

Апериодические многослойные зеркала нормального падения на основе сурьмы для области спектра 8–13 нм

Е.А.Вишняков, М.С.Лугинин, А.С.Пирожков, Е.Н.Рагозин, С.А.Старцев

Проанализированы оптические свойства ряда материалов с точки зрения создания широкополосных многослойных зеркал нормального падения, обладающих максимальным равномерным отражением в диапазоне 8–13 нм. Путем решения обратной задачи многослойной оптики показано, что апериодические многослойные структуры $Sb/(B_4C, Sc, Si)$, оптимизированные на максимальное равномерное отражение в диапазоне 8–13 нм, способны обеспечить в этом диапазоне коэффициент отражения $R \sim 10\%$ при нормальном падении излучения. Наилучшие результаты показывает пара Sb/B_4C , для которой средний коэффициент отражения составляет около 13%. Численно исследована зависимость результата оптимизации от программно вводимого ограничения на минимальную толщину слоев многослойной структуры. Установлено эмпирическое правило, согласно которому ограничение толщины слоев снизу на уровне $\sim \lambda_{\min}/4$ (в данном случае $\lambda_{\min} = 8$ нм) не ведет к сколько-нибудь значительному уменьшению достижимого равномерного коэффициента отражения.

Ключевые слова: мягкий рентгеновский диапазон, многослойные зеркала на основе сурьмы, апериодические структуры, нормальное падение излучения.

1. Введение

Для решения ряда оптимизационных задач, имеющих практическое значение в оптике мягкого рентгеновского (МР) диапазона, можно использовать класс апериодических многослойных структур (МС) [1]. К этим задачам относятся, например, расчет и создание МС, обеспечивающих максимальное равномерное отражение в заданном интервале длин волн или углов падения излучения, высокую поляризующую способность в широком диапазоне длин волн при фиксированном угле падения, максимальный коэффициент отражения на одной или нескольких длинах волн, максимальный интегральный коэффициент отражения одного зеркала или максимальный интегральный «коэффициент пропускания» системы, состоящей из последовательности нескольких многослойных зеркал (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 [2, 3].

Широкополосные апериодические зеркала используются при исследовании элементарных процессов с участием многозарядных ионов, проводимом с помощью стигматических (изображающих) спектрографов [4–9],

для диагностики плазмы, в том числе лазерной микроплазмы, для регистрации спектров высоких гармоник лазерного излучения и импульсов МР излучения, генерируемых лазерами на свободных электронах [10] или другими источниками, для отражения аттосекундных импульсов МР излучения и преобразования их длительности и др. Необходимость максимизации интегрального «коэффициента пропускания» при нескольких последовательных отражениях в системе зеркал с учетом пропускания фильтров возникает, в частности, в рентгеновской литографии. Недавно МЗ на основе пары 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. Частота повышалась при отражении от релятивистской плазменной волны, возбуждаемой мультитераваттным лазером в импульсной струе гелия (релятивистское «летающее зеркало») [11]. Оптические схемы с зеркалами нормального падения представляют особую ценность по сравнению со схемами на основе зеркал скользящего падения, поскольку обладают малыми aberrациями и пригодны к построению оптического изображения – разумеется, в том случае, когда возможно создание апериодических структур с достаточно высокой эффективностью отражения.

Широкополосные зеркала нормального падения на основе апериодических МС Mo/Si были введены в практику спектроскопии МР диапазона в работах [4–9, 11], где они входили в состав стигматического (изображающего) дифракционного спектрометра. Однако рабочий диапазон длин волн молибден-кремниевых зеркал ограничен L-краем поглощения кремния (12.5 нм), поэтому достижение достаточно высокого отражения при нормальном падении в области длин волн менее 12.5 нм по-

Е.А.Вишняков, М.С.Лугинин, А.С.Пирожков, Е.Н.Рагозин, С.А.Старцев. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; Московский физико-технический институт (государственный университет), Россия, Московская обл., 141700 Долгопрудный, Институтский пер., 9; e-mail: enragozin@sci.lebedev.ru; mikhail.luginin@phystech.edu

Поступила в редакцию 24 июня 2010 г., после доработки – 30 сентября 2010 г.

