

Широкополосные рентгенооптические элементы на основе апериодических многослойных структур

Н.Н.Колачевский, А.С.Пирожков, Е.Н.Рагозин

Исследованы возможности апериодических многослойных структур (АМС), оптимизированных для получения заданного спектра отражения в рентгеновском диапазоне ($\lambda < 300 \text{ \AA}$), а также исходя из других критериев. Установлено, что среди множества реализаций АМС существуют такие, которые превосходят периодическую структуру по ширине рабочего диапазона, интегральному коэффициенту отражения и коэффициенту отражения в максимуме. Предложены новые типы рентгенооптических элементов на основе АМС. Найдены АМС с постоянными коэффициентами отражения R в интервалах $130 - 190 \text{ \AA}$ ($R = 24\%$), $130 - 300 \text{ \AA}$ ($R = 15\%$) и т. п. при нормальном падении излучения, а также АМС, обладающие высокой поляризующей способностью и постоянным R в широком интервале длин волн при фиксированном угле падения. Рассчитаны АМС с несколькими изолированными максимумами отражения, не являющимися брэгговскими порядками друг друга. Проведена оптимизация АМС, предназначенных для работы в жестком рентгеновском диапазоне при скользящем падении излучения. Продемонстрирована эффективность разработанного метода при оптимизации АМС с очень большим ($\sim 10^3$) числом слоев.

Ключевые слова: рентгеновское излучение, многослойные зеркала, многослойные апериодические структуры.

Введение

Предложение использовать многослойные зеркала (МЗ) для отражения мягкого рентгеновского излучения (МРИ) ($\lambda \leq 300 \text{ \AA}$) было высказано более 20 лет назад [1, 2]. За это время была разработана технология изготовления эффективных МЗ, которые стали неотъемлемой частью лабораторного и астрофизического экспериментов. В диапазоне $20 - 300 \text{ \AA}$ используются МЗ при нормальном и наклонном падении излучения. При малых скользящих углах падения МЗ способны эффективно отражать жесткое рентгеновское излучение [3].

Перечислим некоторые примеры использования многослойной оптики. Во-первых, вогнутые МЗ применяются для фокусировки пучков рентгеновских лазеров, синхротронного излучения, излучения лазерной плазмы и других лабораторных источников. Объективы, состоящие из двух и более МЗ, применяются в рентгеновской микроскопии, микроанализе и системах проекционной рентгеновской литографии. Реализован интерферометр Маха – Цендера с многослойными делителями пучка в области $\lambda = 155 \text{ \AA}$ (длина волны рентгеновского лазера на Ne-подобном ионе Y XXX) [4].

Плоские МЗ при наклонном падении используются в качестве поляризаторов рентгеновского пучка [5, 6]. В астрономии МЗ применяются при создании рентгеновских телескопов для построения изображений Солнца и других источников. В сочетании с абсорбционными фильтрами плоские МЗ при наклонном (в том числе скользящем) падении излучения служат в качестве отражательных фильтров в рентгеновских спектрометрах

для измерения интенсивности излучения высокотемпературной плазмы (токамак, лазерная плазма) с невысоким спектральным разрешением ($\lambda/\delta\lambda \leq 10^2$) [7].

Сравнительно недавно было положено начало применению МЗ в дисперсионной спектроскопии для получения спектров лазерной плазмы с высоким спектральным и пространственным разрешением [8, 9] и построения монохроматических спектральных изображений Солнца [10]. В сочетании с диспергирующим элементом (большеапертурной пропускающей или отражательной дифракционной решеткой) фокусирующие МЗ нормального падения позволили создать спектрометры, обладающие одновременно стигматизмом, высоким (10^4 и более) спектральным разрешением и высокой светосилой – совокупностью свойств, ранее присущей лишь приборам видимого и ближнего УФ диапазонов. Рабочий диапазон таких спектрометров ограничен полосой резонансного отражения используемых МЗ.

Однако существует потребность и в спектрометрах обзорного типа с достаточно широким рабочим диапазоном (например, с $\Delta\lambda/\lambda \sim 0.5 - 1$). Одна из возможностей состоит в использовании фокусирующего МЗ с сильным градиентом периода многослойной структуры по апертуре. Таким путем удалось создать стигматический спектрограф для области $110 - 300 \text{ \AA}$ [11]. Принципиально другой путь состоит в поиске и синтезе многослойных структур, обладающих достаточно широкой полосой отражения. Очевидно, что речь идет о нерегулярных (апериодических) структурах, т. к. оптимизация периодической структуры исчерпывается варьированием параметра γ (см. ниже) и сохраняет резонансный характер отражения.

Современные МЗ представляют собой наноструктуры, состоящие из чередующихся слоев двух различных веществ (А/В), нанесенных на плоскую или фигурную подложку с высоким качеством полировки. При нанесении структуры удается добиться постоянства толщины

слоев по глубине с погрешностью порядка 1 \AA . Спектральный контур коэффициента отражения $R(\lambda)$ такой регулярной структуры имеет вид резонансной кривой с максимумом на длине волны λ_{\max} , определяемой известным условием Брэгга

$$m\lambda_{\max} \approx 2nd \cos \theta,$$

где $d = d_A + d_B$ – период структуры; n – средний по периоду показатель преломления; θ – отсчитанный от нормали угол падения излучения; m – порядок отражения. Ширина резонансного максимума $\Delta\lambda_{1/2}$ определяется эффективным числом интерферирующих лучей, зависящим от коэффициента поглощения на данной длине волны, а также в некоторой степени отношением толщины одного из слоев (обычно имеют в виду сильно поглощающий материал) к периоду $\gamma = d_A/d$. Число слоев может составлять от ~ 10 до нескольких сотен, а относительная ширина максимума $\Delta\lambda_{1/2}/\lambda_{\max}$ – от 0.1 в области 300 \AA до 0.01 в коротковолновой области.

