроксимации перехода путем линейной интерполяции ϵ . На рис.3,а показан профиль коэффициента отражения периодического МЗ (Mo/Si, $\lambda_0 = 13.5$ нм) без учета и с учетом переходных слоев, а на рис.3,б – поведение коэффициента отражения в максимуме при аппроксимации разности $\epsilon_{\text{Mo}} - \epsilon_{\text{Si}}$ различным числом ступеней, а также при учете переходного слоя со стехиометрией силицида MoSi₂. Видно, что при увеличении числа ступеней коэффициент отражения слегка подрастает, стремясь к постоянному значению. Это предельное значение примерно на 1% выше того, что дает учет переходного слоя в форме силицида MoSi₂.

При оптимизации программно вводилось ограничение на минимально возможную толщину слоя. Это связано с необходимостью исключить физически абсурдные решения (толщина слоя не может быть меньше размера атома или молекулы) и повысить устойчивость коэффициента отражения синтезируемой МС по отношению к образованию переходных слоев (в идеале толщины слоев «чистых» веществ должны быть много больше толщин переходных слоев). Было установлено эмпирическое правило, согласно которому ограничение толщины слоев снизу на уровне примерно $\lambda_{\text{min}}/4$ (λ_{min} – коротковолновая граница интервала оптимизации) не ведет к сколь угодно значительному уменьшению достижимого (равномерного) коэффициента отражения.

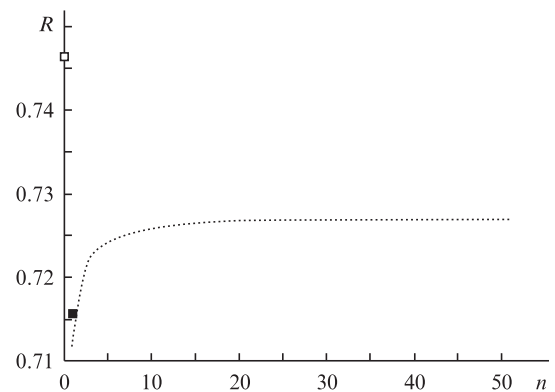
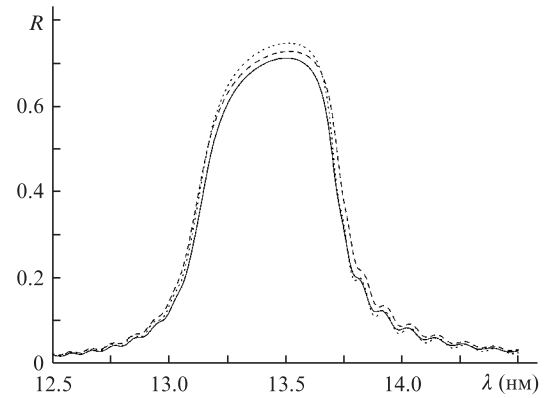


Рис.3. Расчетный коэффициент отражения многослойной периодической Mo/Si-структуры (150 слоев), оптимизированной на максимальный коэффициент отражения на $\lambda = 13.5$ нм, без учета переходных слоев (пунктирная кривая), при учете одного переходного слоя с $\epsilon = (\epsilon_{\text{Mo}} + \epsilon_{\text{Si}})/2$ (сплошная кривая) или плавного перехода ϵ от ϵ_{Mo} к ϵ_{Si} , т. е. при $n \rightarrow \infty$ (штриховая кривая) (а). Расчетный коэффициент отражения в максимуме без учета переходных слоев (□), при учете переходных слоев в форме силицида MoSi₂ толщиной 6 Å (Si-na-Mo) и 12 Å (Mo-na-Si) (■), а также аппроксимации плавного перехода ϵ различным числом промежуточных ступеней n (б).

3. Широкополосные молибден-кремниевые зеркала для дисперсионной спектроскопии

На первом этапе был выполнен расчет аperiodической МС (40 пар слоев Mo и Si). Толщины $\{l_i\}$ всех 80 слоев Mo и Si рассматривались как независимые переменные (параметры оптимизации). Учитывалось также существование переходных слоев MoSi₂, образующихся при синтезе структуры. Их толщины полагались фиксированными, равными 12 Å (Mo-na-Si) и 6 Å (Si-na-Mo). Структура этого типа (Si/MoSi₂/Mo/MoSi₂...Si/MoSi₂/Mo/MoSi₂/Подложка) оптимизировалась для достижения максимального равномерного отражения на интервале 12.5–25 нм при нормальном падении излучения. На рис.4 показан результат оптимизации: толщины слоев оптимальной аperiodической МС (рис.4,а) и ее расчетный коэффициент отражения в области 12.5–30 нм (рис.4,б). Интегральный коэффициент отражения этой структуры составляет 1.97 нм на интервале 12.5–25 нм и 2.32 нм на интервале 12.5–30 нм. При этом средний коэффициент отражения на интервале оптимизации 12.5–25 нм равен 15.8%. Без учета переходных слоев средний коэффициент отражения соответствующей оптимизированной АМС составляет 17.2%, т. е. относительное понижение уровня «плато» – 8%.