требует применения других пар материалов. В работе [12] были проанализированы оптические свойства более 1300 неорганических соединений и элементов и найдены пары материалов – компонентов периодических МЗ для области длин волн 3–30 нм. Результат представлен в виде таблиц, содержащих информацию о составе многослойных покрытий, о теоретически достижимых коэффициентах отражения периодических зеркал и т.п. Было показано, что весьма хорошие результаты дают, в частности, периодические структуры на основе пар U/C, U/V, U/V₄C, UC/V₄C (здесь и далее речь идет, разумеется, об обедненном уране, основной составляющей которого является ²³⁸U), Th/V, La/V и др. Расчетные коэффициенты отражения на основе этих структур достигают 50 %–80 % соответственно в диапазонах 4.4–11.0, 7.7–11.0, 7.7–12.3, 6.7–7.6, 6.7–9.0 и 6.7–9.0 нм.

Требования к оптическим константам элементов, образующих аperiodическую МС, зависят от применяемого критерия оптимизации и, вообще говоря, отличаются от таковых для случая периодических зеркал. Тем не менее пары материалов, дающие наилучшие результаты с точки зрения создания периодических структур, как правило, будут хороши при создании и аperiodических структур. В частности, у урана действительная часть показателя преломления отличается от единицы значительно больше, чем у других элементов, а мнимая часть невелика (см. ниже), что благоприятствует созданию на его основе эффективных интерференционных МС. Расчеты аperiodических МС в диапазоне 6.7–11.1 нм, учитывающие оптические константы чистых материалов, показали, что они способны обеспечить равномерное отражение ~7.5 % (U/V₄C) и ~4.2 % (La/V₄C) [13].

Изучению оптических свойств ураносодержащих зеркал посвящен целый ряд работ [14–16]. Вместе с тем в литературе, насколько нам известно, нет сообщений о синтезе стабильных МЗ с нанослоями химически чистого урана. Этому препятствует высокая химическая активность урана (он окисляется и разрыхляется, только если пленка урана не находится в условиях сверхвысокого вакуума). Анализируя проблему создания стабильных МЗ на основе ураносодержащих материалов, авторы работы [17] пришли к выводу, что для области $\lambda > 4.5$ нм целесообразно использовать карбиды урана (UC, U₂C₃) и, возможно, трехкомпонентное вещество типа (UC)_{1-x}(UN)_x. Очевидно, однако, что по мере уменьшения доли атомов урана в ураносодержащем слое его преимущество как носителя замечательных оптических констант будет уменьшаться.

Есть сообщения о синтезе периодических МЗ на основе La/V₄C(B₉C) на длину волны ~6.7 нм [18, 19], однако их коэффициенты отражения при нормальном падении оказываются существенно меньшими теоретического предела, что связано с образованием переходных слоев.

В работах [20–22] сообщается о синтезе периодических структур на основе пары Mo/Y для диапазона 8–12 нм. Коэффициенты отражения Mo/Y-зеркал достигают ~45 %, ~35 % и ~20 % на длинах волн 11.5, 9.4 и 8.2 нм соответственно при нормальном падении [22]. Есть сообщения [23] о создании поляризаторов на основе аperiodических структур Mo/Y с примерно постоянным коэффициентом отражения излучения – на уровне 5.5 % и 6.1 % в диапазоне 8.5–10.0 и 9.3–11.7 соответственно для угла падения 45°. При этом переход к нормальному падению приведет к снижению коэффициента отражения МЗ.

Такое положение дел побудило нас продолжить поиск пар материалов, пригодных для создания эффективных широкополосных зеркал нормального падения для области длин волн менее ~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 уверены, что технологические трудности, если они возникнут на пути синтеза зеркал, будут преодолены, как уже были преодолены трудности при создании стабильных МЗ на основе структур Mg/Si [24].

2. Выбор материалов и техника расчета

При выборе пар материалов принимались во внимание значения оптических констант на выбранном интервале оптимизации, положение их краев поглощения, а также совместимость пар материалов с учетом их реакционной способности.

Сформулировать аналитический критерий, который указывал бы на пару веществ, оптимальную для решения поставленной нами задачи, не удастся. Окончательное слово принадлежит численному расчету (с той оговоркой, что за время расчета можно найти лишь конечное число локальных экстремумов многопараметрической оптимизационной задачи).