Отметим, что в литературе уже началось обсуждение возможностей аperiodических многослойных структур (АМС), прежде всего с точки зрения максимизации интегрального коэффициента отражения \mathfrak{J} [12–15]. Рассматривалась задача о МЗ, способном отражать МРИ на двух длинах волн [16]. В цитированной выше работе [3] сообщалось о синтезе МЗ (W/Si), предназначенного для отражения рентгеновского излучения с энергией фотона до 70 кэВ (0.18 \AA) при скользком угле падения $\theta = 3$ мрад. Период МЗ монотонно уменьшался в глубину (концепция так называемого суперзеркала). Предложен аналитический метод для расчета АМС с заданным профилем $R(\lambda)$ в жестком рентгеновском диапазоне [17].

Общая постановка задачи заключается в нахождении АМС, обладающих какими-либо привлекательными наперед заданными характеристиками (например, определенным спектральным контуром коэффициента отражения, высокой поляризующей способностью и т. п.). Ближайшей целью настоящей работы был поиск АМС с широкой, насколько это возможно, полосой отражения для использования в дисперсионной спектроскопии. Для решения этих задач был разработан вычислительный метод, позволяющий оптимизировать многослойную структуру с точки зрения самых разных критериев. Описываемый ниже численный метод эффективен при оптимизации АМС, предназначенных для работы во всем рентгеновском диапазоне ($\lambda < 300 \text{ \AA}$) с различными углами падения излучения (в том числе, с малыми (скользящими) углами падения). При этом число слоев АМС может быть весьма велико ($\sim 10^3$).

1. Численный метод

Говоря о многослойной структуре $\{l_j\}, j = 1, \dots, N$, далее будем иметь в виду, что она состоит из N чередующихся слоев двух различных веществ, нанесенных на идеально гладкую подложку из какого-либо материала, выбор которого чаще всего имеет значение лишь с точки зрения технологии изготовления. Межслойными шероховатостями и наличием переходных слоев на этом этапе мы пренебрегаем. Нумерация слоев идет вглубь, по направлению к подложке; нечетные и четные слои образованы различными материалами, характеризующимися комплексными диэлектрическими постоянными вида

$\varepsilon_{A,B} = n_{A,B}^2 = 1 - \delta_{A,B} + i\beta_{A,B}$. Оптические константы материалов δ_A, β_A и δ_B, β_B связаны с атомными факторами рассеяния $f = f_1 + if_2$ соотношением

$$\begin{pmatrix} \delta \\ \beta \end{pmatrix} = \frac{r_0}{\pi} \lambda^2 N_a \begin{pmatrix} f_1 \\ f_2 \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где $r_0 = e^2/m_e c^2$ – классический радиус электрона; N_a – концентрация атомов. Бывает удобен другой вид этой формулы:

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

где λ выражено 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 более общее выражение:

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

где α_i – доля атомов сорта A_i . В литературе имеются данные об атомных факторах рассеяния для элементов с зарядом ядра от 1 до 92 в диапазоне энергии фотонов $10 \text{ эВ} - 30 \text{ кэВ}$ [18].

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 а priori не предполагается ни в каком смысле.

Коэффициент отражения $R_{s,p}(\lambda, \theta)$ многослойной структуры для s- и p-поляризованного излучения, падающего под углом θ («прямая задача» многослойной оптики), рассчитывался методом рекуррентных соотношений, описанным в литературе [19] и неоднократно использованным рядом авторов. Амплитудный коэффициент отражения находится из системы рекуррентных соотношений

$$r_j^F = \frac{r_j^F + r_{j+1} \exp(2i\kappa_{j+1} l_{j+1})}{1 + r_j^F r_{j+1} \exp(2i\kappa_{j+1} l_{j+1})}, \quad j = 0, \dots, N, \quad (2)$$

где

$$\kappa_j = k(\varepsilon_j - \sin^2 \theta)^{1/2}, \quad j = 0, \dots, N + 1; \quad (3)$$

θ – угол падения, отсчитанный от нормали; $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число; r_j^F – обычный амплитудный коэффициент отражения на j -й границе, определяемый формулами Френеля

$$r_j^F = \frac{\kappa_j/\eta_j - \kappa_{j+1}/\eta_{j+1}}{\kappa_j/\eta_j + \kappa_{j+1}/\eta_{j+1}}, \quad j = 0, \dots, N; \quad (4)$$

$$\eta_j = \begin{cases} 1 & \text{для s-поляризации,} \\ \varepsilon_j & \text{для p-поляризации.} \end{cases}$$

Коэффициент отражения всей структуры (по интенсивности) есть $R = |r_0|^2$. В этих расчетах мы воспользовались уточненными атомными факторами рассеяния [20], файлы с которыми доступны через Интернет.

