

## ПРИГЛАШЕННАЯ СТАТЬЯ

# Исследование спектральных характеристик аperiodических многослойных зеркал нормального падения на основе $Sb/B_4C$ для области $\lambda < 124 \text{ \AA}$

Е.А.Вишняков, И.А.Копылец, В.В.Кондратенко, А.О.Колесников,  
А.С.Пирожков, Е.Н.Рагозин, А.Н.Шатохин

*Измерены спектры отражения трёх широкополосных аperiodических многослойных зеркал на основе пары  $Sb/B_4C$  для мягкой рентгеновской оптики и спектроскопии в области длин волн за  $L$ -краем  $Si$  ( $\lambda < 124 \text{ \AA}$ ). Синтезированные многослойные структуры были оптимизированы на максимальное равномерное отражение в диапазонах длин волн  $100 - 120 \text{ \AA}$ ,  $95 - 105 \text{ \AA}$  и  $90 - 100 \text{ \AA}$ . Спектры отражения синтезированных зеркал зарегистрированы с использованием лабораторного лазерно-плазменного источника излучения в схеме с регистрацией сигнала электронным детектором с двухкоординатным пространственным разрешением (ПЗС-матрицей с размером ячейки  $13 \times 13 \text{ мкм}$ ). Экспериментальные спектры сравниваются с результатами теоретических расчётов. Обсуждается влияние уменьшенных относительно табличных значений плотностей слоёв сурьмы и  $B_4C$  на спектры отражения зеркал.*

**Ключевые слова:** мягкий рентгеновский диапазон, многослойные зеркала, сурьма, карбид бора,  $Sb/B_4C$ , аperiodические структуры, нормальное падение излучения.

## 1. Введение

Современная отражающая многослойная рентгеновская оптика нормального падения является важным инструментом фундаментальных и прикладных физических исследований в мягком рентгеновском (МР) и вакуумном ультрафиолетовом (ВУФ) диапазонах спектра ( $\lambda = 10 - 1000 \text{ \AA}$ ) [1–4]. Многослойные зеркала (МЗ) широко используются в телескопических, спектральных и поляриметрических приборах для диагностики плазмы (как лабораторной [5–8], так и астрофизической [9–12]), в системах регистрации и анализа МР излучения, получаемого на ускорителях с высокой яркостью пучка (включая синхротроны [13] и лазеры на свободных электронах [14]), в новых аппаратных комплексах для рентгеновской фотолитографии [2, 3] и др.

Как и ранее, наиболее технологичными остаются периодические МЗ, в простейшем случае представляющие собой бинарную структуру, воспроизведённую  $M$  раз на заранее подготовленной подложке необходимой формы. Такие МЗ имеют высокоселективный спектр отражения, что позволяет использовать их для выделения определённых

линий или их групп в линейчатых спектрах. Наиболее часто используемой характеристикой периодических МЗ обычно является коэффициент отражения в максимуме (т. е. на длине волны  $\lambda_0 = 2d(n)\cos\theta$ , где  $d$  – период многослойной структуры,  $\langle n \rangle$  – средний по периоду показатель преломления и  $\theta$  – угол падения излучения).

В то же время увеличивается число задач, для решения которых необходимы большая вариативность спектрального профиля отражения МЗ и удовлетворение более сложных функциональных требований, например одновременного достижения максимально высокого коэффициента отражения на двух и более заданных длинах волн [15], обеспечения высокого коэффициента отражения в широком диапазоне углов падения на определённой длине волны [16] или достижения максимально большого равномерного отражения МР излучения в заданном спектральном диапазоне [17]. Эти задачи успешно решаются с использованием аperiodических многослойных зеркал (АМЗ), для которых понятие периода чаще всего отсутствует в принципе и каждый слой имеет индивидуальную толщину  $d_i$ .

Расчёт распределения толщин слоёв АМЗ обычно проводят с привлечением численных методов, решая обратную задачу многослойной оптики – минимизируя некоторый функционал, задающий метрику отличия получаемой спектральной функции отражения АМЗ  $R(\theta, \lambda)$  от целевой спектральной функции отражения  $F_{gf}$  [18]. Иногда в минимизируемый функционал вводят дополнительные условия, например позволяющие уменьшить вариации толщин близко расположенных слоёв каждого из материалов для повышения однородности стехиометрии слоёв по структуре [19]. Спектральная функция отражения рассчитываемого АМЗ на каждой итерации определяется методом рекуррентных соотношений [20, 21], неоднократно применяемым многими исследователями.

В настоящее время технология создания многослойных зеркал на основе пары  $Mo/Si$  очень хорошо освоена,

Е.А.Вишняков, Е.Н.Рагозин. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: juk301@mail.ru, enragozin@gmail.com

И.А.Копылец, В.В.Кондратенко. Национальный технический университет «Харьковский политехнический институт», Украина, 61002 Харьков, ул. Кирпичёва, 21

А.О.Колесников, А.Н.Шатохин. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; Московский физико-технический институт (государственный университет), Россия, Московская обл., 141701 Долгопрудный, Институтский пер., 9

А.С.Пирожков. Kansai Photon Science Institute, National Institutes for Radiological Science and Technology, 8-1-7 Umemidai, Kizugawa-city, Kyoto, 619-0215, Japan

Поступила в редакцию 14 ноября 2017 г., после доработки – 9 января 2018 г.

что позволяет синтезировать структуры разного типа для разнообразных приложений. В частности АМЗ на основе Mo/Si, рассчитанные по методу [18], были использованы для регистрации спектров в ряде экспериментов по исследованию элементарных процессов с участием многозарядных ионов [5–7], для диагностики лабораторной лазерной плазмы [22–24], в экспериментах по конверсии частоты излучения мультитераваттного титан-сапфирового лазера ( $\lambda \sim 0.8$  мкм) при отражении от релятивистской плазменной волны, возбуждаемой лазером в импульсной струе He (релятивистское «летающее зеркало») [25, 26]. В работах [27, 28] было показано, что АМЗ на основе Mo/Si с управлением фазой отражённых спектральных компонент МР излучения применимы для отражения аттосекундных импульсов МР излучения и преобразования их длительности, что впоследствии было продемонстрировано в ряде экспериментальных работ, например в [29]. Более полно эксперименты с использованием Mo/Si АМЗ рассмотрены в обзорах [30, 31].

Однако МЗ на основе Mo/Si могут эффективно использоваться только в области  $\lambda > 124$  Å (до L-края Si) из-за высокого поглощения МР излучения с меньшими длинами волн в слоях кремния. Этот факт уже давно стимулировал поиск перспективных пар материалов для создания МЗ в области  $\lambda < 124$  Å. Ещё в работе [32] были проанализированы оптические свойства более 1300 неорганических соединений и элементов, из которых были выбраны пары материалов для использования в качестве компонентов периодических МЗ для длин волн 30–300 Å.