Коэффициент отражения (по интенсивности) R от границы раздела двух веществ при нормальном падении определяется формулой

$$R = \frac{(\delta_2 - \delta_1)^2 + (\gamma_1 - \gamma_2)^2}{16}, \quad |\delta_i|, \gamma_i \ll 1, \quad (1)$$

где δ_i и γ_i являются действительной и мнимой добавками к единице в диэлектрической проницаемости ϵ_i : $\epsilon_i = n_i^2 = 1 - \delta_i + i\gamma_i$, а индекс $i = 1, 2$ нумерует вещества. Оптические константы веществ δ_i и γ_i выражаются через атомные факторы рассеяния f_1 и f_2 соотношением

$$\begin{pmatrix} \delta \\ \gamma \end{pmatrix} = \frac{r_0}{\pi} \lambda^2 N_a \begin{pmatrix} \sum_{j=1}^k \alpha_j f_{1j} \\ \sum_{j=1}^k \alpha_j f_{2j} \end{pmatrix},$$

где $r_0 = e^2/m_e c^2 = 2.818 \times 10^{-13}$ см – классический радиус электрона; N_a – концентрация атомов; α_j – доля атомов сорта j ($j = 1, \dots, k$); λ – длина волны излучения в вакууме, причем $|\delta|, \gamma \ll 1$; m_e – масса электрона. В литературе имеются данные об атомных факторах рассеяния для элементов с зарядом ядра от 1 до 92 в диапазоне энергий фотонов 10 эВ–30 кэВ [25]. Из формулы (1) следует, что отражение от каждой границы раздела будет тем больше, чем больше различие между δ и γ у соответствующих веществ. Поэтому для МЗ следует выбирать пары веществ с большим коэффициентом отражения от границы раздела и не слишком сильным поглощением, чтобы эффективное число интерферирующих лучей было достаточно велико.

В нашей работе представлены расчеты аperiodических МЗ, оптимизированных на максимальное равномерное отражение в заданном интервале длин волн путем минимизации функционала $\mathfrak{F}_1 = \int [R(\lambda) - R_0]^2 d\lambda$ (здесь R_0 – параметр оптимизации). Такие зеркала, как правило, имеют существенно более высокий интегральный

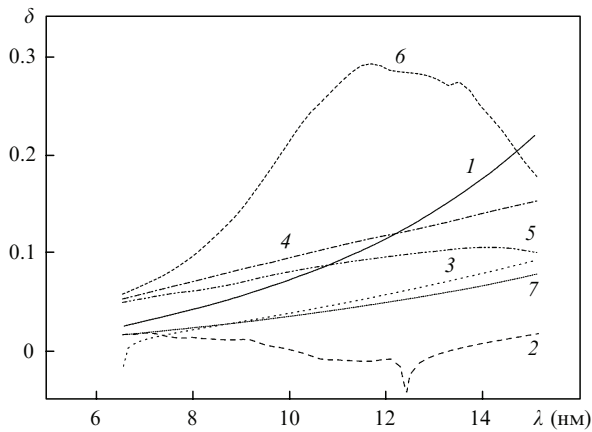


Рис.1. Добавка к действительной части диэлектрической проницаемости Mo (1), Si (2), B₄C (3), Co (4), Ni (5), Sb (6) и Sc (7) в диапазоне длин волн 6.5–15.2 нм.

коэффициент отражения, чем любое периодическое зеркало, резонансный максимум которого находится в том же интервале длин волн. Число параметров оптимизации в этом случае равно числу монослоев в аперриодической структуре. Начальной структурой 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) аперриодические структуры существенно различаются.

Кроме того, в работе представлены расчеты периодических зеркал, оптимизированных на коэффициент отражения с максимумом на фиксированной длине волны. В этом случае параметров оптимизации всего два (толщины слоев двух веществ), а независимый параметр задачи всего один.

Были проанализированы оптические константы 11 веществ (Mo, Si, B₄C, C, Ti, Co, W, Ni, Cr, Sb, Sc). На рис. 1 и 2 представлены зависимости δ и γ от длины волны для наиболее перспективных из них в смысле создания МЗ для области 8–13 нм. Видно, что у сурьмы действительная составляющая показателя преломления значи-