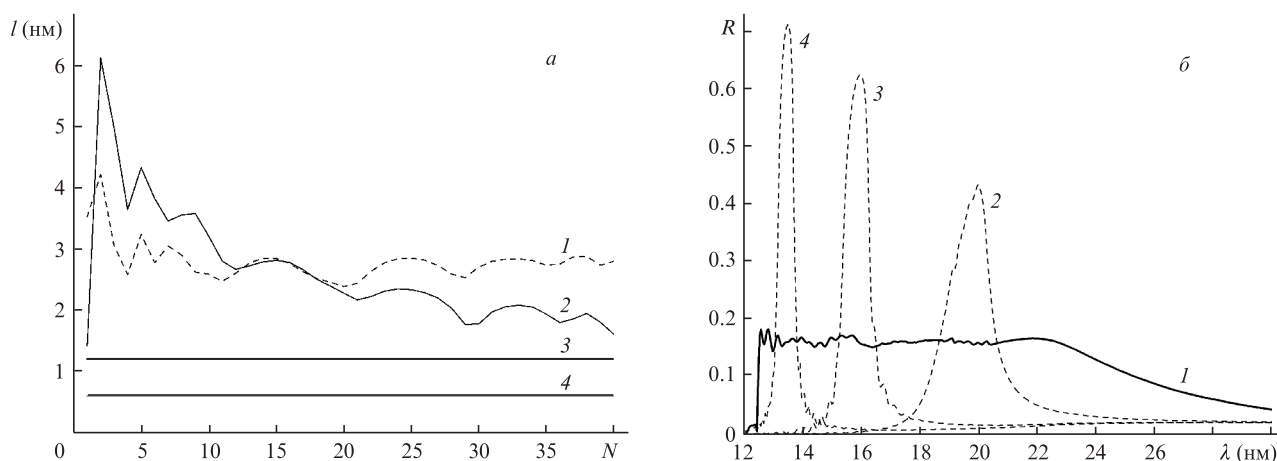


Рис.4. Толщины слоев Mo (1), Si (2) и переходных слоев Mo-на-Si (3) и Si-на-Mo (4) апериодической МС, оптимизированной на максимальное равномерное отражение в интервале 12.5–25 нм (толщины переходных слоев фиксированы, нумерация слоев направлена от поверхности к подложке) (а). Расчетный коэффициент отражения этой апериодической МС при нормальном падении в области 12–30 нм (1). Для сравнения показаны коэффициенты отражения периодических МЗ, оптимизированных на максимальный коэффициент отражения на длине волны 20 нм (2), 16 нм (3) и 13.5 нм (4) (б).

Далее МС, соответствующие расчетным данным, наносились на вогнутые сферические подложки методом магнетронного распыления мишеней в вакууме ионами аргона (Национальный технический университет «Харьковский политехнический институт», ХПИ). Синтезированные МЗ исследовались в ХПИ по отражению излучения с длиной волны 1.54 Å при скользящем падении, в Институте физики микроструктур РАН (ИФМ) измерялся их коэффициент отражения на нескольких длинах волн в рабочем диапазоне (12.5 – 30 нм) при нормальном падении, в Физическом институте им. П.Н.Лебедева РАН (ФИАН) оценивалась равномерность отражения с использованием широкополосного лазерно-плазменного источника ВУФ и МР излучения. Синтезированная МС оказалась достаточно близкой к расчетной, а равномерность коэффициента отражения составила ~15% [12–15]. Отметим также, что коэффициент отражения в длинноволновой области рабочего диапазона (25–30 нм) оказался несколько выше расчетного.

Указанные апериодические МС, нанесенные на вогнутые подложки из плавленого кварца радиусом 1 или 0.5 м с шероховатостью поверхности 3–5 Å, неоднократно применялись для регистрации спектров плазмы с пространственным разрешением с использованием спектрографа по схеме рис.1. Приведем несколько примеров, демонстрирующих преимущества такого изображающего (стигматического) спектрографа.

Нами оценивались пространственные, спектральные и временные характеристики бесколочного источника МР излучения, возбуждаемого в импульсной струе ксенона в вакууме [16–18]. В эксперименте регистрировались: спектр возникающей плазмы в диапазоне 12.5–25 нм; ее квазимонохроматические изображения, создаваемые излучением с $\lambda \approx 13.5$ и 18 нм; абсолютная интенсивность свечения на указанных длинах волн, а также временная форма импульсов квазимонохроматического МР излучения. На рис.5 представлено изображение ксеноновой плазмы в излучении с длиной волны 13.5 нм, зарегистрированное при помощи периодического МЗ с максимальным отражением на $\lambda \approx 13.5$ нм в комбинации со свободновисящим многослойным абсорбционным Zr/Si-фильтром (слева условно показано сопло клапана). Область свечения имеет колоколообразный максимум интенсивности, размеры которого (FWHM) составляют 1.45 мм вдоль луча лазера и 0.24 мм в поперечном направлении.

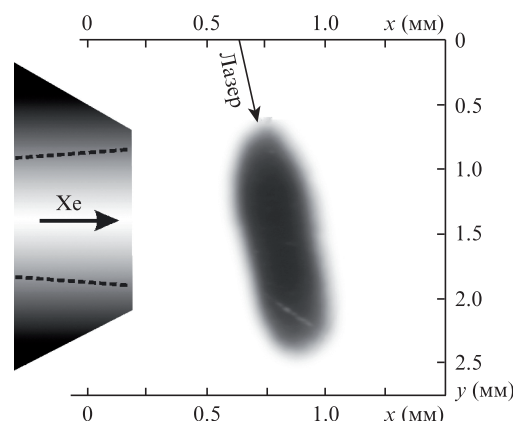


Рис.5. Квазимонохроматическое изображение ксеноновой плазмы, создаваемое излучением с длиной волны 13.5 нм, зарегистрированное при помощи периодического МЗ с $\lambda \approx 13.5$ нм в комбинации со свободновисящим многослойным абсорбционным Zr/Si-фильтром (слева условно показано сопло клапана). Область свечения имеет колоколообразный максимум интенсивности, размеры которого (FWHM) составляют 1.45 мм вдоль луча лазера и 0.24 мм в поперечном направлении.