Нахождение АМС, в наилучшем смысле удовлетворяющей какому-либо наперед заданному критерию, будем называть «обратной задачей» многослойной оптики, или задачей на оптимизацию АМС. Ключевым этапом оптимизации является задание целевой функции F_{gf} для $R(\lambda, \theta_0)$ или $R(\lambda_0, \theta)$ (нижний индекс означает, что угол падения или длина волны фиксированы). Целевая функция задавалась на каком-либо интервале длин волн или углов падения, а также на нескольких изолированных интервалах. Вводилась норма отличия коэффициента отражения от F_{gf} (оценочная функция F), подсчитываемая в области определения F_{gf} и рассматриваемая как функция N независимых переменных $\{l_j\}$.

Задание F_{gf} и вид функции F зависят от характера решаемой задачи и в конечном итоге определяют результат оптимизации. Например, простейшая постановка задачи заключается в поиске АМС, обладающей максимальным интегральным отражением \mathfrak{J} в заданном интервале длин волн или энергий фотонов. В этом случае

$$F = \mathfrak{J}_\lambda = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} R(\lambda) d\lambda \quad \text{или} \quad F = \mathfrak{J}_E = \int_{E_1}^{E_2} R(E) dE. \quad (5)$$

При нахождении АМС, коэффициент отражения которой аппроксимирует заданную функцию F_{gf} в области ее определения A , функцию F можно задавать в виде

$$F = - \int_A [F_{\text{gf}} - R(\lambda, \theta_0)]^2 \lambda^{-\nu} d\lambda, \quad (6)$$

где $\nu = 0$ или 2.

Решение «обратной задачи» многослойной оптики полным перебором невозможно. В литературе сообщалось о нескольких попытках оптимизации АМС [12–15]. Так, в [14] использовалась разновидность метода Монте-Карло. Применение этого метода ограничивается ненадежностью нахождения решения и большим временем вычислений (известно, что при больших размерностях пространства наугад выбранное направление почти перпендикулярно требуемому). Использовались и более совершенные методы нахождения экстремума – метод наискорейшего спуска [12, 13], симплекс-метод [15].

В настоящей работе экстремум функции F находился методом наискорейшего спуска, который состоит в следующем. Выбирается начальная точка $\{l_j^{(0)}\}$ в N -мерном пространстве (исходная структура) и в ней вычисляется градиент

$$\nabla F = \left\{ \frac{\partial F}{\partial l_j} \right\}, \quad j = 1, \dots, N. \quad (7)$$

Затем делается малое смещение (шаг) по направлению, задаваемому градиентом, в сторону увеличения F . Получаемая новая точка служит начальной для следующего шага, и так до тех пор, пока очередная точка не окажется вблизи максимума. Однако для разностного вычисления градиента (как и для вычисления F в точках симплекса) требуется N вычислений функции F . Время каждого вычисления также пропорционально N . Налицо характерная квадратичная зависимость времени одного шага от числа слоев проектируемой структуры. Кроме того, число требуемых шагов также, как правило, увеличивается с ростом N . Эти факторы ограничивают сложность решаемых задач и качество находимых решений.

Для уменьшения степени зависимости времени расчета от N мы вывели аналитическую формулу для частных производных амплитудного коэффициента отражения по толщинам слоев. Дифференцирование рекуррентных соотношений (1) дает

$$\frac{\partial r_0}{\partial l_j} = 2i\kappa_j r_j \exp \left(2i \sum_{k=1}^j \kappa_k l_k \right) \times \prod_{k=0}^{j-1} \frac{1 - (r_k^F)^2}{[1 + r_k^F r_{k+1} \exp(2i\kappa_{k+1} l_{k+1})]^2}. \quad (8)$$

Градиент функции F вида (5) в N -мерном пространстве переменных $\{l_j\}$ имеет вид

$$\frac{\partial F}{\partial l_j} = 2\text{Re} \left[\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{\partial r_0(\lambda)}{\partial l_j} r_0^*(\lambda) d\lambda \right], \quad j = 1, \dots, N. \quad (9)$$

Аналогично получаются выражения для градиента оценочных функций другого вида. Использование аналитических выражений (8) сводит зависимость времени шага от N к линейной, за счет чего достигается ускорение счета примерно в $N/5$ раз. Сходимость процесса контролировалась и служила основанием для прекращения оптимизации. Управление численными экспериментами осуществлялось через графический программный интерфейс. Время расчета АМС зависело, главным образом, от числа слоев и составляло от нескольких секунд до нескольких часов на ПК Пентиум/200 МГц.

Была также предусмотрена возможность параметрической оптимизации структуры, когда толщины слоев $\{l_j\}$ рассматривались как аналитические функции нескольких параметров и дискретной переменной j .

2. АМС нормального падения с широким спектром отражения

Выясним возможности АМС для расширения полосы отражения и увеличения интегрального коэффициента отражения

$$\mathfrak{J}(\lambda_1, \lambda_2) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} R(\lambda) d\lambda$$

в области $\lambda > 130 \text{ \AA}$ при нормальном падении излучения, где эффективна структура на основе пары Mo/Si. В первой серии расчетов область определения F_{gf} последовательно расширялась от точки $\lambda = 160 \text{ \AA}$ до интервала $130 - 190 \text{ \AA}$. Для сопоставления с результатами этой серии служила периодическая структура, оптимизированная на максимум коэффициента отражения при $\lambda = 160 \text{ \AA}$ по параметрам структуры d и γ (см. таблицу, вариант 1). Коэффициент отражения такой структуры имеет вид несимметричного колокола с шириной по полувысоте $\Delta\lambda_{1/2} = 9.8 \text{ \AA}$.