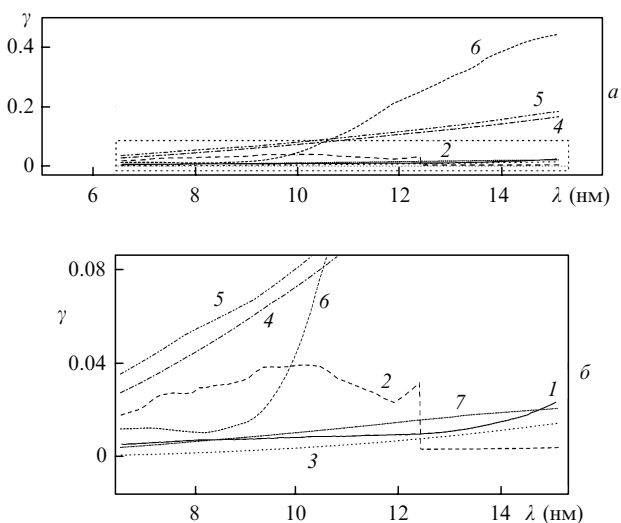


Рис.2. Мнимая часть диэлектрической проницаемости Mo (1), Si (2), B₄C (3), Co (4), Ni (5), Sb (6) и Sc (7) в диапазоне длин волн 6.5–15.2 нм. Рис.2,б соответствует прямоугольнику на рис.2,а.

тельно больше отличается от единицы, чем у других элементов, тогда как мнимая часть в нужной нам области не очень велика, чем и определяется выбор Sb в качестве первого из компонентов МЗ. Численный эксперимент показал, что лучшей парой с точки зрения синтеза МЗ для указанной области спектра являются Sb и B₄C.

3. Расчет периодических зеркал на основе Sb/B₄C

Нами был проведен расчет периодических МС на основе Sb/B₄C. Они оптимизировались для достижения коэффициента отражения с максимумом на фиксированной длине волны; параметрами оптимизации являлись толщины слоев двух веществ. На рис.3 представлены спектры коэффициентов отражения МС на основе Sb/B₄C(Sc), характеристики которых приведены в табл.1. Количество слоев N каждой структуры выбиралось таким, чтобы достигался эффект насыщения, а дальнейшее увеличение их числа не приводило к сколько-нибудь значительному росту коэффициента отражения. Выбранное количество слоев периодической структуры задавало верхнюю границу числа монослоев при оптимизации аперриодических МС. С увеличением длины волны число слоев, необходимое для достижения насыщения, уменьшается, что связано с увеличением поглощения сурьмы. Из рис.3 видно, что смещение в коротковолновую часть спектра относительно максимума на 8.5 нм приводит к уменьшению коэффициента отражения в максимуме из-за резкого уменьшения δ у сурьмы, а в длинноволновую – из-за быстро растущего поглощения сурьмы (см. рис.2). МС на основе Sb/Sc уступают структурам Sb/B₄C из-за большего (в два-три раза), чем у карбида бора, поглощения скандия.

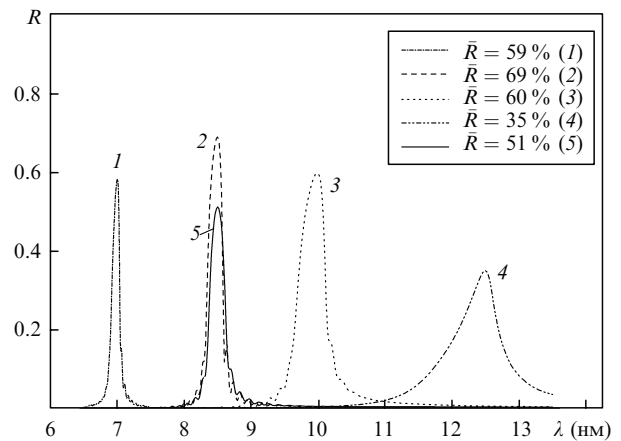


Рис.3. Коэффициенты отражения периодических МС, оптимизированных на максимальный коэффициент отражения на длинах волн 7.0 нм (Sb/B₄C, 1), 8.5 нм (Sb/B₄C, 2 и Sb/Sc, 5), 10.0 нм (Sb/B₄C, 3) и 12.5 нм (Sb/B₄C, 4).

Табл.1. Отражательные характеристики периодических структур на основе сурьмы.

МС	Номер кривой на рис.3	λ (нм)	R (%)	$\bar{\lambda}$ (нм) в области 6–14 нм	N
Sb/B ₄ C	1	7.0	58	0.09	250
Sb/B ₄ C	2	8.5	69	0.21	150
Sb/B ₄ C	3	10.0	60	0.33	100
Sb/B ₄ C	4	12.5	35	0.34	80
Sb/Sc	5	8.5	51	0.17	120

Табл.2. Отражательные характеристики аперриодических МС.