лось около сотни спектральных линий и неразрешенных групп линий. На рис.6 представлена одна из спектрограмм Хе с указанием некоторых идентифицированных линий, принадлежащих ионам Хе VIII – Хе X. Максимум излучения в спектре Хе приходится на область 14.5–17 нм. Спад интенсивности излучения при $\lambda < 14.5$ нм обусловлен фотопоглощением в относительно холодной периферии струи ксенона, окружающей плазменный объем, излучающий в МР диапазоне. В пользу этого говорит, в частности, тот факт, что коротковолновый спад интенсивности в спектре изменяется при изменении положения оси лазерного пучка относительно оси струи; при этом изменяется толщина поглощающего слоя по лучу зрения. Поглощение может быть настолько сильным, что излучение из центральной части плазменного столба с длиной волны менее ~15 нм почти полностью поглощается, а наблюдается лишь свечение из верхней и нижней частей столба. Наблюдающееся «раздвоение» начинается в районе $\lambda \sim 16 - 17$ нм и увеличивается с уменьшением длины волны,

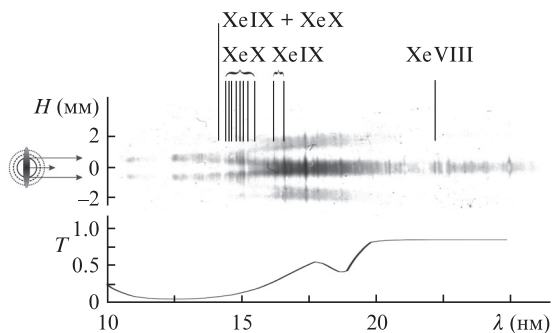


Рис.6. Спектрограмма излучения Xe с указанием некоторых идентифицированных линий, принадлежащих ионам Xe VIII – Xe X, и пропускание слоя Xe толщиной 0.5 мм с концентрацией $2.2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

достигая примерно 1.3 мм – диаметра струи (по основанию) на расстоянии 0.5 мм от сопла. Внизу на рис.6 приведено расчетное пропускание нейтрального ксенона с концентрацией $2.2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ($p = 0.09 \text{ атм}$) в слое толщиной 0.5 мм. Видно, что поглощение возрастает при уменьшении длины волны от 20 до 12.5 нм, где оптическая толщина $\tau = \mu_a n_{\text{XeI}} r \approx 3$ (μ_a – сечение фотопоглощения, n_{XeI} – концентрация XeI, r – радиус струи). Сильное фотопоглощение в интересующем нас диапазоне связано прежде всего с отрывом 4d-электрона в нейтральном XeI. (Энергия связи 4d-электрона в нейтральном ксеноне составляет 69.5 эВ, что соответствует длине волны 17.8 нм.) Таким образом, стигматичность спектрометра позволила продемонстрировать роль реабсорбции при формировании спектрально-пространственной картины интенсивности излучения лазерно-плазменного МР источника, возбуждаемого в струе Xe в вакууме.

Проведено спектроскопическое исследование перезарядки многозарядных ионов лазерной плазмы на атомах струи благородного газа в вакууме [19, 20]. Лазерная плазма создавалась при облучении твердотельной мишени импульсом излучения лазера на кристалле ортоалюмината иттрия, легированного неодимом (Nd: YAlO₃, 0.5 Дж, 6 нс, 1.08 мкм). Ось газовой струи, параллельная плоскости мишени, находилась от нее на расстоянии $\sim 1 \text{ см}$ (рис.7). Поток многозарядных ионов, образованный при фокусировке наносекундных лазерных импульсов на твердотельную мишень, направлен на сверхзвуковую струю, при взаимодействии с которой происходит перезарядка. Поле зрения спектрографа составляет 20 мм по вертикали и охватывает как область свечения лазерной плазмы вблизи твердотельной мишени, так и область перезарядки, что позволяет регистрировать пространственную картину взаимодействия плазма–газ. Расстояние между осью плазменного конуса и входной щелью составляет 15 мм, что с учетом приемного угла спектрографа дает ширину регистрируемой зоны 0.75 мм. Одновременная регистрация большого количества спектральных линий в области перезарядки позволяет получить информацию о распределении продуктов перезарядки по кратностям ионизации и уровням энергии.

При облучении мишени из бора регистрировалась перезарядка ядер B^{5+} на атомах He, Ne и Xe (потенциалы ионизации из основного состояния 24.6, 21.6 и 12.1 эВ), которая сопровождалась заселением возбужденных состояний водородоподобных ионов BV с $n = 3, 4$ и 5 (рис.8,а). В эксперименте регистрировались спектральные линии, обусловленные переходами серии Бальмера H_α ($3 \rightarrow 2, \lambda =$

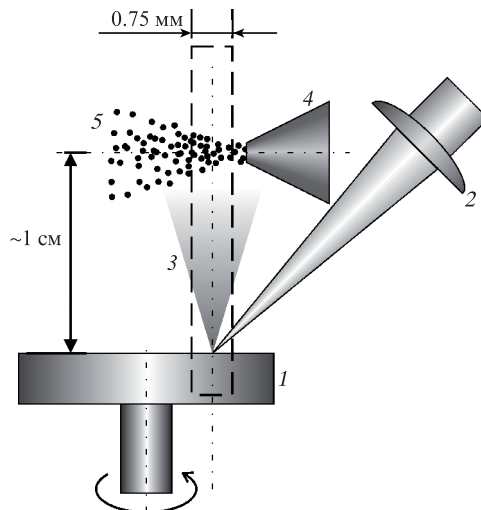


Рис.7. Взаимное расположение конуса разлета лазерной плазмы и струи благородного газа:

1 – вращающаяся мишень; 2 – линза, фокусирующая лазерное излучение; 3 – лазерная плазма; 4 – сопло импульсного газового клапана; 5 – струя газа (штриховыми линиями ограничено поле зрения спектрографа).

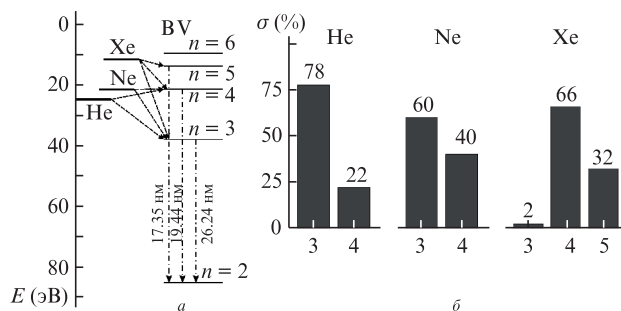


Рис.8. Диаграмма перезарядки ядер бора (BVI) на атомах инертных газов He, Ne и Xe. Штриховыми стрелками показаны наблюдающиеся в эксперименте переходы электрона от атома-донора к многозарядному иону BV, штрих-пунктирными – наблюдаемые переходы серии Бальмера (а). Изменение распределения парциальных сечений перезарядки по уровням иона BV при смене газа (б).