В конце XX века в спектральном диапазоне, ограниченном сверху L-краем поглощения Si ( $\lambda = 124$  Å), а снизу K-краем поглощения бора ( $\lambda = 65.9$  Å), наиболее перспективными показали себя МЗ на основе пар Mo/Be и Mo/Y. К примеру, в работе [33] были созданы периодические МЗ на основе Mo/Be и Nb/Be, которые имели на  $\lambda = 113$  Å пиковые коэффициенты отражения  $R = 69\%$  и  $58\%$  соответственно. Однако позднее в более коротковолновой области был достигнут коэффициент отражения  $34\%$  на  $\lambda = 95.0$  и  $93.4$  Å в периодических МЗ на основе Mo/Y [34] и Ru/Y [3] соответственно. Работы по синтезу структур на основе пары La/V<sub>4</sub>C привели к созданию периодического МЗ с выдающимся коэффициентом отражения –  $58.6\%$  на  $\lambda \approx 67$  Å при угле падения  $20^\circ$  в структуре La/V<sub>4</sub>C/C с барьерным слоем углерода [35].

В работе [30] были проанализированы оптические константы 18 веществ, не имеющих краёв поглощения в диапазоне 80–125 Å, с точки зрения создания АМЗ для области 80–130 Å. Была показана высокая перспективность использования пар Pd/Y, Pd/V<sub>4</sub>C, Ag/Y. В работе [36] были синтезированы периодические МЗ на основе Pd/V<sub>4</sub>C, которые имели пиковые коэффициенты отражения  $42\%$  на  $\lambda = 66.7$  Å (при угле падения  $\varphi = 45^\circ$ ) и  $43\%$  на  $\lambda = 91$  Å при околонормальном падении излучения. Однако оказалось, что структуры Pd/V<sub>4</sub>C обладают большими внутренними напряжениями на уровне 1200 МПа. Последние экспериментальные исследования показали, что лучшие результаты в спектральном диапазоне 80–120 Å достигаются со структурами Pd/Y с барьерными слоями V<sub>4</sub>C ( $R = 43\%$  на  $\lambda = 93$  Å в периодических МЗ и относительно равномерное отражение с  $R \approx 5\%$  в АМЗ для области 88–113 Å) [37].

В настоящей работе теоретически и экспериментально исследуются АМЗ для области 90–120 Å на основе структуры Sb/V<sub>4</sub>C, внимание на которую впервые было

обращено в работе [38]. Ранее было синтезировано несколько периодических МЗ на основе Sb/V<sub>4</sub>C для диапазона  $\lambda < 125$  Å, измеренные пиковые коэффициенты отражения которых составили  $18.0\%$  и  $19.6\%$  на  $\lambda = 84.3$  и  $85.5$  Å, а также  $19.9\%$  и  $28.5\%$  на  $\lambda = 67.7$  и  $66.3$  Å соответственно [39, 40]. Согласно оценкам, в многослойных структурах Sb/V<sub>4</sub>C переходные слои имеют малую (менее 10 Å) толщину, а стабильность синтезированных зеркал оказывается чрезвычайно высокой (за год хранения на воздухе коэффициенты отражения МЗ уменьшились не более чем на  $3\%$  в относительном выражении), что даёт возможность создавать на основе пары Sb/V<sub>4</sub>C стабильные широкополосные АМЗ для спектроскопических применений.

Ниже обсуждаются экспериментально зарегистрированные спектры отражения АМЗ на основе Sb/V<sub>4</sub>C, оптимизированных на максимальное равномерное отражение в диапазонах 100–120 Å, 95–105 Å и 90–100 Å. В будущем мы планируем использовать эти АМЗ в схемах VLS-спектрометров высокого разрешения, в которых сочетаются преимущества широкополосных рентгеновских зеркал нормального падения и отражательных дифракционных решёток с переменным шагом штриха [41–43]. Все исследуемые АМЗ были синтезированы в НТУ «Харьковский политехнический институт», а затем испытаны в ФИАНе в схеме с лазерно-плазменным источником МР излучения. Экспериментально зарегистрированные спектры анализируются и сравниваются со спектрами, полученными путем численного моделирования.

## 2. Изготовление зеркал и экспериментальная установка

Исследуемые широкополосные АМЗ на основе пары Sb/V<sub>4</sub>C были синтезированы методом магнетронного напыления на полированные кварцевые подложки сферической формы. Магнетронные мишени из Sb и V<sub>4</sub>C расплавились в среде аргона при давлении  $1.8 \times 10^{-3}$  Тор. Вогнутые подложки для АМЗ были изготовлены из полированного кварца (радиусы кривизны подложек 1000 мм, диаметр апертуры 40.0 мм, шероховатость  $\sigma \approx 3.5$  Å). Как показали предыдущие исследования, для обеспечения высокой стабильности структуры Sb/V<sub>4</sub>C первым слоем на подложку должен ложиться слой V<sub>4</sub>C, иначе в течение года зеркало отслаивается [39]. Следовательно, во всех обсуждаемых в настоящей работе АМЗ на основе Sb/V<sub>4</sub>C первым и последним слоем в структуре является карбид бора.

Для обеспечения постоянной скорости распыления мишеней питание магнетронов осуществлялось от стабилизированных источников тока. Толщины наносимых слоёв регулировались временем нахождения подложки над магнетроном, которое контролировалось автоматической системой перемещения подложек с точностью 1 мс.

Перед изготовлением АМЗ были проведены предварительные эксперименты по определению скорости напыления слоёв Sb и V<sub>4</sub>C. С этой целью была изготовлена серия периодических МЗ при одинаковых условиях осаждения, но с разными временами нанесения слоёв Sb или V<sub>4</sub>C. Период каждого периодического МЗ определялся по измерениям угловых положений брэгговских пиков на малоугловых рентгеновских рефлектограммах, снятых на  $\lambda = 1.54$  Å (K <sub>$\alpha$</sub> -линия меди, далее – линия Cu-K <sub>$\alpha$</sub> ), и рассчитывался по уравнению Вульфа–Брэгга с учётом показа-

телей преломления. Скорости осаждения Sb и В<sub>4</sub>С были получены делением разности периодов пары периодических МЗ на разность времени нанесения слоёв соответствующего вещества. Скорости увеличения толщин слоёв сурьмы и В<sub>4</sub>С составили 1.977 и 2.344 Å/c соответственно.

Для контроля соответствия синтезированных структур Sb/В<sub>4</sub>С и рассчитанных АМЗ в каждом процессе синтеза рабочего АМЗ проводилось напыление на плоскую стеклянную подложку так называемого зеркала-свидетеля. Напыление обоих зеркал осуществлялось одновременно в одной установке (рис.1,а), в которой подложки были закреплены на противоположных концах вращающейся карусели. При такой геометрии во время нанесения на АМЗ слоя Sb на зеркало-свидетель наносится слой В<sub>4</sub>С, и наоборот. После напыления каждого слоя на АМЗ карусель поворачивается на 180° вокруг оси. Время нанесения *i*-го слоя для обоих зеркал одинаково и берётся из численного расчёта, но на разные подложки всегда напыляются разные материалы. Таким образом, многослойная структура зеркала-свидетеля в определённом смысле «дополняет» структуру синтезируемого АМЗ.