МС	Номер рисунка (номер кривой)	Область оптимизации (нм)	\bar{R} (%)	\mathfrak{Z} (нм) в области оптимизации	t_{\min} (нм)	R_0 (%)	N
Ni/B ₄ C	4 (2)	6.6–8.6	2.2	0.04	0.5	2.2	200
Co/B ₄ C	4 (3)	8.6–12.5	2.4	0.08	0.5	2.4	250
Co/B ₄ C	4 (1)	6.6–12.5	1.4	0.08	0.5	1.4	200
Sb/Si	5	8.1–12.8	8.7	0.42	1.0	10	150
Sb/Sc	5	8.1–12.8	10.0	0.47	1.0	11	200
Sb/B ₄ C	5	8.1–12.8	11.9	0.57	1.0	13	200
Sb/B ₄ C	4, 6, 7	8.1–12.8	13.1	0.62	1.5	15	200
Sb/B ₄ C	6	8.0–14.0	11.2	0.67	0.5	13	150
Sb/B ₄ C	6	8.1–15.0	10.1	0.70	1.5	11	200
Sb/B ₄ C	7, 8	8.1–12.8	13	0.61	2.2	15	200
Sb/B ₄ C	8	8.1–12.8	12	0.56	2.2	12.5	200
Sb/B ₄ C	8	8.1–12.8	9	0.42	2.2	9	200

4. Широкополосные зеркала нормального падения для области 8–13 нм

Аперриодические МС оптимизировались для достижения равномерного коэффициента отражения (все характеристики аперриодических МС из этого раздела собраны в табл.2). Из-за наличия у Sb краев поглощения (N_1 -края на длине волны 8.1 нм, N_2 - и N_3 -краев на длине волны 13 нм) областью оптимизации был диапазон 8.1–12.8 нм. Параметрами оптимизации являлись толщины всех монослоев. Оказалось, что аперриодические МС на основе Sb/B₄C ($R = 13.1\%$, $N = 200$) значительно превосходят аналогичные структуры на основе веществ из указанного списка без сурьмы ($R \sim 2\%$) (рис.4). Интегральный коэффициент отражения $\mathfrak{Z}_2 = \int R(\lambda)d\lambda$ структуры на основе сурьмы в диапазоне 8–14 нм составлял 6.8 нм, почти на порядок превышая интегральные коэффициенты структур на основе Co/B₄C и Ni/B₄C ($\mathfrak{Z}_2 \sim 0.1$ нм).

Варьирование второго вещества (первым является Sb) показало, что среди аперриодических МС на основе сурьмы, оптимизированных на максимальное равномерное отражение, лучшей является Sb/B₄C. Заметными коэффициентами отражения обладают также пары Sb/Sc ($N = 200$) и Sb/Si ($N = 150$) (рис.5).

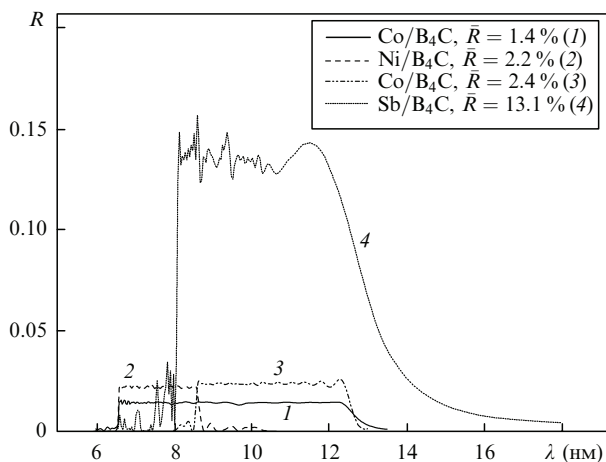


Рис.4. Спектры коэффициентов отражения аперриодических МС на основе Sb/B₄C (8.1–12.8 нм, $N = 200$), Co/B₄C (8.6–12.5 нм, $N = 250$), Co/B₄C (6.6–12.5 нм, $N = 200$) и Ni/B₄C (6.6–8.6 нм, $N = 200$), оптимизированных на максимальное равномерное отражение в указанных спектральных диапазонах; $\bar{R} = \mathfrak{Z}_2/\Delta\lambda$ – средний коэффициент отражения в диапазоне оптимизации $\Delta\lambda$.