26.24 нм), H_β ($4 \rightarrow 2, \lambda = 19.44 \text{ нм}$) и H_γ ($5 \rightarrow 2, \lambda = 17.35 \text{ нм}$). По относительным интенсивностям бальмеровских линий (с учетом каскадных радиационных переходов) оценивались парциальные сечения перезарядки (рис.8,б). С уменьшением потенциала ионизации иона–донора «центр тяжести» перезарядки смещался в сторону более высоких n , что отражает квазирезонансный характер перезарядки. В работе [20] также исследовалась многоэлектронная перезарядка ионов фтора на атомах Ne. В качестве лазерной мишени в эксперименте использовался вращающийся диск LiF, и линии ионов Li способствовали идентификации спектра. На рис.9 приведена спектрально-пространственная картина перезарядки, зарегистрированная в эксперименте с острой фокусировкой лазерного пучка (т. е. с высокой кратностью ионизации ионов в лазерной плазме). Вертикальная ось дает информацию о пространственном распределении излучающих ионов по направлению удаления от поверхности мишени, горизонтальная ось – ось дисперсии. Видно, что спектры излучения в области генерации лазерной плазмы и в области перезарядки очень сильно различаются.

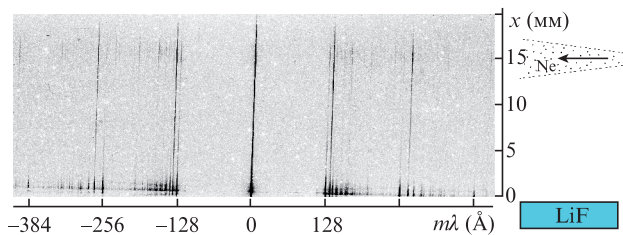


Рис.9. Спектрально-пространственная картина перезарядки ионов лития и фтора на струе атомов неона.

Недавно такое широкополосное МЗ (Mo/Si) с оптимизацией на максимальное равномерное отражение в области 12.5–25 нм было использовано для регистрации спектра МР излучения, отраженного от релятивистского «летающего зеркала» [22–24]. В эксперименте применялся МР спектрограф, собранный по схеме рис.1, но без входной щели. На рис.10 представлен зарегистрированный спектр, образованный при отражении фемтосекундных импульсов Ti:сапфирового лазера от релятивистской кильватерной плазменной волны «летающего зеркала», возбуждаемой фемтосекундным импульсом мультитераваттного лазера. Конверсия видимого света в МР излучение происходит за счет двойного доплер-эффекта. МР излучение исходит из области диаметром ~16 мкм, что приблизительно соответствует размеру фокального пятна (в вакууме) излучения мультитераваттного возбуждающего лазера.

4. Широкополосные многослойные зеркала в области $\lambda \leq 12.5$ нм

Продвижение за L-край кремния, т.е. в область длин волн короче 12.5 нм, требует использования иной пары материалов, чем Mo/Si. Анализ оптических констант элементов показал, что наилучшие результаты следовало ожидать от ураносодержащих многослойных структур (речь идет, разумеется, об обедненном уране, основной

составляющей которого является ^{238}U). Нами были проведены расчеты разных аперриодических МС для спектрального диапазона 6.7–11.1 нм, учитывающие оптические константы чистых материалов. Так, аперриодическая многослойная структура $\text{U}/\text{B}_4\text{C}$ могла бы обеспечить равномерное отражение ~7.5% на интервале 6.7–11.1 нм, а структура U/C – отражение ~4% на интервале 4.4–7 нм. Неплохие результаты могла бы давать пара $\text{La}/\text{B}_4\text{C}$ (~4.2%) в области 6.6 – 11 нм.

Изучению оптических свойств ураносодержащих зеркал посвящен целый ряд работ [32–34]. Вместе с тем, в литературе, насколько нам известно, нет сообщений о синтезе стабильных МЗ с нанослоями химически чистого урана. Этому препятствует высокая химическая активность U (он окисляется и разрыхляется, если только пленка урана не находится в условиях сверхвысокого вакуума). Анализируя проблему создания стабильных МЗ на основе ураносодержащих материалов, авторы работы [35] пришли к выводу, что для области $\lambda > 4.5$ нм целесообразно использовать карбиды урана (UC , U_2C_3) и, возможно, трехкомпонентное вещество типа $(\text{UC})_{1-x}(\text{UN})_x$. Очевидно, однако, что по мере уменьшения доли атомов урана в ураносодержащем слое его преимущество как носителя благоприятных оптических констант (больших значений δ и β) будет уменьшаться. Есть сообщения о синтезе периодических МЗ ($\text{La}/\text{B}_4\text{C}(\text{B}_5\text{C})$) на длину волны ~6.7 нм [36, 37], но их коэффициенты отражения при нормальном падении оказываются существенно ниже теоретического предела, что связано с образованием относительно толстых переходных слоев.

