

Изображающий широкополосный спектрограф для мягкого рентгеновского диапазона ($\lambda > 111 \text{ \AA}$) с пропускающей дифракционной решеткой

А.О.Колесников, Е.А.Вишняков, Е.Н.Рагозин, А.Н.Шатохин

Расчитано семейство аperiodических Mo/Be-зеркал, оптимизированных на максимальное равномерное отражение в диапазонах 111–138, 111–150, 111–200 и 111–222 Å при нормальном падении излучения. В расчетах учтено наличие переходных слоев Mo-на-Be и Be-на-Mo. Показано, что коэффициент отражения может составить 10% в октаве длин волн 111–222 Å. Продемонстрирована работа изображающего спектрографа с пропускающей дифракционной решеткой и широкополосным Mo/Be-зеркалом на область длин волн 111–138 Å, созданным в Институте физики микроструктур РАН. Спектрограф применен для регистрации линейчатых спектров многозарядных ионов фтора и магния в лазерной плазме. Обсуждается роль поддерживающей структуры при формировании спектральных изображений источника. Продемонстрировано пространственное разрешение на уровне 50 мкм.

Ключевые слова: мягкое рентгеновское излучение, нормальное падение, широкополосное рентгеновское зеркало, аperiodическая многослойная Mo/Be-структура, лазерная плазма, пропускающая дифракционная решетка, стигматический спектрограф.

1. Введение

При исследовании лабораторных и астрофизических источников излучения в мягкой рентгеновской (МР) области спектра часто требуется получение как спектральной, так и пространственной информации об источнике. Прибором, позволяющим получить спектр с пространственным разрешением, является изображающий спектрограф. Одним из вариантов оптической схемы такого прибора для МР области спектра является комбинация вогнутого зеркала и пропускающей дифракционной решетки.

Вогнутые зеркала можно использовать в схемах как нормального, так и скользящего падения. В последней схеме приемный угол мал, а сферическое зеркало обладает неустранимым астигматизмом, причем его замена на тороидальное для поддержания приемлемого качества изображения требует значительного ограничения апертуры зеркала [1–2], что отрицательно сказывается на светосиле спектрографа. Схема Киркпатрика–Баеза [3], иногда используемая для получения рентгеновских изображений, также характеризуется низкой светосилой. Для получения изображений высокого разрешения в схемах скользящего падения с достаточно высокой светосилой необходимо применять более сложную оптику. Так, например, в космической обсерватории AXAF для получения секундного углового разрешения в схеме скользящего падения применялся телескоп на основе схемы Вольтера

первого типа, а для увеличения светосилы телескопа использовалась система вложенных зеркал [4].

В видимом и УФ диапазонах вогнутое сферическое зеркало, установленное при почти нормальном падении, дает хорошее качество изображения при относительно высокой светосиле и большой угловой апертуре, поскольку aberrации (за исключением слабого астигматизма) отсутствуют в случае ограничения апертуры так называемой оптимальной апертурой, существенно превышающей угловую апертуру фокусирующего сферического зеркала при скользящем падении. Причем при роуландовской установке этого зеркала отсутствует меридиональная кома, так что оптимальная апертура ограничена лишь сферической aberrацией. К сожалению, в МР диапазоне коэффициенты отражения большинства материалов при нормальном падении излучения малы, поэтому на зеркала нормального падения необходимо наносить многослойные структуры, которые определяют спектр отражения зеркала, а следовательно, и рабочий диапазон спектрографа в целом.

Зеркала на основе периодических многослойных структур обладают резонансным контуром отражения с высоким коэффициентом отражения в максимуме. Наибольшую светосилу спектрографа можно получить с помощью фокусирующего зеркала, у которого период структуры меняется вдоль поверхности. Для этого нужно поместить зеркало после дифракционной решетки так, чтобы период структуры соответствовал максимуму отражения на длине волны излучения, приходящего от решетки в соответствующую точку поверхности зеркала. Решетка при этом будет находиться в расходящемся пучке. Такая схема была реализована в работе [1]. Если убрать входную щель и поместить детектор в фокус зеркала, то можно использовать прибор как изображающий спектрогелиограф.