Апериодическая структура, оптимизированная на максимум коэффициента отражения при $\lambda = 160 \text{ \AA}$, не дает сколько-нибудь заметного выигрыша по сравнению с периодической структурой. Последовательное расширение области определения F_{gf} (варианты 2–4) ведет к уменьшению пикового коэффициента отражения R_{max} и смещению максимума по длине волны (рис. 1). При этом постепенно утрачивается колоколообразная форма и на профиле $R(\lambda)$ появляются глубокие провалы, а интегральный коэффициент отражения в интервале $120 - 200 \text{ \AA}$ увеличивается. АМС, оптимизированная на максимум \mathfrak{J} ,

Отражательные характеристики АМС на основе пары Mo/Si.

Вариант расчета	Рисунок	F_{gr}	θ (°)	Область определения F_{gr} (Å)	R_{max} (%)	\mathfrak{J} (Å) в интервале		
						130–190 Å	120–200 Å	120–360 Å
1	1,а	1.0	0	160	65	7.81	7.99	–
2	1,б	1.0	0	152.5–167.5	59	9.75	9.98	–
3	1,в	1.0	0	145–175	47	11.64	11.97	–
4	1,г	1.0	0	130–190	37	14.77	15.49	–
5	2	0.24	0	130–190	24	13.83	15.72	18.91
6	3	0.16	0	130–300	21	–	11.49	29.46
7	4	0.34	41	130–190	36	19.67	22.92	–

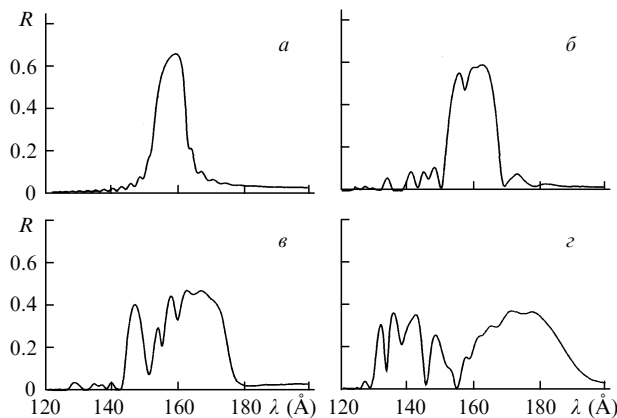


Рис.1. Коэффициенты отражения МЗ в интервале 120–200 Å (Mo/Si, $N = 80$) для периодической структуры, оптимизированной по параметрам d и γ на максимум $R(\lambda)$ на $\lambda = 160$ Å (а) и для АМС, оптимизированных на максимум \mathfrak{J} в интервалах 152.5–167.5 (б), 145–175 (в) и 130–190 Å (г).

имеет почти вдвое большее \mathfrak{J} по сравнению с периодической структурой. Подобные АМС представляют интерес, например, в тех случаях, когда требуется создать максимальный поток МРИ от широкополосного источника.

Наличие провалов на профиле $R(\lambda)$ в варианте 4 делает эту структуру непригодной для части приложений (например, для регистрации линейчатых спектров), поэтому в последующих расчетах мы стремились получить структуры с постоянным $R(\lambda)$. Для этого целевая функция F_{gr} понижалась так, чтобы площадь под ней была равна соответствующему значению \mathfrak{J} , достигнутому в предыдущей серии расчетов. Кроме того, F было взято таким образом, чтобы сделать невыгодными сильные выбросы на кривой $R(\lambda)$ (используя квадратичную норму (6)). При задании F_{gr} на уровне 0.24 в интервале 130–190 Å удается найти АМС с практически постоянным коэф-

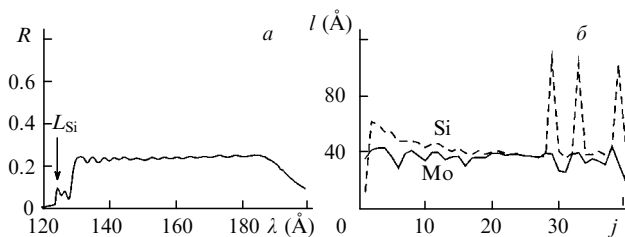


Рис.2. Коэффициент отражения (а) и толщины слоев (б) АМС (Mo/Si, $N = 80$), у которой минимизировано отклонение R от 0.24 в интервале 130–190 Å (таблица, вариант 5).

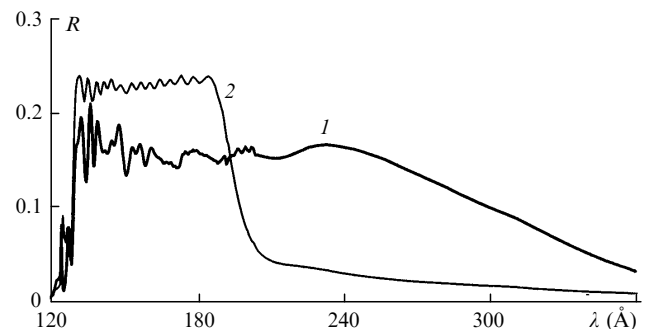


Рис.3. Коэффициент отражения для АМС (Mo/Si, $N = 80$), у которой минимизировано отклонение R от 0.16 в интервале 130–300 Å (таблица, вариант 6; 1), и для АМС, найденной в варианте 5 (2).