Хорошие результаты дают бериллийсодержащие МЗ. Сообщалось о синтезе периодического зеркала (слои Mo/Be, 70 периодов) с коэффициентом отражения 68.7% на длине волны 11.3 нм [38]. Расчеты аперриодических бериллийсодержащих широкополосных МЗ показывают, что можно ожидать коэффициентов отражения ~0.2 при нормальном падении в полосе 11.1–13.5 нм (23% для пары Rh/Be, 20% для пары Mo/Be). К сожалению, бериллий-

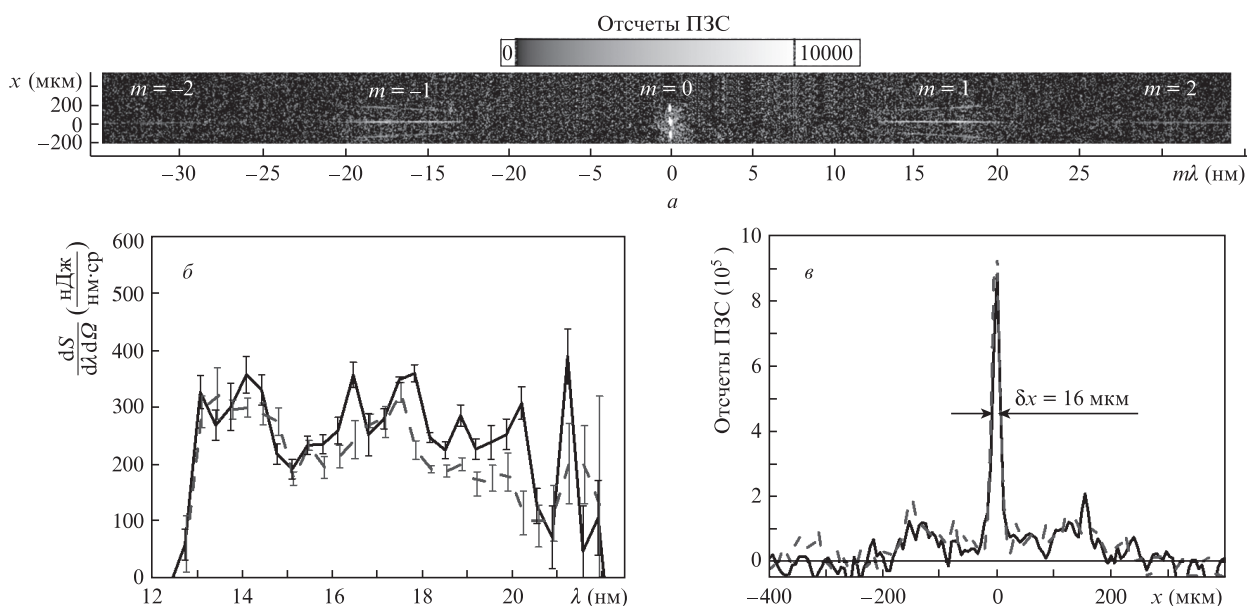


Рис.10. Спектр излучения, отраженного от релятивистского «летающего зеркала» [22–24]; часть изображения, полученного на рентгеновском ПЗС-детекторе; видны несколько порядков дифракции на решетке (5000 линий/мм) и ее поддерживающей структуре (250 линий/мм, перпендикулярно рабочим штрихам) (а). Спектры излучения, полученные из 1-го и –1-го порядков дифракции (S – полная энергия МР импульса) (б). Вертикальные сечения спектра в 1-м и –1-м порядках дифракции, характеризующие размер (FWHM) источника МР излучения (в).

содержащие МЗ эффективны лишь до К-края поглощения Ве (около 11.1 нм).

Такое положение дел побудило нас продолжить поиск пар материалов, пригодных для создания эффективных аперриодических МЗ для области длин волн короче ~ 13 нм. Ставилась цель выяснить принципиальную возможность создания широкополосных зеркал нормального падения в области $\lambda < 13$ нм и рассчитать их предельно достижимые характеристики, обусловленные оптическими константами соответствующих элементов. При этом мы исходили из убеждения, что технологические трудности, если они возникнут на пути синтеза зеркал, будут преодолены подобно тому, как были преодолены трудности при создании стабильных МЗ на основе пары Mg/Si за счет нанесения барьерных слоев, препятствующих взаимодиффузии основных слоев структуры [39].

Сформулировать аналитический критерий, который указывал бы на оптимальную пару веществ для поставленной нами задачи, не удастся. Окончательное слово принадлежит численному расчету. Однако известно, что отражение от каждого интерфейса будет тем сильнее, чем больше разница δ и β у соответствующих веществ. Поэтому для МЗ следует выбирать пары веществ, обладающих большим коэффициентом отражения от границы раздела и не слишком большим поглощением, чтобы эффективное число интерферирующих отраженных лучей было достаточно большим.

Были проанализированы оптические константы 18 веществ (Y, Zr, Nb, Mo, Ru, Rh, Pd, Ag, Si, B₄C, C, Ti, Co, W, Ni, Cr, Sb, Sc), не имеющих краев поглощения в диапазоне 8–12.5 нм, и отобраны наиболее перспективные из них для создания МЗ в этой области. Палладий обладает заметным отличием действительной составляющей показателя преломления от единицы по сравнению с другими элементами, в то время как мнимая составляющая не очень велика в нужной нам области, что определяет выбор палладия в качестве первого из компонентов МЗ. В качестве второго компонента больше всего подходят Y и B₄C. Численный эксперимент показал, что лучшими парами для синтеза МЗ для указанной области спектра являются Pd/Y и Ag/Y.

На рис.11 представлены коэффициенты отражения различных периодических МС, оптимизированных на максимальное отражение при нормальном падении на длине

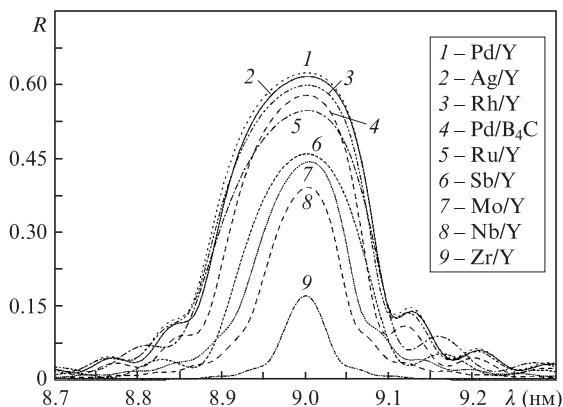


Рис.11. Спектральные профили коэффициента отражения периодических МС Pd/Y, Ag/Y, Rh/Y, Pd/B₄C, Ru/Y, Sb/Y, Mo/Y, Nb/Y и Zr/Y, оптимизированных на максимальное отражение на $\lambda = 9.0$ нм (расчет без учета переходных слоев).