После изготовления снимались малоугловые рентгеновские рефлектограммы зеркал-свидетелей в излучении Cu-K<sub>α</sub> в геометрии сканирования  $\theta - 2\theta$  на дифрактометре ДРОН-3М, работающем по двухкристальной схеме с кремниевым кристаллом-монохроматором, установленным в первичном пучке. Расходимость первичного пучка составляла 0.015°. Экспериментальные рефлектограммы зеркал-свидетелей были сопоставлены с результатами численных расчётов (пример такого сопоставления при

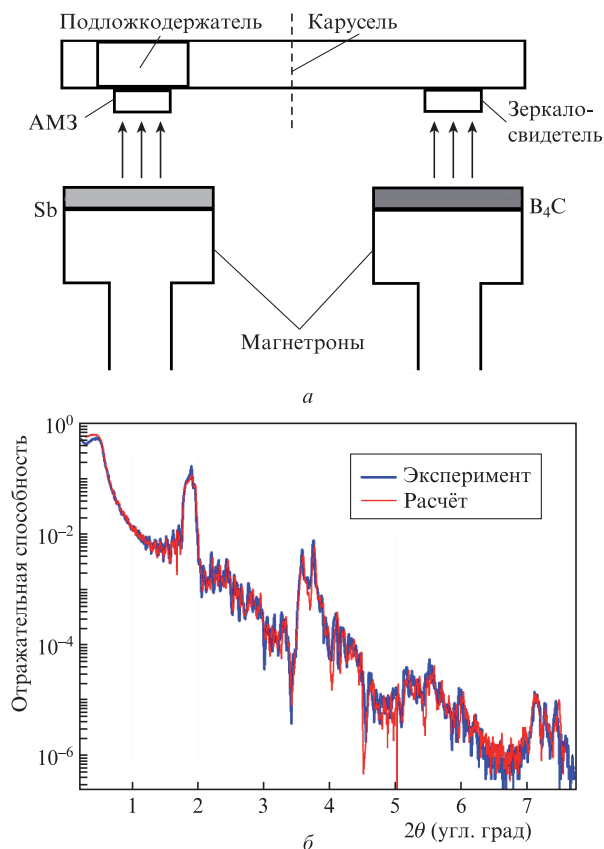


Рис.1. Схема установки для напыления АМЗ с зеркалом-свидетелем на другом конце карусели (а), а также экспериментальная и расчётная рефлектограммы ( $\theta - 2\theta$ , Cu-K<sub>α</sub>,  $\lambda = 1.54 \text{ \AA}$ ) зеркала-свидетеля для АМЗ с диапазоном оптимизации 90–100 Å (б).

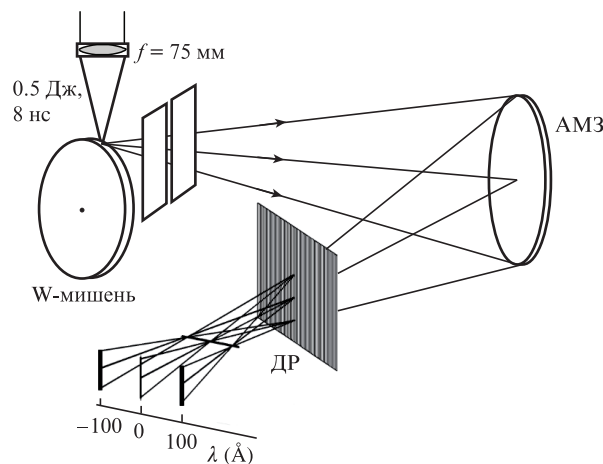


Рис.2. Схема дифракционного спектрометра для МР области спектра.

веден на рис.1,б). Видно, что экспериментальная и расчётная кривые хорошо совпадают. Это свидетельствует о том, что слои АМЗ также имеют толщины, близкие к требуемым.

На рис.2 представлена схема изображающего (стигматического) дифракционного спектрометра, используемого для измерения спектров отражения АМЗ на основе Sb/В<sub>4</sub>С. Спектрометр, аналогичный использовавшемуся в работе [44], монтировался на оптическом столе с размерами 0.6 × 3.6 м, расположенном в вакуумной камере «Икар» длиной 3.8 м и диаметром 0.9 м, оснащённой системой безмасляной откачки. Спектрометр включал в себя входную щель шириной 60 мкм, исследуемое АМЗ, пропускающую дифракционную решётку (ДР) и детектор.

Источником МР излучения в схеме служила лазерная плазма, возникающая при фокусировке наносекундных лазерных импульсов (Nd:YAG-лазер,  $E = 0.5 \text{ Дж}$ ,  $\tau = 8 \text{ нс}$ ,  $\lambda = 1.064 \text{ мкм}$ ) на вольфрамовую мишень при помощи линзы из тяжёлого флинта с фокусным расстоянием  $f = 75 \text{ мм}$ . Лазерный пучок фокусировался на мишень в пятно с эффективной площадью  $S_{\text{эф}} \approx 10^{-5} \text{ см}^2$ , максимальная интенсивность лазерного излучения в центре фокального пятна при этом достигала  $\sim 10^{13} \text{ Вт/см}^2$ . При таких интенсивностях излучение получаемой плазмы вольфрама представляет собой квазинепрерывный спектр с плавно изменяющейся в широком диапазоне длин волн (20 – 250 Å) интенсивностью [45,46]. Это позволяет использовать излучение такого источника для аттестации широкополосных АМЗ МР диапазона. Спектр отражения регистрировался за одну лазерную вспышку, применялись также серии из трёх-пяти вспышек.

В качестве диспергирующего элемента в схеме спектрометра использовалась свободно висящая ДР с плотностью штрихов 1000 мм<sup>-1</sup> и апертурой 20 × 20 мм, расположенная в отражённом от исследуемого АМЗ пучке. Результирующие спектры детектировались при помощи неохлаждаемой ПЗС-матрицы с обратной засветкой (CCD 47-10) с динамическим диапазоном  $\sim 100$ , размером ячейки 13 × 13 мкм и рабочей областью 1024 × 2048 ячеек чувствительность которой в широком спектральном диапазоне была измерена в [8,47]. Зарегистрированные нами спектры представляют собой произведение спектра излучения вольфрамовой плазмы, спектра отражения АМЗ и спектральной чувствительности ПЗС-матрицы.

Входная щель спектрометра и ПЗС-матрица располагались на круге Роуланда исследуемого АМЗ симметрич-

но относительно нормали к поверхности зеркала, проведённой через точку падения центрального луча. Расстояние между входной щелью и серединой ПЗС составляло 150 мм, что обеспечивало малые углы падения и отражения излучения на МЗ ( $0.07 \pm 0.01$  рад.). Такие схемы околонормального падения обладают малыми aberrациями, вследствие чего спектральные изображения щели, создаваемые исследуемыми зеркалами на чувствительной поверхности детектора, обладали высокой стигматичностью. Обратная линейная дисперсия в экспериментах равнялась  $24 \text{ \AA}/\text{мм}$ , а спектральная ширина щели составляла  $1.5 \text{ \AA}$ .