Для задач спектроскопии, как правило, необходимо, чтобы коэффициент отражения оставался постоянным в достаточно широком диапазоне длин волн. Таким спектром отражения могут обладать аperiodические много-

А.О.Колесников. 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; e-mail: alexey6180@gmail.com

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

Поступила в редакцию 14 апреля 2020 г., после доработки – 28 мая 2020 г.

слоистые структуры, впервые предложенные в 1987 г. для рентгеновской астрономии [5], причем каждый слой структуры рассматривался как независимый параметр оптимизации. Подход, состоящий в оптимизации многослойных структур, оказался подходящим для решения широкого круга задач. Он применялся для расчета структур с максимальным интегральным коэффициентом отражения или максимальным равномерным отражением на фиксированной длине волны в заданном диапазоне углов падения либо для фиксированного угла падения в заданном диапазоне длин волн [6, 7].

К 2000 г. в ФИАНе был разработан алгоритм, позволяющий численно решать различные задачи оптимизации многослойных структур [8, 9]. В 2001 г. по расчетам, выполненным в ФИАНе, в Харьковском политехническом институте на сферических подложках радиусом 1 м были синтезированы широкополосные зеркала на основе аperiodической структуры Mo/Si, оптимизированные на максимальное равномерное отражение в диапазоне длин волн 125–250 Å [10]. При расчетах были учтены переходные слои MoSi₂ (толщиной 6 Å – Si-на-Mo, 12 Å – Mo-на-Si) [11]. Зеркала обладали равномерным отражением на уровне 14% и в дальнейшем неоднократно использовались в экспериментах для регистрации стигматических спектров плазмы [12], спектров лазерной плазмы в импульсной струе ксенона [13, 14], в исследованиях перезарядки многозарядных ионов на атомах струи инертного газа [15, 16], отражения лазерного излучения от релятивистской волны электронной плотности в лазерной плазме (релятивистское «летающее зеркало») [17], а также генерации гармоник на сингулярностях электронной плотности плазмы при многопоточном движении под действием мультитераваттного фемтосекундного лазера [18]. Недавно в ФИАНе был создан широкополосный изображающий спектрограф высокого разрешения на основе отражательной плоской VLS-решетки, в котором широкополосное Mo/Si-зеркало выполняло роль фокусирующего элемента [19, 20].

Поскольку структуры на основе Mo/Si эффективны на длинах волн $\lambda > 125$ Å из-за наличия у кремния (в районе 125 Å) L-края поглощения, то для продвижения в более коротковолновую область вместо кремния нужно использовать другой элемент. Проведенные оценочные расчеты показали, что таким элементом может быть бериллий – предполагаемый коэффициент отражения структуры Mo/Be может составлять около 20% по области 111–135 Å [21]. В 2014 г., в связи с началом работы лаборатории синтеза бериллийсодержащих зеркал в Институте физики микроструктур (ИФМ) РАН в Нижнем Новгороде, появилась возможность напыления подобных структур в нашей стране. К настоящему времени в ИФМ РАН накоплен значительный опыт синтеза периодических бериллийсодержащих многослойных структур, разработаны методы восстановления параметров структуры по данным рефлектометрии в жестком и мягком рентгеновском диапазонах [22, 23], электронной микроскопии [24] и масс-спектрометрии [25].

При оптимизации многослойных структур плотности материалов задаются константами. Однако плотность материала, вообще говоря, зависит от толщины слоя: как было показано в работе [26], плотность молибдена меняется от 75% до 97% табличного значения при изменении толщины слоя от 15 до 55 Å. В процессе напыления контролируется время напыления материала – следователь-

но, его количество, а не толщина слоя. Поэтому толщины слоев синтезированной аperiodической структуры могут значительно отличаться от расчетных, что скажется на ее спектре отражения. Чтобы избежать этого, Кожевников и др. [27] предложили модифицировать целевой функционал оптимизации так, чтобы уменьшилась вариация толщин соседних слоев из одного материала. На примере расчета Mo/Si-зеркала для равномерного отражения в широком диапазоне углов падения на длине волны 135 Å они показали, что можно значительно уменьшить разброс толщин слоев ценой небольшого снижения коэффициента отражения и чуть большей его неоднородности по диапазону углов.