Табл.1. Отражательные характеристики периодических МС с максимумом отражения на длине волны 9 нм (расчет без учета переходных слоев).

Пара материалов	N	R_{\max} (%)	FWHM (нм)	J_{λ} (нм) в области 80–100 нм
Pd/Y	200	62	0.192	0.147
Ag/Y	200	62	0.186	0.140
Rh/Y	200	60	0.186	0.138
Pd/B ₄ C	200	58	0.160	0.114
Ru/Y	150	55	0.191	0.125
Sb/Y	150	46	0.153	0.083
Mo/Y	300	44	0.119	0.069
Nb/Y	350	39	0.099	0.051
Zr/Y	400	17	0.058	0.014

волны 9 нм (без учета переходных слоев и шероховатостей подложки). Наилучшие результаты дают пары Pd/Y (62%), Ag/Y (62%), Rh/Y (60%) и Pd/B₄C (58%). Количество слоев МС выбиралось таким образом, чтобы достигался эффект насыщения. В табл.1 представлены значения коэффициента отражения в максимуме, ширины (FWHM) спектра отражения и интегральные коэффициенты отражения \mathfrak{Z}_{λ} в диапазоне 8–10 нм для ряда МС.

При расчете широкополосных МЗ параметрами оптимизации являлись толщины слоев. Длинноволновая граница области оптимизации была фиксирована на $\lambda = 13$ нм, а положение коротковолновой границы варьировалось. Структуры Ag/Y и Pd/Y, оптимизированные на максимальное равномерное отражение в диапазоне 9–13 нм при почти нормальном падении (5°), обеспечивают коэффициент отражения 11.5% и 11.4% соответственно. Сдвиг коротковолновой границы на 8.5 нм приводит к уменьшению равномерных коэффициентов отражения у них до 9.5% и 9.2%. В диапазоне 8–13 нм структура Ag/Y способна обеспечить равномерный коэффициент отражения 7.2%. Структура Rh/Y обеспечивает $\bar{R} = 8.0\%$ в диапазоне 9–13 нм, а структура Pd/B₄C дает $\bar{R} = 8.8\%$ (рис.12). Интегральный коэффициент отражения ($\mathfrak{Z}_{\lambda} = \int R(\lambda)d\lambda$) в интервале 7.5–15 нм у структур Ag/Y, оптимизированных на равномерное отражение на интервалах 9–13, 8.5–13 и

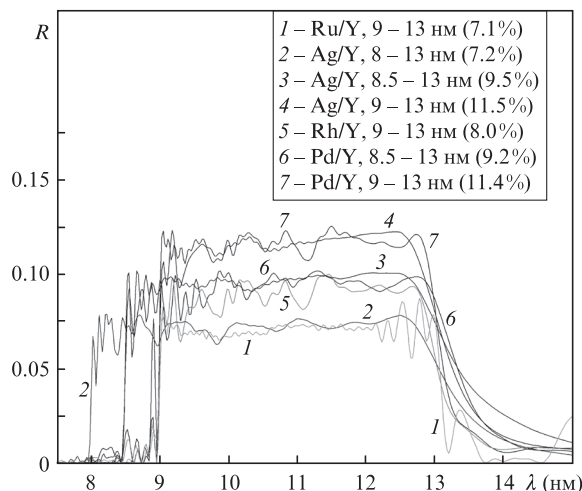


Рис.12. Спектральные профили коэффициента отражения аперриодических МС на основе Pd/Y, Ag/Y, Rh/Y и Ru/Y, оптимизированных на максимальное равномерное отражение в диапазонах 8–13, 8.5–13 и 9–13 нм (расчет без учета переходных слоев).

Табл.2. Отражательные характеристики аперриодических МС (расчет без учета переходных слоев).

Пара материалов	N	Область оптимизации (нм)	\bar{R} (%)	J_λ (нм) в области 7.5–15 нм
Ag/Y	200	9–13	11.5	0.517
Ag/Y	200	8.5–13	9.5	0.495
Ag/Y	200	8–13	7.2	0.396
Pd/Y	150	9–13	11.4	0.497
Pd/Y	150	8.5–13	9.2	0.470
Rh/Y	200	9–13	8.0	0.388
Ru/Y	150	9–13	7.1	0.312
Pd/B ₄ C	150	9–13	8.8	0.38

8–13 нм, составляет 0.517, 0.495 и 0.396 нм соответственно. В табл.2 для ряда структур представлены значения равномерного коэффициента отражения на указанных интервалах оптимизации, а также значения интегрального коэффициента на октаве длин волн 7.5–15 нм. О параметрах переходных слоев в МС, содержащих Ag, насколько нам известно, пока не сообщалось.

5. Широкополосные поляризационные элементы на основе аперриодических структур

В работе [3] было указано, что аперриодические МС могут служить широкополосными зеркалами-поляризаторами при фиксированном угле падения излучения. Были рассчитаны аперриодические МС, оптимизированные на равномерное отражение в диапазонах 8.8–12.4 нм (структура Rh/B₄C, оптимальный угол падения $\theta = 42.5^\circ$), 13–19 нм (Mo/Si, $\theta = 41^\circ$) и 19–30 нм (MoSi₂/Si, $\theta = 41.5^\circ$) и практически не отражающие в этих диапазонах р-поляризованное излучение. Так, у поляризатора на основе Mo/Si во всем рабочем диапазоне (13–19 нм) поляризующая способность $P(\lambda) = (R_s - R_p)/(R_s + R_p)$ изменяется от единицы до 0.94, убывая до 0.88 при $\lambda = 20$ нм. При этом расчетный коэффициент отражения s-поляризованного излучения составляет 34% (без учета переходных слоев).

Позднее подобный однозеркальный поляризатор со спектральной шириной около 3 нм с центром на длине волны 14.25 нм был синтезирован в работе [40], причем при расчете структуры авторами учитывалось образование переходных слоев в форме силицида MoSi₂ фиксированной толщины (см. выше). Благодаря этому измеренный коэффициент отражения для s-поляризованного излучения (~0.2) оказался близок к расчетному и был достаточно равномерным.