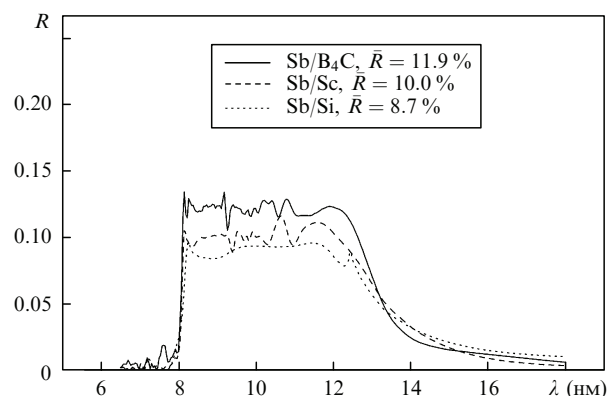


Рис.5. Спектры коэффициентов отражения аперриодических МС на основе Sb/(B₄C, Sc, Si), оптимизированных на максимальное равномерное отражение при нормальном падении для диапазона спектра 8.1–12.8 нм.

Оптимизация МС на основе Sb/B₄C в более широком диапазоне показала, что при продвижении в длинноволновую часть спектра средний коэффициент отражения уменьшается, а интегральный коэффициент растет (рис.6, табл.2). Однако при попытке продвинуться в более коротковолновую область значительно падает средний коэффициент отражения и уменьшается его однородность. На коротковолновой границе спектральной области коэффициент отражения становится меньше, чем на длин-

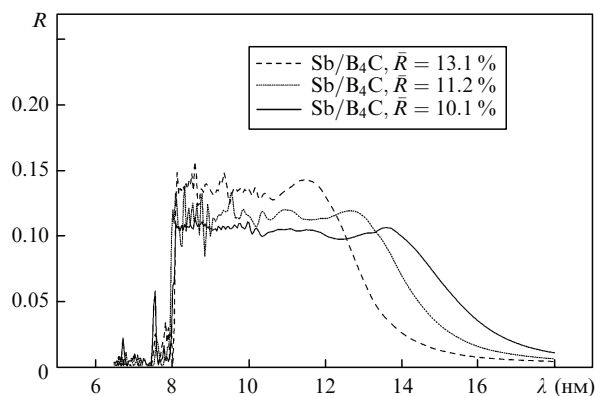


Рис.6. Спектры коэффициентов отражения аперриодических МС на основе Sb/B₄C, оптимизированных на максимальное равномерное отражение при нормальном падении для диапазонов спектра 8.1–12.8 нм ($N = 200$), 8.0–14.0 нм ($N = 150$) и 8.1–15.0 нм ($N = 200$).

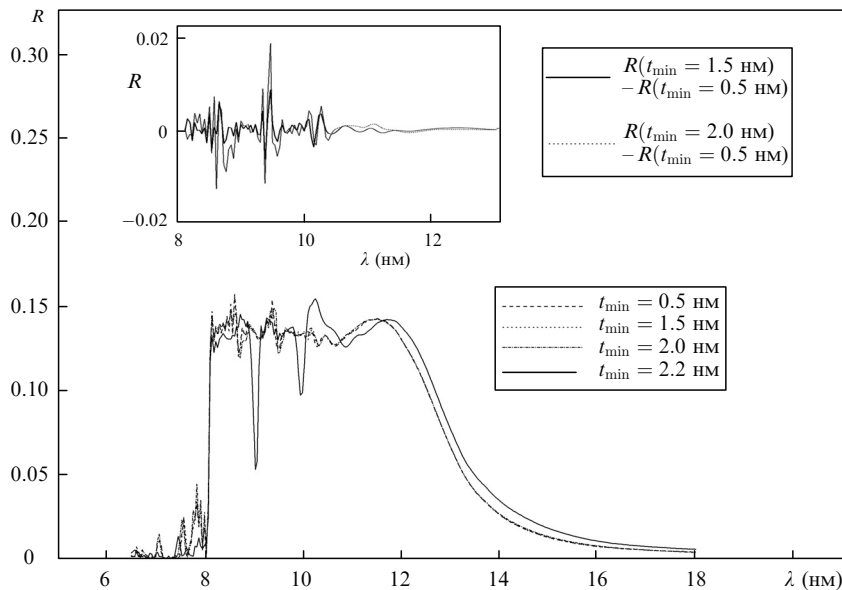


Рис.7. Влияние программно вводимого ограничения для минимальной толщины слоев t_{\min} МС на коэффициенты отражения апериодических МС на основе Sb/V₄C, оптимизированных на максимальное равномерное отражение при нормальном падении для диапазона 8.1–12.8 нм. На вставке – разности коэффициентов отражения R .