Существует альтернативный подход к получению широкополосных многослойных МР зеркал, предложенный Кульманом, Юлиным и др. [28], – создание стековых структур, который заключается в последовательном нанесении друг на друга нескольких различных периодических структур. Такие структуры, вследствие меньшего числа их параметров, легче контролировать при синтезе, что делает их технологически более предпочтительными. Однако предельно возможный коэффициент отражения и его равномерность по спектру у стековых структур оказываются ниже, чем у полностью аperiodических, поскольку стековые структуры являются подмножеством в множестве аperiodических структур. Широкополосные зеркала для спектрального диапазона 111–138 Å на основе стековой структуры Mo/Be были синтезированы в ИФМ РАН на сферических (радиусом 1 м) подложках из плавленого кварца, изготовленных в ФИАНе [29].

Целью настоящей работы было рассмотрение возможности оптимизации многослойных аperiodических структур Mo/Be для достижения максимально равномерного отражения в широком (до октавы) диапазоне длин волн, проведение расчетов таких структур с минимизацией разброса толщин слоев, а также демонстрация в действии изображающего дифракционного спектрографа с пропускающей решеткой и широкополосным зеркалом на основе стековой Mo/Be-структуры, синтезированной в ИФМ РАН, и получение линейчатых спектров лазерной плазмы с пространственным разрешением в диапазоне 111–138 Å.

2. Оптимизация аperiodических многослойных структур Mo/Be

Классически, задача оптимизации аperiodической многослойной структуры на максимальное равномерное отражение в диапазоне длин волн от λ_{\min} до λ_{\max} сводится к минимизации функционала вида

$$F = \int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} [R(\lambda, \mathbf{d}) - R_0]^{2m} d\lambda, \quad (1)$$

где $R(\lambda, \mathbf{d})$ – коэффициент отражения структуры на длине волны λ ; \mathbf{d} – вектор толщин слоев структуры; m – натуральное число; R_0 – целевое значение коэффициента отражения. Минимизация производится численно, например методом наискорейшего спуска или с использованием генетического алгоритма. Получившаяся в итоге структура, как правило, обладает значительным разбросом толщин слоев, что неудобно для синтеза. Разброс толщин можно существенно уменьшить, если модифицировать функционал следующим образом:

$$F = \int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} [R(\lambda, d) - R_0]^{2m} d\lambda + c \sum_{i=\Delta n+1}^N (d_i - d_{i-\Delta n})^{2m}, \quad (2)$$

где c – коэффициент сглаживания; Δn – «период сглаживания» (разность номеров ближайших слоев, толщины которых нужно сблизить); N – число слоев в структуре; d_i – толщина i -го слоя. При $\Delta n = 2$ будут сблизятся толщины ближайших слоев из одного и того же материала, как в работе [27], а при $\Delta n = 1$ сблизаются толщины всех соседних слоев – зависимость толщины слоя от порядкового номера будет выглядеть как гладкая кривая.

Для расчета широкополосных Мо/Ве-зеркал мы модифицировали программу, созданную в работах [8, 9], чтобы сделать получившиеся структуры удобнее для синтеза, а также исследовать влияние параметров сглаживания c и Δn на спектр отражения структур. Оптимизация проводилась методом наискорейшего спуска, в качестве начальной бралась периодическая структура, параметр $m = 1$, $\lambda_{\min} = 111 \text{ \AA}$, во всех расчетных структурах $N = 82$. Учитывались переходные слои Мо-на-Ве с $\sigma = 7 \text{ \AA}$ и Ве-на-Мо с $\sigma = 3 \text{ \AA}$ [24], где σ – половина толщины переходного слоя. Угол падения излучения на зеркало составлял 5° . Верхним слоем структуры служил Ве, подложка из плавленого кварца SiO_2 имела среднеквадратичную шероховатость поверхности 3 \AA . Другими факторами, понижающими интенсивность света в зеркальном направлении, являются межслоевая шероховатость и взаимодиффузия материалов на границах слоев. Они учтены общей характеристикой – толщиной переходного слоя. При расчетах мы пользовались данными оптических констант Мо и Ве, опубликованными в [30, 31] и размещенными на сайте Lawrence Berkeley National Laboratory [32].