В работе [41] сообщалось о создании трех широкополосных поляризаторов на основе аперриодических Mo/Si-структур на области 15–17, 14–18 и 13–19 нм. Во всех трех случаях измеренное значение $P(\lambda)$ оказалось близким к расчетному во всем рабочем интервале длин волн, причем измеренные средние (на рабочем интервале) значения составили соответственно 0.987, 0.986 и 0.980. Коэффициенты отражения были несколько ниже расчетных и изменялись в пределах 36%–38%, 17%–25% и 15%–27% против расчетных средних значений 50.0%, 35.0% и 30.4% соответственно. При этом учет переходных слоев, по-видимому, не проводился.

В работе [42] сообщалось о создании широкополосных Mo/Y-поляризаторов на области 8.5–10.1 и 9.1–11.7 нм с коэффициентами отражения для s-поляризованного излучения 5.5% и 6.1%. При этом измеренная средняя поля-

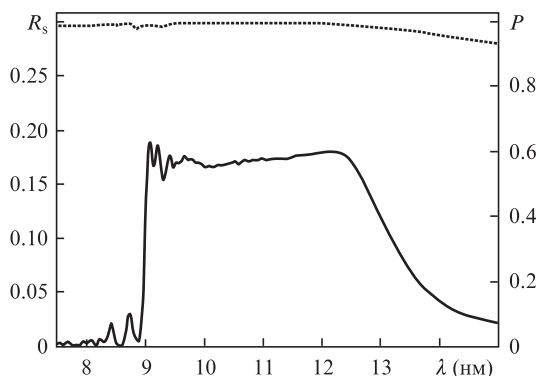


Рис.13. Коэффициент отражения (сплошная кривая) и поляризующая способность (пунктирная кривая) структуры Ag/Y, оптимизированной на максимальное равномерное отражение в диапазоне 9–13 нм при угле падения 44° .

ризующая способность составила $98.79\% \pm 0.32\%$ и $96.48\% \pm 0.70\%$ соответственно.

В работе [43] был рассчитан и синтезирован фазосдвигающий оптический элемент, представляющий собой аперриодическую многослойную Mo/Si-структуру на мембране нитрида кремния, работающую на пропускание. Измеренный сдвиг фазы между s- и р-поляризованным излучением составил 42° в диапазоне длин волн 13.8–15.5 нм.

Используя пары материалов, оптимальные для диапазона 9–13 нм (см. разд.4), мы рассчитали МС, обладающую максимальным равномерным отражением в указанном диапазоне при угле падения 42° и одновременно высокой поляризующей способностью во всем интервале. На рис.13 представлен коэффициент отражения R_s (сплошная кривая) и поляризующая способность P (штриховая кривая) МС на основе Ag/Y. Средние значения R_s и P составляют 16.9% и 99.4% соответственно.

6. Заключение

В настоящее время в оптике МР диапазона спектра сформировалось направление аперриодической многослойной оптики. Применение аперриодических структур позволяет расширить возможности многослойной оптики и удовлетворить ряду иных оптимизационных критериев, помимо достижения максимально высокого коэффициента отражения в относительно узком интервале длин волн (или углов падения). Синтезированы и применяются в спектроскопии аперриодические структуры на основе Mo/Si, обладающие равномерным отражением в широком спектральном интервале (12.5–25 нм) при нормальном падении излучения. В зарубежных лабораториях проявляют большой интерес к синтезу широкополосных поляризаторов, работающих при постоянном угле падения, синтезирован также фазовращатель, работающий на пропускание. Продвижение в область $\lambda < 12.5$ нм возможно при использовании иных пар материалов, кроме Mo и Si, и достигается ценой уменьшения коэффициентов равномерного отражения. Расчеты показывают, что в диапазоне 9–13 нм можно получить $R = 10\%$.

Работа была выполнена при поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» ГК № 14.740.11.0091 и 02.740.11.0447, программы ОФН РАН «Фундаментальная оптическая спектроскопия

и ее приложения», Регионального общественного Фонда содействия отечественной науке и Учебно-научного комплекса ФИАН. Пользуясь случаем, хотим выразить благодарность Е.Н.Зубареву и В.А.Северюковой за помощь в проведении электронно-микроскопических исследований.