фициентом отражения (см. таблицу, вариант 5 и рис.2). Отметим, что эта структура обладает почти таким же \mathfrak{J} в интервале 130–190 Å, что и структура для варианта 4, а в интервале 120–200 Å она имеет даже несколько большее \mathfrak{J} . Такое МЗ может служить эффективным фокусирующим элементом дифракционного спектрометра с шириной рабочего диапазона около 60 Å. Наличие L -края поглощения кремния (показан стрелкой L_{Si} на рис.2,а) снижает эффективность МЗ на основе пары Mo/Si в области $\lambda < 125$ Å и не позволяет расширить рабочий диапазон в сторону более коротких длин волн.

Сходные результаты получаются и в диапазоне 130–300 Å (см. таблицу, вариант 6 и рис.3). В этом случае удается найти АМС, обладающую $\mathfrak{J}(130–300 \text{ Å}) = 25.4 \text{ Å}$ при среднем коэффициенте отражения около 15%.

3. Широкополосные АМС-поляризаторы

Многослойные структуры с широким спектром отражения оказываются также широкополосными поляризаторами. Вопрос о поляризующей способности периодических МЗ (Mo/Si) вблизи $\lambda \sim 170$ Å был изучен теоретически и экспериментально в работах [5, 6, 21, 22]. Максимум поляризующей способности, определяемой как $P = (R_s - R_p)/(R_s + R_p)$, для указанных МЗ достигается вблизи угла падения излучения $\theta \approx 41^\circ$. Перестройка по длине волны осуществляется изменением угла падения и достигается ценой уменьшения поляризующей способности, что ограничивает диапазон перестройки.

Использование двух последовательных отражений от одинаковых МЗ несколько расширяет рабочий диапазон, но приводит к уменьшению результирующего коэффициента отражения. Здесь мы предлагаем новый тип рентгенооптического элемента – поляризатор, обеспечиваю-

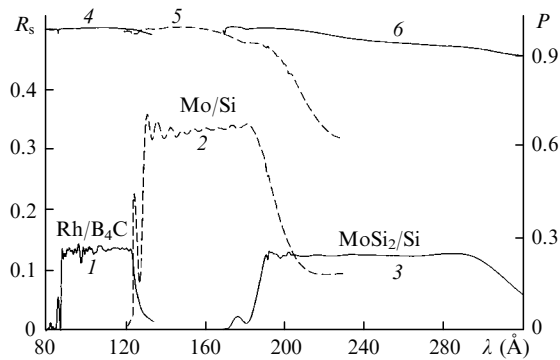


Рис.4. Коэффициент отражения для s-поляризации (1–3) и поляризующая способность (4–6) трех АМС, оптимизированных на равномерное отражение в диапазонах 88–124 Å (Rh/B₄C, $\theta \approx 42.5^\circ$, $N = 120$; 1, 4), 130–190 Å (Mo/Si, $\theta \approx 41^\circ$, $N = 40$; 2, 5) и 190–300 Å (MoSi₂/Si, $\theta \approx 41.5^\circ$, $N = 20$; 3, 6). МЗ-поляризатор для области 130–190 Å соответствует варианту 7 таблицы.

щий высокую поляризующую способность в достаточно широком диапазоне длин волн при фиксированном угле падения. На рис.4 представлены поляризующая способность $P(\lambda)$ и коэффициент отражения для s-поляризации $R_s(\lambda)$ трех АМС, оптимизированных на равномерное отражение в диапазонах 88–124 Å (Rh/B₄C, $\theta = 42.5^\circ$), 130–190 Å (Mo/Si, $\theta = 41^\circ$) и 190–300 Å (MoSi₂/Si, $\theta = 41.5^\circ$). Видно, что у поляризатора на основе Mo/Si во всем рабочем диапазоне (130–190 Å) $P(\lambda)$ изменяется от единицы до 0.94, убывая до 0.88 при $\lambda = 200$ Å. Как по ширине рабочего диапазона, так и по коэффициенту отражения (34 %) такой однозеркальный поляризатор превосходит двухзеркальный поляризатор, рассчитанный на ту же область [22].

В области более коротких длин волн неплохие результаты дает пара Rh/B₄C ($F_{\text{gf}} = 0.14$), а в более длинноволновой области – MoSi₂/Si ($F_{\text{gf}} = 0.124$). Как и в случае широкополосных МЗ нормального падения, увеличение коэффициента отражения может быть достигнуто лишь ценой сужения рабочего диапазона длин волн.