Согласно результатам исследования восстановления структур на основе Мо/Ве, проведенного в ИФМ РАН, верхний слой бериллия частично окисляется, образуя сверху слой ВеО толщиной 14 \AA [29]. Сравнение коэффициентов отражения расчетной (без учета окисления) и синтезированной (с образовавшимся слоем оксида) структур показало, что частичное окисление верхнего слоя Ве слабо влияет на коэффициент отражения структуры. Сравнивались стековые структуры Мо/Ве, оптимизированные на максимальное равномерное отражение в диапазоне $111\text{--}138 \text{ \AA}$ [29]. В связи с этим при расчетах образование оксида мы не учитывали.

3. Анализ результатов расчета Мо/Ве-зеркал

С целью поиска возможностей создания широкополосных зеркал на основе аperiodических многослойных структур Мо/Ве была проведена серия расчетов структур с максимально равномерным отражением в четырех спектральных диапазонах: $111\text{--}138 \text{ \AA}$, $111\text{--}150 \text{ \AA}$, $111\text{--}200 \text{ \AA}$ и $111\text{--}222 \text{ \AA}$. На рис.1 приведены расчетные спектры отражения этих структур. При увеличении спектрального диапазона высота плато коэффициента отражения понижается, выходя на уровень 10% при ширине диапазона, равной октаве. Средний коэффициент отражения R первой структуры составляет 15.8% , второй структуры – 12.6% , третья и четвертая имеют R на уровне 10.7% и 10.3% , причем последняя структура способна отражать и при больших длинах волн – коэффициент отражения плавно (практически линейно) снижается с 10% на $\lambda = 220 \text{ \AA}$ до 5% на $\lambda = 290 \text{ \AA}$. Интегральный коэффициент отражения структуры с увеличением ширины расчетного диапазона

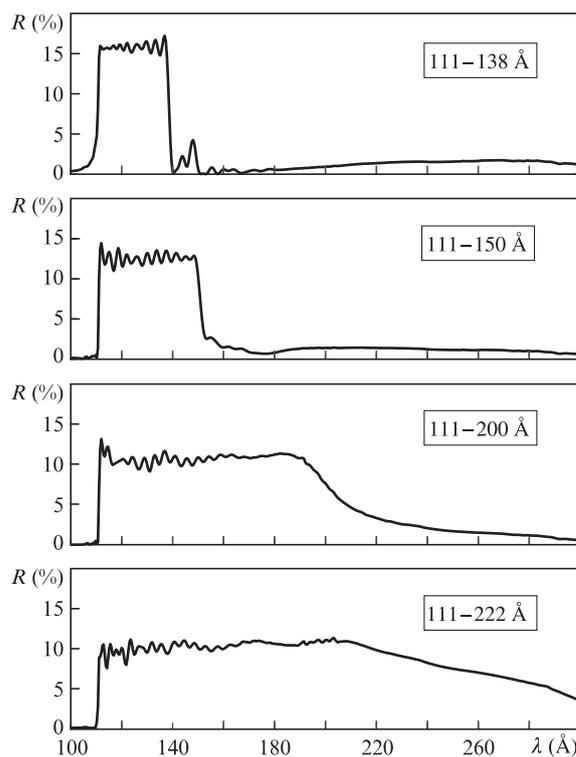


Рис.1. Спектры отражения аperiodических структур Мо/Ве, оптимизированных на максимальное равномерное отражение в разных диапазонах.

только растет. Относительное среднеквадратичное отклонение коэффициента отражения от уровня плато σ_R у структур составило 3.2% , 5.5% , 7.6% и 5.8% соответственно.