Источник МР излучения (лазерная плазма вольфрама) был вынесен за круг Роуланда АМЗ на расстояние  $\sim 100$  мм от входной щели. Такое взаимное расположение входной щели и источника вносит в схему измерения некоторый астигматизм (рис.2), который может быть использован для характеристики однородности многослойного покрытия по апертуре АМЗ. Каждый горизонтальный ряд ячеек ПЗС-матрицы содержит участок спектра с информацией об излучении, отражённом от сравнительно небольшого участка поверхности МЗ ( $\sim 1$  мм по высоте). В частности, небольшие флуктуации толщин слоёв АМЗ на разных участках апертуры МЗ по высоте могут достаточно сильно влиять на спектр отражения АМЗ, что будет видно по зарегистрированным при помощи ПЗС спектральным изображениям.

### 3. Результаты экспериментов и их обсуждение

В настоящей работе экспериментально было исследовано три АМЗ нормального падения на основе пары  $\text{Sb}/\text{V}_4\text{C}$ . Структуры были оптимизированы на максимальное равномерное отражение в различных спектральных интервалах в диапазоне длин волн  $90\text{--}120 \text{ \AA}$  (табл.1), а затем нанесены на вогнутые кварцевые подложки. Все исследуемые АМЗ содержали по 150 слоёв (75 пар слоёв) многослойной структуры  $\text{Sb}/\text{V}_4\text{C}$ .

На рис.3 представлены примеры экспериментально зарегистрированного спектра отражения АМЗ с областью оптимизации  $95\text{--}105 \text{ \AA}$  и оцифрованные спектры всех трёх АМЗ. Видны порядки дифракции  $m = 0, 1$  и  $-1$ . Кроме того, на спектре хорошо видны регулярные пики вблизи нулевого порядка дифракции (по обе стороны от него). Эти пики образуются в результате дифракции возбуждающего лазерного излучения ( $\lambda = 1.064 \text{ мкм}$ ) на поддерживающей структуре ДР (период поддерживающей структуры ДР составляет  $1.25 \text{ мм}$ ). Возбуждающее излучение лазера может попадать в схему спектрометра после отражения от лазерной плазмы и от вольфрамовой мишени, расположенной под небольшим наклоном к оси спектрометра (рис.2).

Спектры в рабочих порядках дифракции  $m = \pm 1$  на рис.3,а представляют собой ровные вертикальные полосы практически постоянной ширины, также промодули-

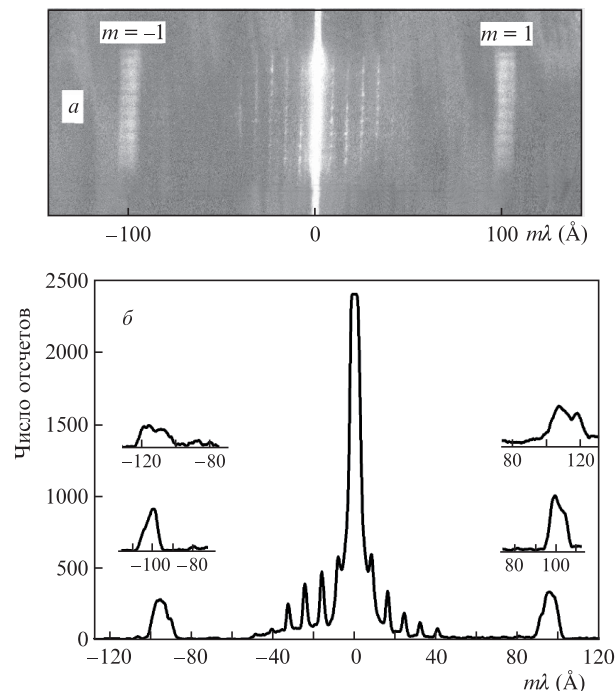


Рис.3. Экспериментально зарегистрированный спектр отражения АМЗ с областью оптимизации  $95\text{--}105 \text{ \AA}$  (а) и оцифрованные спектры всех трёх исследуемых АМЗ на основе  $\text{Sb}/\text{V}_4\text{C}$  (б).

рованные поддерживающей структурой ДР. Постоянная ширина этих полос говорит о высокой однородности многослойного покрытия по апертуре АМЗ (положения краёв рабочей спектральной области на апертуре каждого АМЗ сохраняются в пределах  $\sim 0.5 \text{ \AA}$ ).

На рис.4,а, в, д приведены экспериментально зарегистрированные и расчётные спектры отражения всех исследуемых АМЗ на основе  $\text{Sb}/\text{V}_4\text{C}$ . На рис.4,б, г, е представлены распределения толщин слоёв сурьмы и карбида бора в синтезированных аперриодических многослойных структурах (номер слоя увеличивается к подложке). В расчётах было заложено ограничение на минимальную толщину слоя –  $15 \text{ \AA}$ . Это делает АМЗ удобными с точки зрения синтеза, поскольку напыление слоёв с меньшими толщинами технически сложно. По мере смещения диапазона оптимизации АМЗ в длинноволновую область средняя по объёму доля  $\text{V}_4\text{C}$  в многослойных структурах увеличивается от 0.53 до 0.59 (табл.1). В периодических МЗ на основе  $\text{Sb}/\text{V}_4\text{C}$  оптимальная объёмная доля  $\text{V}_4\text{C}$  составляет 0.53 [39].

Из рис.4 видно, что рабочие спектральные области всех синтезированных АМЗ сдвинуты в длинноволновую сторону относительно диапазонов оптимизации (см. также табл.1). Это можно объяснить отклонением реальных значений плотностей материалов слоёв АМЗ от табличных.

Оптико-спектральные свойства АМЗ определяются толщинами слоёв бинарной структуры  $(\text{A}/\text{B})_M$  и комплекс-

Табл.1. Параметры исследуемых АМЗ на основе  $\text{Sb}/\text{V}_4\text{C}$ .

Диапазон оптимизации ( $\text{ \AA}$ )	Число слоёв $2M$ в АМЗ	Средняя объёмная доля $\text{V}_4\text{C}$ в МЗ	Целевой параметр оптимизации $R_0$ (%)	Реальная рабочая спектральная область ( $\text{ \AA}$ )
90–100	150	0.53	6.03	90.5–100.0
95–105	150	0.55	7.51	96.5–105.5
100–120	150	0.59	5.02	101.5–121.5