4. Многослойные структуры с изолированными максимумами отражения

В некоторых специальных случаях требуются МЗ, выделяющие не один, а сразу несколько интервалов длин волн. Так, при спектроскопическом исследовании элементарных процессов с участием многозарядных ионов

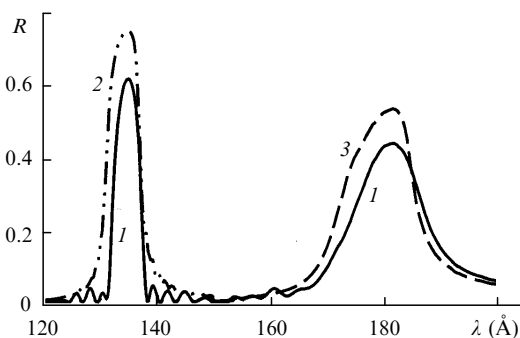


Рис.5. Коэффициент отражения для АМС (Mo/Si, $N = 80$), оптимизированной на максимум суммы $R(\lambda_1) + R(\lambda_2)$, где $\lambda_1 = 135$ Å и $\lambda_2 = 182$ Å (1), и для двух периодических зеркал, оптимизированных на максимум $R(\lambda_1)$ (2) либо $R(\lambda_2)$ (3).

и в диагностике плазмы большой интерес представляют интенсивности и спектральная форма линий серии Бальмера иона С VI с $\lambda = 182$ Å (переход 3 → 2, линия H_γ) и 135 Å (4 → 2, H_β). Для отыскания АМС, обладающей соответствующим коэффициентом отражения, функция F_{gf} была задана в двух точках: на $\lambda_1 = 135$ Å и $\lambda_2 = 185$ Å.

Зависимость от λ коэффициента отражения найденной АМС показана на рис.5. Коэффициенты отражения в максимумах составляют соответственно 61 и 43 % против 74 и 53 % у двух различных периодических структур, оптимизированных на получение максимального коэффициента отражения на λ_1 или λ_2 . Интегральный коэффициент отражения найденной АМС составляет 10.3 Å, превышая интегральные коэффициенты отражения этих периодических структур соответственно в 1.77 и 1.20 раза.

5. Оптимизация структуры Mo/Si для получения максимального коэффициента отражения

Выше мы указывали, что задание F_{gf} в одной точке позволяет оптимизировать АМС по коэффициенту отражения в максимуме. Оказалось, что по коэффициенту отражения в максимуме на $\lambda = 160$ Å оптимальная АМС не существует (на 0.05 %) превосходит периодическую, оптимизированную по параметрам γ и d для максимизации коэффициента отражения на этой длине волны. В области $\lambda > 200$ Å АМС дает заметный выигрыш. Этот эффект достигается в основном благодаря варьированию толщины всего одного (верхнего) слоя. На $\lambda = 300$ Å, например, пиковый коэффициент отражения АМС в 1.3 раза выше, чем периодической структуры, и при этом можно ограничиться существенно меньшим числом слоев (рис.6).

6. АМС скользящего падения для жесткого рентгеновского диапазона

С точки зрения разработки многослойной оптики жесткий рентгеновский диапазон имеет ряд особенностей, обусловленных относительной малостью δ и β . Здесь высокая эффективность многослойной оптики достигается за счет использования малых (скользящих) углов падения. (Эти углы, тем не менее, еще значительно больше тех, которые обеспечивают «полное внешнее отражение» от толстого слоя материала в том же самом спектральном диапазоне.) Вторая особенность состоит в том,

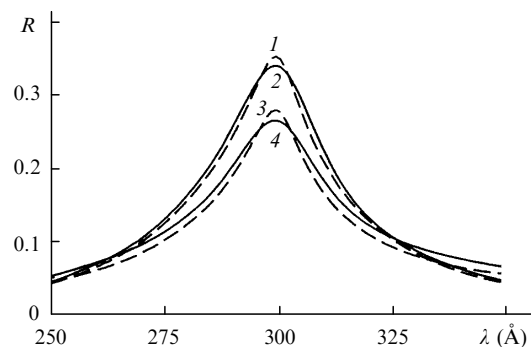


Рис.6. Коэффициенты отражения АМС (1, 2) и периодических МЗ (3, 4) на основе Mo/Si, оптимизированных на максимум коэффициента отражения на $\lambda = 300$ Å при $N = 50$ (1, 3) и 20 (2, 4).

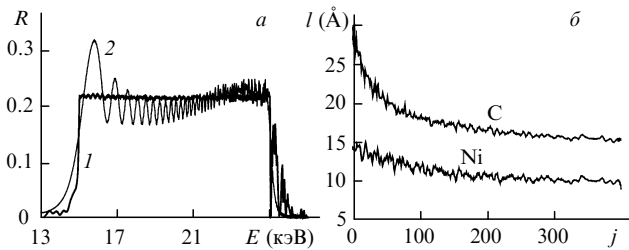


Рис.7. Коэффициент отражения (а) и толщины слоев (б) АМС (Ni/C, $N = 800$, угол скольжения 0.01 рад), у которой минимизировано отклонение R от 0.22 в интервале $15-25$ кэВ:

1 – полная оптимизация; 2 – параметрическая оптимизация в модели (10), служившая начальным приближением для полной оптимизации.

что требуемое число слоев во многих случаях существенно увеличивается.