новолновой, при этом интегральный коэффициент отражения уменьшается.

Как известно, при синтезе МС могут образовываться переходные слои с оптическими константами, отличными от констант чистых веществ. Это приводит к уменьшению коэффициента отражения МС. Например, при создании Mo/Si-зеркал образуется слой силицида со стехиометрией, близкой стехиометрии MoSi₂. О параметрах переходных слоев в содержащих сурьму МС, насколько нам известно, не сообщалось.

При оптимизации программно вводилось ограничение на минимально возможную толщину монослоя. 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 к образованию переходных слоев (в идеале толщины слоев «чистых» веществ должны быть много больше толщин переходных слоев). Чтобы исследовать влияние такого ограничения на решение задачи, МС оптимизировались на равномерное отражение при варьировании минимально возможной толщины каждого слоя. Оказалось, что оптимизация при $t_{\min} = 0.5, 1.0, 1.5$ и 2.0 нм приводит к появлению различных структур, обеспечивающих практически идентичные спектральные профили коэффициента отражения (рис.7). Структура с более толстыми слоями предпочтительнее для синтеза, т.к. неизвестно, образуются ли при синтезе зеркал на основе Sb/V₄C переходные слои, и если образуются, то каковы их толщины и стехиометрия. При более толстых слоях «чистых» веществ влияние переходных слоев на коэффициент отражения будет слабее. Отметим, что 2 нм как раз примерно равно $\lambda_{\min}/4$, где λ_{\min} – коротковолновая граница области оптимизации. При введении более сильного программного ограничения на минимальную толщину слоев ($t_{\min} > 2$ нм) без изменения остальных параметров оптимизации равномерность решения резко ухудшается (сплошная кривая на рис.7). Достаточно высокой равномерности можно достичь за счет понижения среднего ко-

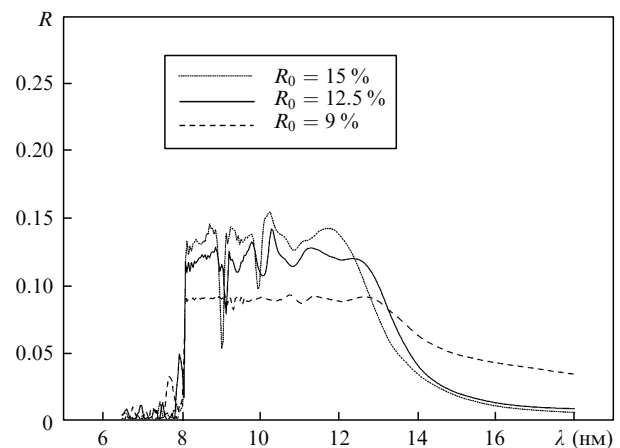


Рис.8. Спектры коэффициентов отражения апериодических МС на основе Sb/V₄C (8.1–12.8 нм, $N = 200$, $t_{\min} = 2.2$ нм), оптимизированных на максимальное равномерное отражение при различных параметрах оптимизации R_0 .

эффициента отражения на интервале оптимизации (при уменьшении параметра оптимизации R_0) (рис.8).

5. Заключение

Показано, что при учете только оптических свойств чистых материалов, не принимая во внимание их химическую активность и образование переходных слоев, структуры на основе Sb/V₄C, Sb/Sc, Sb/Si, оптимизированные на максимальное равномерное отражение в диапазоне 8–13 нм, способны обеспечить в этом диапазоне коэффициент отражения $R \sim 10\%$ при нормальном падении излучения. Наилучшие результаты показывает пара Sb/V₄C, для которой средний коэффициент отражения превышает 13%. Численно исследована зависимость результата оптимизации от программно вводимого ограничения на минимальную толщину слоев многослойной структуры. Установлено эмпирическое правило, соглас-

но которому ограничение толщины слоев снизу на уровне $\sim \lambda_{\min}/4$ (в данном случае $\lambda_{\min} = 8$ нм) не ведет к сколько-нибудь значительному уменьшению достижимого (равномерного) коэффициента отражения.