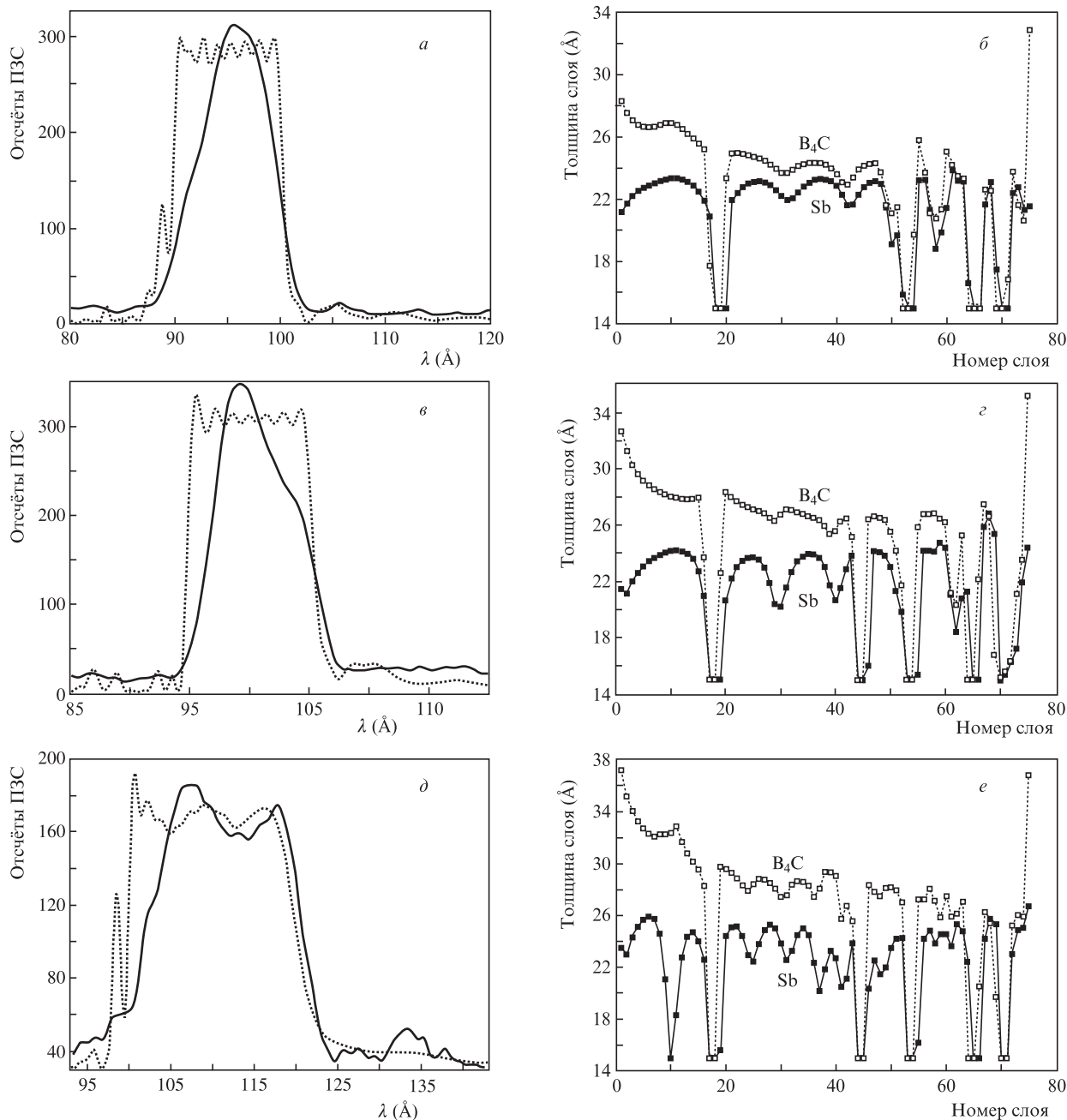


Рис.4. Спектры отражения (а, в, д) и толщины слоёв многослойной структуры (б, з, е) АМЗ на основе Sb/B<sub>4</sub>C, оптимизированных для спектральных диапазонов 90–100 Å (а, б), 95–105 Å (в, з) и 100–120 Å (д, е). На спектрах (а, в, д) сплошные кривые соответствуют экспериментальным данным, а пунктирные – численным расчётам с использованием табличных значений плотностей материалов. Каждая структура содержит 150 слоёв.

ными диэлектрическими постоянными материалов  $\epsilon_{A,B} = n_{A,B}^2 = 1 - \delta_{A,B} + i\beta_{A,B}$ . Для веществ, состоящих из разных атомов (например, B<sub>4</sub>C), оптические константы  $\delta$  и  $\beta$  можно определить через атомные факторы рассеяния  $f = f_1 + if_2$  атомов этих сортов. Если  $\alpha_i$  – это доля атомов сорта  $i$  в искомом веществе, то, согласно [48],

$$\begin{pmatrix} \delta \\ \beta \end{pmatrix} = \frac{r_0}{\pi} \lambda^2 \begin{pmatrix} \sum_i N_i f_{1i} \\ \sum_i N_i f_{2i} \end{pmatrix} \approx 0.54 \times 10^{-5} \frac{\rho}{\sum_i \alpha_i \mu_i} \tilde{\lambda}^2 \begin{pmatrix} \sum_i \alpha_i f_{1i} \\ \sum_i \alpha_i f_{2i} \end{pmatrix},$$

где  $r_0 = e^2/(m_e c^2) \approx 2.8 \times 10^{-13}$  см – «классический» радиус электрона;  $N_i$  – концентрация атомов сорта  $i$ ; длина волны  $\tilde{\lambda}$  выражена в ангстремах;  $\rho$  – плотность составного

вещества в граммах на кубический сантиметр;  $\mu_i$  – вес атомов сорта  $i$  в атомных единицах массы.

Прямая задача многослойной оптики (нахождение спектрального коэффициента отражения многослойной структуры с известными оптическими константами материалов) традиционно решается методом рекуррентных соотношений [20, 21]. Такую задачу приходится решать на каждой итерации задачи оптимизации (обратной задачи), в которой, однако, плотности веществ задаются пользователем и не оптимизируются. Исходные расчётные спектральные зависимости коэффициентов отражения всех трёх синтезированных АМЗ на основе Sb/B<sub>4</sub>C, обсуждаемых в настоящей работе, были получены в предположении, что плотности слоёв Sb и B<sub>4</sub>C соответствуют

табличным значениям. Все АМЗ были рассчитаны путём минимизации функционала [18]

$$\mathfrak{S}_1 = \int [R(\lambda) - R_0]^2 d\lambda,$$

где  $R_0$  – целевой параметр оптимизации (см. табл.1);  $R(\lambda)$  – расчётная спектральная зависимость коэффициента отражения АМЗ на основе Sb/V<sub>4</sub>C, полученная методом рекуррентных соотношений. Интегрирование проводилось по области оптимизации АМЗ.

При первоначальных расчётах плотностей веществ слоёв АМЗ были взяты равными табличным значениям плотностей объёмных материалов  $\rho(\text{Sb}) = 6.7 \text{ г/см}^3$  и  $\rho(\text{V}_4\text{C}) = 2.5 \text{ г/см}^3$ , а атомные факторы рассеяния были взяты нами из таблиц [48]. Однако после исследования периодических МЗ на основе Sb/V<sub>4</sub>C и тщательного анализа полученных данных [39, 40] стало понятно, что плотности слоёв не соответствуют табличным значениям, после чего в расчёты пришлось внести коррективы.