Возможности метода оптимизации АМС для жесткого рентгеновского диапазона продемонстрируем на примере следующей задачи. Требуется рассчитать АМС из различных пар материалов, обладающие максимальным равномерным отражением в диапазоне $15-25$ кэВ. В качестве начального приближения использовалась АМС, полученная путем параметрической оптимизации. Для этого симплекс-методом производился поиск максимума той же оценочной функции, которую намечалось использовать при полной оптимизации. При этом размерность пространства равнялась числу параметров и была гораздо меньше числа слоев. В данной задаче хорошо себя зарекомендовала модель с семью параметрами $A_{1,2}$, $t_{1,2}$, d_0 , γ_0 и α :

$$l_j = \gamma_j [d_0 + A_1 \exp(-Z_j/t_1) + A_2 \exp(-Z_j/t_2)], j = 1, \dots, M,$$

$$\gamma_j = \begin{cases} \gamma_0 + \alpha Z_j, & j - \text{четное,} \\ 1 - \gamma_0 - \alpha Z_j, & j - \text{нечетное,} \end{cases} \quad (10)$$

$$Z_j = \sum_{k=1}^j l_k.$$

Применение структур, полученных в модели (10), в качестве начальных значительно уменьшало время полной оптимизации, когда толщины всех слоев рассматривались как независимые переменные.

На рис.7 представлен спектр отражения АМС на основе пары Ni/C (число слоев $N = 800$, угол скольжения равен 0.01 рад). Целевая функция задавалась в виде плато $F_{gf} = R_0(E) = 0.22$ в интервале $15-25$ кэВ ($0.496-0.827$ Å). На рис.8 представлен спектр отражения АМС на основе пары Os/C ($N = 140$, 0.01 рад). Целевая функция задавалась в виде плато $F_{gf} = R_0(E) = 0.24$ в том же интервале.

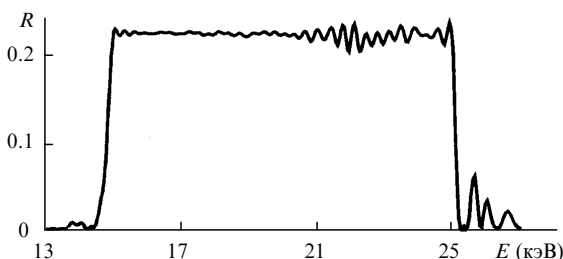


Рис.8. Коэффициент отражения АМС (Os/C, $N = 140$, 0.01 рад), у которой минимизировано отклонение R от 0.24 в интервале $15-25$ кэВ.

По интегральному коэффициенту отражения ($\mathfrak{Z}_E = 2.17$ и 2.25 кэВ) найденные структуры существенно превосходят любые периодические МЗ того же диапазона. Так, периодическое МЗ (Os/C, $N = 200$, 0.01 рад), оптимизированное на максимум коэффициента отражения при $E_0 = 20$ кэВ, имеет $R(E_0) = 0.92$ и $\mathfrak{Z}_E = 0.66$ эВ. Периодическое МЗ (Os/C), оптимизированное на максимум \mathfrak{Z}_E в интервале $15-25$ кэВ, имеет $\mathfrak{Z}_E = 1.09$ эВ. При этом максимум коэффициента отражения смещается к $E_0 = 16.8$ кэВ и $R(E_0) = 0.78$.

7. О требуемой точности воспроизведения толщин слоев

Известно, что экспериментально измеренные коэффициенты отражения периодических МЗ несколько ниже расчетных. Это связано с наличием шероховатости подложки и межслойных шероховатостей, образованием переходных слоев, отличием реальной плотности слоев от табличной и некоторыми другими причинами. Одна из них заключается в неидеальной воспроизводимости толщины наносимых слоев при синтезе МЗ. Мы сопоставили устойчивость расчетных функций $R(\lambda)$ у периодических и аperiodических МЗ относительно рандомизации толщины слоев: $l_j = l_j^{(0)} + \delta l_j$, где δl_j – случайная величина со среднеквадратичным значением σ .

Были взяты периодическая структура с максимумом отражения на $\lambda = 135$ Å и АМС с равномерным отражением в интервале $130-190$ Å. Оказалось, что в обоих случаях зависимость $R(\lambda)$ начинает существенно деформироваться при $\sigma \sim 3-4$ Å (вид и глубина деформации в обоих случаях зависят от конкретной реализации набора случайных чисел $\{\delta l_j\}$). В связи с этим мы полагаем, что синтез аperiodических МЗ предъявит такие же требования к воспроизводимости толщины слоев, что и синтез периодических МЗ.

Заключение

Разработан численный метод для нахождения многослойных структур, обладающих заданным спектром отражения или оптимизированных с точки зрения других функциональных критериев. Выполнен поиск структур с максимальным интегральным коэффициентом отражения и максимальным равномерным коэффициентом отражения в заданном интервале длин волн, с высокой поляризующей способностью, с несколькими максимумами отражения и др. Установлено, что множество реализаций АМС на основе Mo/Si содержит такие реализации, которые превосходят регулярную структуру по ширине рабочего диапазона, интегральному коэффициенту отражения и коэффициенту отражения в максимуме.

Найдены АМС с постоянным коэффициентом отражения в интервалах $130-190$ Å (24 %) и $130-300$ Å (15 %) при нормальном падении излучения и АМС, обладающие высокой поляризующей способностью и почти постоянным R в интервалах $88-124$, $130-190$ и $190-300$ Å при наклонном падении с фиксированным углом $\theta \sim 41-43^\circ$. Рассчитаны АМС с несколькими изолированными максимумами отражения, не являющимися брэгговскими порядками друг друга. Рассчитано зеркало на основе пары Mo/Si, обладающее на треть более высоким коэффициентом отражения на $\lambda = 300$ Å, нежели оптимальная периодическая структура. Аperiodические МЗ предназ-

начены для управления параметрами (расходимостью, поляризацией, спектральным составом) пучков рентгеновского излучения и создания широкополосных стигматических оптико-спектральных приборов с высоким угловым и спектральным разрешением.