Для анализа влияния коэффициента сглаживания на спектр отражения многослойного широкополосного Мо/Ве-зеркала мы провели серию расчетов, выбрав в качестве верхней границы диапазона $\lambda_{\max} = 138 \text{ \AA}$. При этом была зафиксирована начальная периодическая структура, период сглаживания Δn был равен двум, а коэффициент сглаживания c менялся от нуля в сторону возрастания. Зависимости характеристик получившихся структур от коэффициента сглаживания c приведены на рис.2. Видно, что с увеличением c уровень плато практически не меняется, опускаясь чуть ниже 16% . При этом среднеквад-

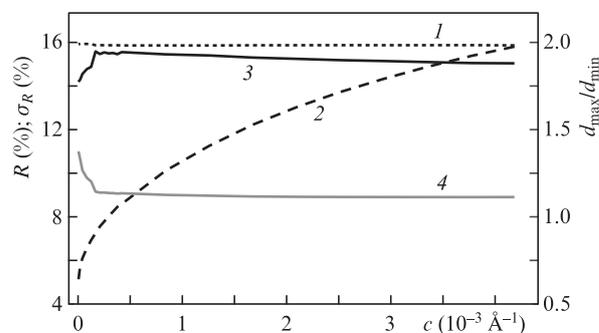


Рис.2. Влияние сглаживания на результат оптимизации многослойной аperiodической структуры Мо/Ве на достижение равномерного отражения в диапазоне $111\text{--}138 \text{ \AA}$; 1 – средний по спектральному диапазону абсолютный коэффициент отражения R ; 2 – относительное среднеквадратичное отклонение от него σ_R ; 3 и 4 – отношение максимальной и минимальной толщин слоя в структуре d_{\max}/d_{\min} для бериллия и молибдена соответственно.

ратичная неоднородность коэффициента отражения σ_R по спектру монотонно (но с замедлением) растет. Разброс толщин слоев d_{\max}/d_{\min} при малых c меняется быстро, но практически уже при $c \approx 2 \times 10^{-4} \text{ \AA}^{-1}$ он становится постоянным. Дальнейший рост коэффициента сглаживания не изменяет максимального разброса толщин слоев, но делает зависимость толщины слоя от его порядкового номера более плавной, при этом спектральная равномерность отражения зеркала ухудшается.

Оптимальный коэффициент сглаживания отвечает ситуации, когда и разброс толщин слоев молибдена мал (стал неизменным), и неравномерность коэффициента отражения минимальна, поэтому оптимальное значение c составляет примерно $2 \times 10^{-4} \text{ \AA}^{-1}$. При этом значении одновременно достижимы и хорошая равномерность отражения, и минимальное отличие толщин напыленных слоев Мо от расчетных, поскольку в этом случае плотность Мо можно с хорошей точностью считать одинаковой для всех слоев. Отметим, что получение более плавной зави-

симости толщины слоя от его номера может быть полезно с точки зрения удобства синтеза. При синтезе аперiodических структур вначале необходимо провести калибровку установки по толщинам каждого из слоев. Следовательно, число калибровок в общем случае равно числу слоев в структуре (около ста по порядку величины) [29]. Однако, если все слои различаются по толщине незначительно (кроме, может быть, нескольких), количество предварительных калибровок можно существенно сократить. Достаточно будет провести около пяти калибровок в диапазоне изменения толщин большинства слоев и по одной калибровке на каждый слой, сильно отличающийся от других (при больших c – не более одного слоя для каждого материала). При синтезе такой структуры будет вполне корректно пользоваться интерполяцией между калибровочными точками.

На рис.3 приведены спектры отражения и зависимости толщин слоев от номера их пары для четырех Мо/Ве-структур, оптимизированных на максимальное равномер-