Авторы признательны В.В.Кондратенко и Н.Н.Салащенко за рекомендации относительно совместимости пар материалов с учетом их реакционной способности.

1. Колачевский Н.Н., Пирожков А.С., Рагозин Е.Н. *Квантовая электроника*, **30** (5), 428 (2000).
2. Бейгман И.Л., Пирожков А.С., Рагозин Е.Н. *Письма в ЖЭТФ*, **74** (3), 167 (2001).
3. Beigman I.L., Pirozhkov A.S., Ragozin E.N. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, **4**, 433 (2002).
4. Кондратенко В.В., Левашов В.Е., Першин Ю.П., Пирожков А.С., Рагозин Е.Н. *Кр. сообщ. физ. ФИАН*, № 7, 32 (2001).
5. Капралов В.Г., Корде Р., Левашов В.Е., Пирожков А.С., Рагозин Е.Н. *Квантовая электроника*, **32**, 149 (2002).
6. Ragozin E.N., Kondratenko V.V., Levashov V.E., Pershin Yu.P., Pirozhkov A.S. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt Eng.*, **4782**, 176 (2002).
7. Levashov V.E., Mednikov K.N., Pirozhkov A.S., Ragozin E.N. *Radiat. Phys. Chem.*, **75** (11), 1819 (2006).
8. Левашов В.Е., Медников К.Н., Пирожков А.С., Рагозин Е.Н. *Квантовая электроника*, **36** (6), 549 (2006).
9. Бейгман И.Л., Левашов В.Е., Медников К.Н., Пирожков А.С., Рагозин Е.Н., Толстихина И.Ю. *Квантовая электроника*, **37** (11), 1060 (2007).
10. Louis E., Khorsand A.R., Sobierajski R., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt Eng.*, **7361**, 73610I-1 (2009).
11. Kando M., Pirozhkov A. S., Kawase K., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **103** (23), 235003 (2009).
12. Артюков И. А., Зеленцов В. В., Крымский К. М. *Препринт ФИАН № 14* (М., 2000).
13. Живлюк Г.М., Медников К.Н., Пирожков А.С., Рагозин Е.Н. *Труды XI Междунар. симп. «Нанозфизика и нанозлектроника»* (Н.Новгород: ИФМ РАН, 2007, т. 2, с. 361).
14. Allred D.D., Squires M.B., Turley R.S., Cash W.C., Shipley A.F. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt Eng.*, **4782**, 212 (2002).
15. Sandberg R.L., Allred D.D., Johnson J.E., Turley R.S. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt Eng.*, **5193**, 191 (2004).
16. Артюков 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. Сер. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования*, № 5, 9 (2007).
17. Artioukov I.A., Fechtchenko R.M., Udovskii A.L., Uspenskii Yu.A., Vinogradov A.V. *Nucl. Instrum. Methods in Phys. Res. A*, **517**, 372 (2004).
18. Platonov Yu.Yu., Gomez L., Broadway D. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt Eng.*, **4782**, 152 (2002).
19. 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 совещ. «Рентгеновская оптика-2008»* (Черноголовка: ИПТМ РАН, 2008, с.32).
20. Montcalm C, Sullivan B.T., Ranger M., Slaughter J.M., Kearney P.A., Falco C.M., Chaker M. *Opt. Lett.*, **19**, 13 (1994).
21. Windt D.L., Donguy S., Seely J., Kjornrattanawanich B., Gullikson E.M., Walton C.C., Golub L., DeLuca E. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt Eng.*, **5168**, 1 (2003).
22. Sae-Lao B., Montcalm C. *Opt. Lett.*, **26**, 7 (2001).
23. 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., Schafers F., Gaupp A., MacDonald M. *Appl. Phys. Lett.*, **89**, 241120 (2007).
24. Зуев С.Ю., Полковников В.Н., Салащенко Н.Н. *Труды XII Междунар. симп. «Нанозфизика и нанозлектроника»* (Н.Новгород: ИФМ РАН, 2008, т. 2, с. 227).
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/ > .