На рис.5 показано, как изменение плотности слоёв Sb и V<sub>4</sub>C влияет на спектр отражения АМЗ, оптимизированного на максимальное равномерное отражение в диапазоне 95–105 Å. Кривая 1 – исходная, в расчёте которой  $\rho(\text{Sb}) = 6.7 \text{ г/см}^3$  и  $\rho(\text{V}_4\text{C}) = 2.5 \text{ г/см}^3$  – плотности объёмных материалов. При расчёте спектра 2 плотность сурьмы  $\rho(\text{Sb}) = 6.0 \text{ г/см}^3$  взята из работы [39]. Видно, что при уменьшении плотности слоёв сурьмы на 10%, от 6.7 до 6.0 г/см<sup>3</sup>, средний коэффициент отражения АМЗ уменьшается с 7.5% до 5.5%. Ещё меньшее значение,  $\rho(\text{Sb}) = 5.3 \text{ г/см}^3$ , было получено из данных малоуглового рентгеновского рассеяния в линии Cu-K<sub>α</sub> ( $\lambda = 1.54 \text{ Å}$ ) в работе [40]. Расчёт с таким значением плотности сурьмы (кривая 3 на рис.6) даёт ещё большее уменьшение среднего коэффициента отражения АМЗ – до 3.5%. Однако если учесть, что плотность тонких слоёв V<sub>4</sub>C также может в некоторых случаях быть меньше табличных значений (в МЗ на основе La/V<sub>4</sub>C плотность  $\rho(\text{V}_4\text{C}) = 1.8 \text{ г/см}^3$  [35]), то оптический контраст между слоями сурьмы и карбида бора снова может возрасти, что повлечёт за собой увеличение среднего коэффициента отражения АМЗ до 6% (спектр 4 на рис.5). Плотности сурьмы и карбида бора, использованные нами при численных расчётах спектров отражения АМЗ на рис.5, приведены в табл.2.

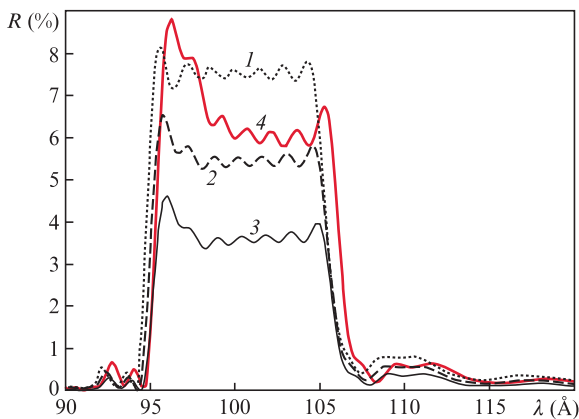


Рис.5. Расчётные спектры отражения АМЗ на основе Sb/V<sub>4</sub>C с областью оптимизации 95–105 Å, полученные при  $\rho(\text{Sb}) = 6.7$  (1), 6.0 (2) и 5.3 г/см<sup>3</sup> (3, 4), а также при  $\rho(\text{V}_4\text{C}) = 2.5$  (1–3) и 1.8 г/см<sup>3</sup> (4). Толщины всех слоёв в сопоставляемых структурах одинаковы.

Табл.2. Плотности слоёв Sb и V<sub>4</sub>C, использованные при моделировании спектров АМЗ (рис.5) с областью оптимизации 95–105 Å.

Номер спектра	$\rho(\text{Sb})$ (г/см <sup>3</sup> )	$\rho(\text{V}_4\text{C})$ (г/см <sup>3</sup> )
1 (исходный)	6.7	2.5
2	6.0	2.5
3	5.3	2.5
4	5.3	1.8

Отметим ещё одну особенность расчётных спектров на рис.5. Каждое уменьшение плотности слоёв одного из материалов АМЗ приводит к небольшому сдвигу рабочей спектральной области АМЗ в сторону больших длин волн, что было видно и в эксперименте (см. рис.4, табл.1). Смещение рабочих спектральных областей всех исследуемых АМЗ в длинноволновую сторону относительно первоначальных расчётов можно объяснить увеличением среднего по структуре значения показателя преломления  $\langle n \rangle$  вследствие уменьшения плотности материалов слоёв.

Как было показано в работе [40], плотность тонких слоёв сурьмы  $\rho(\text{Sb}) = 5.3 \text{ г/см}^3$ , если их толщина не превышает 46 Å. В обсуждаемых АМЗ это условие заведомо выполнено (см. рис.4, б, г, е). В то же время в тонких плёнках карбида бора понижение плотности от 2.5 до 2.3 г/см<sup>3</sup> наблюдается уже при толщине слоя V<sub>4</sub>C, равной ~1000 Å [49]. Частично это определяется аморфизацией слоя V<sub>4</sub>C, а частично – изменением его стехиометрии из-за возможного наличия атомов кислорода в магнетронных мишенях V<sub>4</sub>C. При дальнейшем уменьшении толщины слоёв V<sub>4</sub>C плотность материала также может понижаться из-за дальнейшей аморфизации. Рентгенографический анализ периодических МЗ на основе Sb/V<sub>4</sub>C показал, что в МЗ с периодом 42 Å все слои структуры являются аморфными, а в МЗ с периодом 156 Å признаки кристаллизации наблюдаются в слоях сурьмы, но не в слоях V<sub>4</sub>C [40]. Поскольку истинное значение плотности слоёв V<sub>4</sub>C в исследуемых АМЗ неизвестно, расчёт кривой 4 на рис.5 с  $\rho(\text{V}_4\text{C}) = 1.8 \text{ г/см}^3$  выполнен для демонстрации того, насколько существенно понижение плотности слоёв V<sub>4</sub>C может повлиять на спектр отражения АМЗ. Значение 1.8 г/см<sup>3</sup> взято нами из работы [35] и в структурах La/V<sub>4</sub>C соответствует толщине слоёв V<sub>4</sub>C, равной ~20 Å.

Абсолютные коэффициенты отражения исследуемых АМЗ на основе Sb/V<sub>4</sub>C можно оценить, зная из [39] соотношение между экспериментально измеренными коэффициентами отражения периодических МЗ (на  $\lambda_0 \approx 85 \text{ Å}$ ) и рассчитанными с учётом табличных значений плотностей Sb и V<sub>4</sub>C для объёмных материалов. Экспериментальные измерения дают примерно вдвое меньшие значения коэффициентов отражения, чем давали расчёты. Из этого можно оценить средние по спектральной области оптимизации коэффициенты отражения АМЗ:  $R \approx 3.0\%$  (АМЗ для  $\Delta\lambda = 90–100 \text{ Å}$ ),  $R \approx 3.5\%$  ( $\Delta\lambda = 95–105 \text{ Å}$ ) и  $R \approx 2.5\%$  ( $\Delta\lambda = 100–120 \text{ Å}$ ). При этом интегральный коэффициент отражения в области оптимизации  $\mathfrak{S}_2 = \int R(\lambda) d\lambda$  для всех АМЗ составляет 0.3–0.5 Å (табл.3). Интегральный коэффициент отражения любого АМЗ в разы превышает интегральный коэффициент отражения любого из периодических МЗ (на основе тех же материалов), главные максимумы отражения которых находятся в том же интервале длин волн. Наибольшее значение  $\mathfrak{S}_2 \approx 0.5 \text{ Å}$  отвечает длинноволновому АМЗ для  $\Delta\lambda = 100–120 \text{ Å}$ . При этом большая относительная ширина рабочей спектральной

Табл.3. Измеренные и рассчитанные оптические характеристики АМЗ на основе Sb/B<sub>4</sub>C.