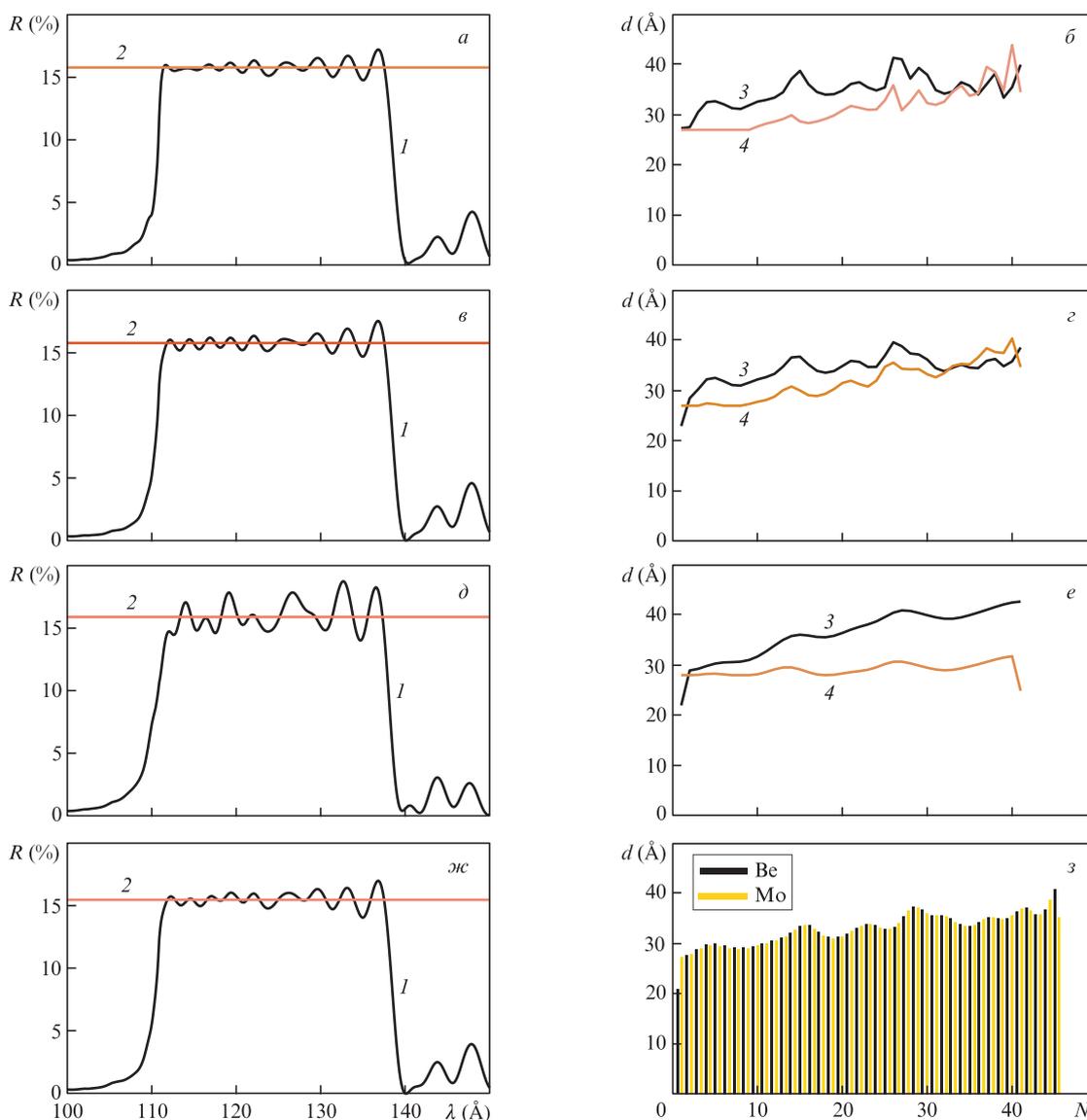


Рис.3. Спектры отражения четырех Мо/Ве-структур, оптимизированных на максимальное равномерное отражение в области длин волн 111–138 Å (а, б, д, жс) и толщины слоев этих структур (б, в, е, з) при $c = 0$ (а, б), $c = 9 \times 10^{-5} \text{ \AA}^{-1}$ и $\Delta n = 2$ (в, в), $c = 4.2 \times 10^{-4} \text{ \AA}^{-1}$ и $\Delta n = 2$ (д, е), $c = 2.0 \times 10^{-5} \text{ \AA}^{-1}$ и $\Delta n = 1$ (жс, з); 1 – спектр отражения структуры; 2 – уровень плато; 3 – слои бериллия; 4 – слои молибдена. Номер слоя (пары слоев) возрастает от поверхности к подложке. Число слоев у всех структур равно 82 (41 пара), верхний слой – бериллиевый, нижний – молибденовый; N – номер пары слоев.