1. Spiller E. *Appl. Phys. Lett.*, **20** (9), 365 (1972).
2. Виноградов А.В., Зельдович Б.Я. *Оптика и спектроскопия*, **42** (4), 709 (1977).
3. Колачевский Н.Н., Пирожков А.С., Рагозин Е.Н. *Квантовая электроника*, **30** (5), 428 (2000).
4. Бейгман И.Л., Пирожков А.С., Рагозин Е.Н. *Письма в ЖЭТФ*, **74** (3), 167 (2001).
5. Beigman I.L., Pirozhkov A.S., Ragozin E.N. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, **4**, 433 (2002).
6. Meekins J.F., Cruddace R.G., Gursky H. *Appl. Opt.*, **26** (6), 990 (1987).
7. Van Loevezijn P., Schlatmann R., Verhoeven J., van Tiggelen B.A., Gullikson E.M. *Appl. Opt.*, **35** (19), 3614 (1996).
8. Balakireva L.L., Kozhevnikov I.V. *J. X-Ray Sci. Technol.*, **6** (2), 150 (1996).
9. Joensen K.D., Gorenstein P., Wood J., Christensen F.E., Høghøj P. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **2279**, 180 (1994).
10. Ziegler E., Bukreeva I.N., Kozhevnikov I.V., Pirozhkov A.S., Ragozin E.N. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3737**, 386 (1999).
11. Morawe Ch., Ziegler E., Peffen J.-Ch., Kozhevnikov I.V. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, **493** (3), 189 (2002).
12. Кондратенко В.В., Левашов В.Е., Першин Ю.П., Пирожков А.С., Рагозин Е.Н. *Кр. сообщ. физ. ФИАН*, **7**, 32 (2001).
13. Ragozin E.N., Kondratenko V.V., Levashov V.E., Pershin Yu.P., Pirozhkov A.S. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4782**, 176 (2002).
14. Вишняков Е.А., Медников К.Н., Перцов А.А., Рагозин Е.Н., Рева А.А., Ульянов А.С., Шестов С.В. *Квантовая электроника*, **39** (5), 474 (2009).
15. Ragozin E.N., Mednikov K.N., Pertsov A.A., Pirozhkov A.S., Reva A.A., Shestov S.V., Ulyanov A.S., Vishnyakov E.A. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **7360**, 73600N (2009).
16. Капралов В.Г., Корде Р., Левашов В.Е., Пирожков А.С., Рагозин Е.Н. *Квантовая электроника*, **32** (2), 149 (2002).
17. Levashov V.E., Mednikov K.N., Pirozhkov A.S., Ragozin E.N. *Radiat. Phys. Chem.*, **75** (11), 1819 (2006).
18. Левашов В.Е., Медников К.Н., Пирожков А.С., Рагозин Е.Н. *Квантовая электроника*, **36** (6), 549 (2006).
19. Бейгман И.Л., Левашов В.Е., Медников К.Н., Пирожков А.С., Рагозин Е.Н., Толстихина И.Ю. *Квантовая электроника*, **37** (11), 1060 (2007).
20. Бейгман И.Л., Вишняков Е.А., Лугинин М.С., Рагозин Е.Н., Толстихина И.Ю. *Квантовая электроника*, **40** (6), 545 (2010).
21. Louis E., Khorsand A.R., Sobierajski R., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **7361**, 73610I (2009).
22. Kando M., Pirozhkov A.S., Kawase K., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **103** (23), 235003 (2009).
23. Pirozhkov A.S., Kando M., Esirkepov T.Zh., et al. *AIP Conf. Proc.*, **1153**, 274 (2009).
24. Pirozhkov A.S., Kando M., Esirkepov T.Zh., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **8140**, 81400A (2011).
25. Henke B.L., Gullikson E.M., Davis J.C. *At. Data Nucl. Data Tables*, **54**, 181 (1993); Soufli R., Gullikson E.M. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3113**, 222 (1997); <http://henke.lbl.gov/optical_constants/>.
26. Parratt L.G. *Phys. Rev.*, **95** (4), 359 (1954).
27. Виноградов А.В., Кожевников И.В. *Труды ФИАН*, **196**, 62 (1989).
28. Зубарев Е.Н., Кондратенко В.В., Польцева О.В., Северюкова В.А., Федоренко А.И., Юлин С.А. *Металлофизика и новейшие технологии*, **19** (8), 56 (1997).
29. LARGERON C., QUESNEL E., THIBAUT J. *Phil. Mag.*, **86** (19), 2865 (2006).
30. Stearns D.G., Rosen R.S., Vernon S.P. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **1547**, 2 (1991).
31. Maury H., Jonnard P., André J.-M., Gautier J., Roulliy M., Bridou F., Delmotte F., Ravet M.-F., Jérôme A., Holliger P. *Thin Solid Films*, **514**, 278 (2006).
32. Allred D.D., Squires M.B., Turley R.S., Cash W.C., Shipley A.F. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4782**, 212 (2002).
33. Sandberg R.L., Allred D.D., Johnson J.E., Turley R.S. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5193**, 191 (2004).
34. Артиюков И.А., Виноградов А.В., Вихляев Д.А., Воронов Д.Л., Кондратенко В.В., Липин А.В., Осташев В.И., Пронин В.А., Сагитов С.А., Удовский А.Л., Успенский Ю.А., Фещенко Р.М. *Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования*, **5**, 9 (2007).
35. Artiukov I.A., Fechtchenko R.M., Udovskii A.L., Uspenskii Yu.A., Vinogradov A.V. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, **517**, 372 (2004).
36. Platonov Yu.Yu., Gomez L., Broadway D. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4782**, 152 (2002).
37. Барышева М.М., Андреев С.С., Вайнер С.А., Гусев С.А., Зуев С.Ю., Пестов А.Е., Полковников В.Н., Салащенко Н.Н., Чхало Н.Н. *Рабочее совещание «Рентгеновская оптика – 2008»* (Черноголовка: ИПТМ РАН, 2008, с. 32).
38. Skulina K.M., Alford C.S., Bionta R.M., Makowiecki D.M., Gullikson E.M., Soufli R., Kortright J.B., Underwood J.H. *Appl. Opt.*, **34** (19), 3727 (1995).
39. Зуев С.Ю., Полковников В.Н., Салащенко Н.Н. *Труды XII Междунар. симп. «Нанофизика и наноэлектроника»* (Н.Новгород: ИФМ РАН, 2008, т. 2, с. 227).
40. Aquila A.L., Salmassi F., Dollar F., Liu Y., Gullikson E.M. *Opt. Express*, **14** (21), 10073 (2006).
41. Wang Z., Wang H., Zhu J., Wang F., Gu Z., Chen L., Michette A.G., Powell A.K., Pfauntsch S.J., Schäfers F. *J. Appl. Phys.*, **99** (5), 056108 (2006).
42. Wang Z., Wang H., Zhu J., Xu Y., Zhang S., Li C., Wang F., Zhang Z., Wu Y., Cheng X., Chen L., Michette A.G., Powell A.K., Pfauntsch S.J., Schäfers F., Gaupp A., MacDonald M. *Appl. Phys. Lett.*, **89** (24), 241120 (2007).
43. Wang Z., Wang H., Zhu J., Zhang Z., Xu Y., Zhang S., Wu W., Wang F., Wang B., Liu L., Chen L., Michette A.G., Powell A.K., Pfauntsch S.J., Schäfers F., Gaupp A., MacDonald M. *Appl. Phys. Lett.*, **90** (3), 031901 (2007).