Авторы признательны И.Л.Бейгману и Н.Н.Салашенко за полезные обсуждения. Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 00-02-17717) и Федеральной целевой программы «Интеграция» (проект № 2.1-35).

1. Spiller E. *Appl. Optics*, **15**, 2333 (1976).
2. Виноградов А.В., Зельдович Б.Я. *Оптика и спектроскопия*, **42**, 709 (1977).
3. Joensen K.D., Gorenstein P., Wood J., Christensen F.E., Høghøj P. *Proc. SPIE*, **2279**, 180 (1994).
4. Da Silva L.B., Barbee T.W. Jr., Cauble P. et al. *Proc V Intern. Conf. on X-Ray Lasers (Lund, Sweden, 1996)* (Bristol, IOP Publ., 1996, p. 496).
5. Yanagihara M., Maehara T., Nomura H., Yamamoto M., Namioka T. *Rev. Sci. Instr.*, **63**, 1516 (1992).
6. Ragozin E.N., Kolachevsky N.N., Mitropolsky M.M., Pokrovsky Yu.Yu., Shevelko A.P., Vasil'ev A.A., Platonov Yu.Ya., Salashchenko N.N. *Proc. SPIE*, **2520**, 309 (1995).
7. Andreev S.S., Gaponov S.V., Salashchenko N.N. et al. *Proc. SPIE*, **3406**, 45 (1998).
8. Ragozin E.N., Kolachevsky N.N., Mitropolsky N.N., Fedorenko A.I., Kondratenko V.V., Yulin S.A. *Physica Scripta*, **47**, 495 (1993).
9. Бейгман И.Л., Покровский Ю.Ю., Рагозин Е.Н. *ЖЭТФ*, **110**, 1783 (1996).
10. Собельман И.И., Житник И.А., Игнатъев А.П. и др. *Письма в Астрон. ж.*, **22**, 605 (1996).
11. Андреев С.С., Колачевский Н.Н., Пирожков А.С., Рагозин Е.Н., Салашенко Н.Н. *Кр.сообщ. физ.ФИАН*, № 3, 32 (1998).
12. Meekins J.F., Cruddace R.G., Gursky H. *Appl. Optics*, **26**, 990 (1987).
13. Vernon S.P., Stearns D.G., Rosen R.S. *Optics Letts*, **18**, 672 (1993).
14. Van Loevezijn P., Schlattmann R., Verhoeven J., van Tiggelen B.A., Gullikson E.M. *Appl. Optics*, **35**, 3614 (1996).
15. Joensen K.D. *Proc. SPIE*, **3113**, 500 (1997).
16. Balakireva L.L., Kozhevnikov I.V. *J.X-Ray Sci.Technol.*, **6**, 150 (1996).
17. Kozhevnikov I.V., Bukreeva I.N., Ziegler E. *Proc. SPIE*, **3448**, 322 (1998).
18. Henke B.L., Gullikson E.M., Davis J.C. *At. Data Nucl. Data Tables*, **54**, 835 (1993).
19. Soufli R., Gullikson E.M. *Proc. SPIE*, **3113**, 222 (1997); (http://cindy.lbl.gov/optical_constants/).
20. Виноградов А.В., Брытов И.А., Грудский А.Я., Коган М.Т., Кожевников И.В., Слемзин В.А. *Зеркальная рентгеновская оптика* (Л., «Машиностроение», 1989).
21. Васильев А.А., Митропольский М.М., Платонов Ю.Я., Покровский Ю.Ю., Рагозин Е.Н., Салашенко Н.Н., Шевелько А.П. *Квантовая электроника*, **22**, 408 (1995).
22. Колачевский Н.Н., Пирожков А.С., Рагозин Е.Н. *Квантовая электроника*, **25**, 843 (1998).

N.N.Kolachevskii, A.S.Pirozhkov, E.N.Ragozin. Broadband x-ray optical elements based on aperiodic multilayer structures.

An investigation was made of the potentialities of aperiodic multilayer structures (AMSs) optimised to obtain a preassigned reflection spectrum in the x-ray range ($\lambda < 300 \text{ \AA}$) and also starting from other criteria. It was found that among many realisations of AMSs there exist those which are superior to the regular structure in width of the operating range, integral reflectivity, and peak reflectivity. New types of x-ray optical elements are proposed on a basis of AMSs. AMSs were derived which possess a constant normal-incidence reflectivity R at normal incidence throughout the 130–190 \AA ($R = 24\%$), 130–300 \AA ($R = 15\%$), etc., ranges. We found AMSs which possess a high polarising power (polarisance) and a constant R in a broad wavelength range for a fixed angle of incidence. AMSs possessing several isolated reflection peaks which are not Bragg peaks of one another, were calculated. AMSs intended for operation in the hard x-ray range at grazing incidence of radiation were optimised. The technique elaborated in our work was demonstrated to be efficient for optimising AMSs with a very large ($\sim 10^3$) number of layers.