Реальная рабочая спектральная область $\Delta\lambda$ (Å)	Средний коэффициент отражения $R$ (оценка) (%)	Интегральный коэффициент отражения (Å)	Обратная относительная ширина спектра $\lambda/\Delta\lambda$
90.5–100.0	3.0	0.3	10
96.5–105.5	3.5	0.3	11
101.5–121.5	2.5	0.5	5.5

области достигается за счёт понижения среднего коэффициента отражения в области оптимизации (табл.3).

Таким образом, синтезированные и охарактеризованные нами АМЗ на основе пары Sb/B<sub>4</sub>C являются перспективными для спектроскопии в мягкой рентгеновской области длин волн  $\lambda < 124$  Å даже несмотря на уменьшенные вследствие пониженной плотности тонких слоёв сурьмы спектральные коэффициенты отражения. Отличия реальных спектральных областей работы АМЗ от диапазонов оптимизации составляют не более 1.5 Å (табл.1), так что исследуемые АМЗ вместе перекрывают широкий (90.5–121.5 Å) спектральный диапазон.

Отметим ещё раз, что для структур Sb/B<sub>4</sub>C можно было бы ожидать больших коэффициентов отражения МЗ, если бы удалось повысить оптический контраст между слоями Sb и B<sub>4</sub>C. Предположительно это можно попробовать осуществить, увеличив плотность слоёв сурьмы до табличного значения 6.7 г/см<sup>3</sup>, например при помощи термического отжига. Первые шаги в этом направлении были сделаны в работе [50], где показано, что отжиг при температурах менее 250 °С приводит лишь к увеличению межслойных шероховатостей (слои сурьмы при этом остаются в аморфном состоянии), а отжиг при более высоких температурах успешно стимулирует переход сурьмы в кристаллическое состояние (с плотностью  $\rho(\text{Sb}) = 6.7$  г/см<sup>3</sup>). Однако при кристаллизации слоёв сурьмы в структуре МЗ за счёт диффузии образуются линзообразные локальные сурьмяные утолщения, которые разрушают исходную многослойную структуру [50].

#### 4. Заключение

Нами созданы три аперриодических многослойных зеркала нормального падения на основе структуры Sb/B<sub>4</sub>C для работы в спектральной области за L-краем Si ( $\lambda < 124$  Å). Многослойные структуры Sb/B<sub>4</sub>C были рассчитаны теоретически, а затем синтезированы путём магнетронного распыления с последующим осаждением на вогнутые подложки без введения дополнительных барьерных слоёв. Спектры отражения синтезированных АМЗ были экспериментально зарегистрированы с использованием лазерно-плазменного источника МР излучения. В качестве спектральных областей оптимизации синтезированных АМЗ были выбраны диапазоны длин волн 90–100 Å, 95–105 Å и 100–120 Å. Реальные рабочие области спектра для АМЗ на основе Sb/B<sub>4</sub>C оказались сдвинутыми в длинноволновую область и составили 90.5–100.0 Å, 96.5–105.5 Å и 101.5–121.5 Å. Сдвиг не превышает 1.5 Å.

Численные расчёты спектров отражения показали, что сдвиг спектральной рабочей области исследуемых АМЗ, как и понижение абсолютных значений спектральных коэффициентов отражения, определяется уменьшением реальных плотностей слоёв сурьмы и карбида бора.

Уменьшение плотности сурьмы в слоях и плёнках толщиной менее 46 Å до  $\rho(\text{Sb}) = 5.3$  г/см<sup>3</sup> было подтверждено в работе [40]; истинная плотность слоёв B<sub>4</sub>C в синтезированных АМЗ остаётся неизвестной.

В настоящей работе показано, насколько важно знать точные значения плотностей слоёв многослойной структуры при расчётах спектров отражения АМЗ. Даже небольшие изменения плотности могут сильно повлиять на оптический контраст материалов АМЗ, что неизбежно скажется на спектральном коэффициенте отражения. Показано, что изменение плотности сурьмы в структурах Sb/B<sub>4</sub>C на 20% (от 6.7 до 5.3 г/см<sup>3</sup>) при постоянной плотности B<sub>4</sub>C может привести к уменьшению среднего коэффициента отражения АМЗ более чем в два раза.

Синтезированные аперриодические зеркала на основе Sb/B<sub>4</sub>C продемонстрировали высокую временную стабильность (последние измерения были проведены через четыре года после изготовления АМЗ). Интегральные коэффициенты отражения исследованных АМЗ составляют от 0.3 до 0.5 Å. Среди синтезированных в настоящее время аперриодических структур для диапазона длин волн 90–124 Å АМЗ на основе Sb/B<sub>4</sub>C уступают лишь недавно созданным аперриодическим структурам на основе Mo/Y и Pd/B<sub>4</sub>C [51]. В будущем планируется использование АМЗ на основе Sb/B<sub>4</sub>C для регистрации линейчатых спектров излучения лабораторной лазерной плазмы, в том числе в качестве фокусирующих элементов VLS-спектрометров МР диапазона [41].

Исследование выполнено за счёт гранта Российского научного фонда (проект № 14-12-00506) в части расчётов АМЗ и экспериментального измерения их спектров отражения.

1. 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).
2. Louis E., Yakshin A.E., Tsarfati T., Bijkerk F. *Prog. Surf. Sci.*, **86**, 255 (2011).
3. Барышева М.М., Пестов А.Е., Салащенко Н.Н., Торопов М.Н., Чхало Н.И. *УФН*, **182** (7), 727 (2012).
4. Huang Q., Medvedev V., van de Kruijs R., Yakshin A., Louis E., Bijkerk F. *Appl. Phys. Rev.*, **4**, 011104 (2017).
5. Бейгман И.Л., Левашов В.Е., Медников К.Н., Пирожков А.С., Рагозин Е.Н., Толстихина И.Ю. *Квантовая электроника*, **37** (11), 1060 (2007) [*Quantum Electron.*, **37** (11), 1060 (2007)].
6. Бейгман И.Л., Вишняков Е.А., Лугинин М.С., Рагозин Е.Н., Толстихина И.Ю. *Квантовая электроника*, **40** (6), 545 (2010) [*Quantum Electron.*, **40** (6), 545 (2010)].
7. Вишняков Е.А., Колесников А.О., Кузин А.А., Негров Д.В., Рагозин Е.Н., Сасоров П.В., Шатохин А.Н. *Квантовая электроника*, **47** (1), 55 (2017) [*Quantum Electron.*, **47** (1), 55 (2017)].
8. Vishnyakov E.A., Shcherbakov A.V., Pertsov A.A., Polkovnikov V.N., Pestov A.E., Pariev D.E., Chkhalo N.I. *Proc. SPIE*, **10235**, 102350W (2017).
9. Culhane J.L., Harra L.K., James A.M., et al. *Solar Phys.*, **243** (1), 19 (2007).
10. Lemen J.R., Title A.M., Akin D.J., et al. *Solar Phys.*, **275** (1-2), 17 (2012).
11. Shestov S., Reva A., Kuzin S. *Astrophys J.*, **780** (1), 15 (2014).
12. Vishnyakov E.A., Bogachev S.A., Kirichenko A.S., Reva A.A., Loboda I.P., Malyshev I.V., Ulyanov A.S., Dyatkov S.Yu., Erkhova N.F., Pertsov A.A., Kuzin S.V. *Proc. SPIE*, **10235**, 102350B (2017).
13. Schäfers F., Mertins H.-C., Gaupp A., et al. *Appl. Opt.*, **38** (19), 4074 (1999).
14. Louis E., Khorsand A.R., Sobierajski R., et al. *Proc. SPIE*, **7361**, 73610I (2009).
15. Balakireva L.L., Kozhevnikov I.V. *J. X-Ray Sci. Technol.*, **6** (2), 150 (1996).

16. Van Loevezijn P., Schlatmann R., Verhoeven J., van Tiggelen B.A., Gullikson E.M. *Appl. Opt.*, **35** (19), 3614 (1996).
17. Yakshin A.E., Kozhevnikov I.V., Zoethout E., Louis E., Bijkerk F. *Opt. Express*, **18** (7), 6957 (2010).
18. Колачевский Н.Н., Пирожков А.С., Рагозин Е.Н. *Квантовая электроника*, **30** (5), 428 (2000) [*Quantum Electron.*, **30** (5), 428 (2000)].
19. Kozhevnikov I.V., Yakshin A.E., Bijkerk F. *Opt. Express*, **23** (7), 9276 (2015).
20. Parratt L.G. *Phys. Rev.*, **95** (4), 359 (1954).
21. Виноградов А.В., Кожевников И.В. *Труды ФИАН*, **196**, 62 (1989).
22. Капралов В.Г., Корде Р., Левашов В.Е., Пирожков А.С., Рагозин Е.Н. *Квантовая электроника*, **32** (2), 149 (2002) [*Quantum Electron.*, **32** (2), 149 (2002)].
23. Levashov V.E., Mednikov K.N., Pirozhkov A.S., Ragozin E.N. *Radiat. Phys. Chem.*, **75** (11), 1819 (2006).
24. Левашов В.Е., Медников К.Н., Пирожков А.С., Рагозин Е.Н. *Квантовая электроника*, **36** (6), 549 (2006) [*Quantum Electron.*, **36** (6), 549 (2006)].
25. Kando M., Pirozhkov A.S., Kawase K., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **103** (23), 235003 (2009).
26. Pirozhkov A.S., Kando M., Esirkepov T.Zh., et al. *Proc. SPIE*, **8140**, 81400A (2011).
27. Бейгман И.Л., Пирожков А.С., Рагозин Е.Н. *Письма в ЖЭТФ*, **74** (3), 167 (2001).
28. Beigman I.L., Pirozhkov A.S., Ragozin E.N. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, **4**, 433 (2002).
29. Goulielmakis E., Schultze M., Hofstetter M., et al. *Science*, **320**, 1614 (2008).
30. Вишняков Е.А., Каменец Ф.Ф., Кондратенко В.В., Лугинин М.С., Панченко А.В., Першин Ю.П., Пирожков А.С., Рагозин Е.Н. *Квантовая электроника*, **42** (2), 143 (2012) [*Quantum Electron.*, **42** (2), 143 (2012)].
31. Пирожков А.С., Рагозин Е.Н. *УФН*, **185** (11), 1203 (2015).
32. Артюков И.А., Зеленцов В.В., Крымский К.М., *Препринт ФИАН № 14* (М., 2000).
33. 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).
34. Windt D.L., Donguy S., Seely J., Jornrattanawanich B., Gullikson E.M., Walton C.C., Golub L., DeLuca E. *Proc. SPIE*, **5168**, 1 (2004).
35. Chkhalo N.I., Küstner S., Polkovnikov V.N., Salashchenko N.N., Schäfers F., Starikov S.D. *Appl. Phys. Lett.*, **102**, 011602 (2013).
36. Corso A.J., Zuppella P., Windt D.L., Zangrando M., Pelizzo M.G. *Opt. Express*, **20** (7), 8006 (2012).
37. Windt D.L., Gullikson E.M. *Appl. Opt.*, **54** (18), 5850 (2015).
38. Вишняков Е.А., Лугинин М.С., Пирожков А.С., Рагозин Е.Н., Старцев С.А. *Квантовая электроника*, **41** (1), 75 (2011) [*Quantum Electron.*, **41** (1), 75 (2011)].
39. Вишняков Е.А., Воронов Д.Л., Гулликсон Э.М., Кондратенко В.В., Копылец И.А., Лугинин М.С., Пирожков А.С., Рагозин Е.Н., Шатохин А.Н. *Квантовая электроника*, **43** (7), 666 (2013) [*Quantum Electron.*, **43** (7), 666 (2013)].
40. Kopylets I.A., Kondratenko V.V., Zubarev E.N., Voronov D.L., Gullikson E.M., Vishnyakov E.A., Ragozin E.N. *Appl. Surf. Sci.*, **307**, 360 (2014).
41. Вишняков Е.А., Шатохин А.Н., Рагозин Е.Н. *Квантовая электроника*, **45** (4), 371 (2015) [*Quantum Electron.*, **45** (4), 371 (2015)].
42. Вишняков Е.А., Колесников А.О., Рагозин Е.Н., Шатохин А.Н. *Квантовая электроника*, **46** (10), 953 (2016) [*Quantum Electron.*, **46** (10), 953 (2016)].
43. Ragozin E.N., Belokopytov A.A., Kolesnikov A.O., Muslimov E.R., Shatokhin A.N., Vishnyakov E.A. *Proc. SPIE*, **10235**, 102350L (2017).
44. 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) [*Quantum Electron.*, **39** (5), 474 (2009)].
45. Gullikson E.M., Underwood J.H., Batson P.C. *J. X-Ray Sci. Technol.*, **3**, 283 (1992).
46. Колачевский Н.Н., Пирожков А.С., Рагозин Е.Н. *Квантовая электроника*, **25** (9), 843 (1998) [*Quantum Electron.*, **28** (9), 821 (1998)].
47. Vishnyakov E.A., Kirichenko A.S., Reva A.A., Rizvanov A.A., Plastinin Ju.A., Kuzin S.V. *Proc. SPIE*, **9905**, 99053G (2016).
48. Henke B.L., Gullikson E.M., Davis J.C. *Atom. Data Nucl. Data Tables*, **54** (2), 181 (1993); Soufli R., Gullikson E.M. *Proc. SPIE*, **3113**, 222 (1997). Файлы с уточненными атомными факторами рассеяния доступны на сайте по адресу <[http://henke.lbl.gov/optical\\_constants/](http://henke.lbl.gov/optical_constants/)>.
49. Soufli R., Aquila A.L., Salmassi F., Fernández-Perea M., Gullikson E.M. *Appl. Opt.*, **47** (25), 4633 (2008).
50. Kopylets I.A., Zubarev E.M., Kondratenko V.V., Sevrukova V.A. *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **38** (7), 911 (2016).
51. Windt D.L., Gullikson E.M. *Appl. Opt.*, **54** (18), 5850 (2015).