ное отражение в диапазоне $111 - 138 \text{ \AA}$ при различных c и Δl . Видно, как коэффициент сглаживания c влияет на спектр и структуру. Сначала спектр практически не меняется, а на рис.3,з проседают пики и приподнимаются провалы. С дальнейшим увеличением c равномерность спектра ухудшается, но уменьшаются количество и амплитуды пиков и провалов – зависимость толщины слоя от номера становится более гладкой. Необычной особенностью всех рассчитанных для диапазона длин волн $111 - 138 \text{ \AA}$ структур является возрастающий характер зависимости толщины слоя от его номера (номер увеличивается от поверхности к подложке).

Интересно также отметить, что для диапазона $111 - 138 \text{ \AA}$ сглаживание при $\Delta l = 1$ может приводить к лучшему результату расчета. Видно, что структура (четвертая) с таким Δl (рис.3,ж,з) имеет чуть меньший ($\sim 15.5\%$) коэффициент отражения R , чем все остальные ($\sim 15.8\%$), но обладает такой же равномерностью, как и вторая ($\sigma_R \approx 4\%$). При этом разброс толщин слоев молибдена у четвертой структуры меньше (максимальная толщина слоя 39 \AA , минимальная – 27 \AA), чем у второй (максимальная толщина слоя 40.4 \AA , минимальная – 27 \AA), поэтому она является оптимальной с точки зрения как качества спектра, так и удобства синтеза.

Подобные расчеты (без сглаживания, сглаживание при $\Delta l = 2$ и 1) были проведены и для структур с равномерным отражением в диапазонах $111 - 150 \text{ \AA}$ и $111 - 200 \text{ \AA}$. В этих структурах толщины слоев убывают с ростом номера слоя. Для диапазона $111 - 50 \text{ \AA}$ значения R и σ_R составили 12.5% и 5.5% (без сглаживания), 12.42% и 6.17% (оптимальное сглаживание при $\Delta l = 2$), 12.41% и 6.00% (оптимальное сглаживание при $\Delta l = 1$). Разброс толщин слоев молибдена при этом практически не изменился: от 20 до 35 \AA в отсутствие сглаживания, а также в случае оптимального сглаживания при $\Delta l = 2$, и от 20 до 37 \AA при оптимальном сглаживании и $\Delta l = 1$. Для диапазона $111 - 200 \text{ \AA}$ значения R и σ_R составили 10.67% и 7.66% (без сглаживания), 10.50% и 9.52% (оптимальное сглаживание при $\Delta l = 2$), 10.54% и 8.46% (оптимальное сглаживание при $\Delta l = 1$). Толщины слоев молибдена при этом составляют от 20 до 45 \AA в первых двух случаях, при $\Delta l = 1$ – от 20 до 49 \AA . Таким образом, с ростом ширины диапазона сглаживание при $\Delta l = 1$ перестает уменьшать разброс толщин слоев молибдена, а в случае оптимизации в диапазоне $111 - 222 \text{ \AA}$ использование параметра $\Delta l = 1$ не позволяет сгладить разброс толщин слоев, сохранив при этом равномерный спектр отражения.

При расширении диапазона длин волн будет неизбежно расти интервал между максимальной и минимальной толщинами слоев, который невозможно уменьшить сглаживанием. При оптимизации структуры на максимальное равномерное отражение в октаве длин волн сглаживание будет снижать коэффициент отражения структуры, особенно в длинноволновой части спектра, с чем, в основном, и связана неравномерность отражения по спектру. Таким образом, при широком расчетном диапазоне длин волн эффективность сглаживания невелика, а оптимальное значение коэффициента c близко к нулю (рис.4). Пример влияния оптимального сглаживания на результаты оптимизации зеркал в диапазоне длин волн $111 - 222 \text{ \AA}$ приведен на рис.5. Видно, что сглаживание, главным образом, уменьшает количество осцилляций толщин слоев, делая зависимость толщины слоя от номера более плавной. Спектр отражения при этом практически не меняется.

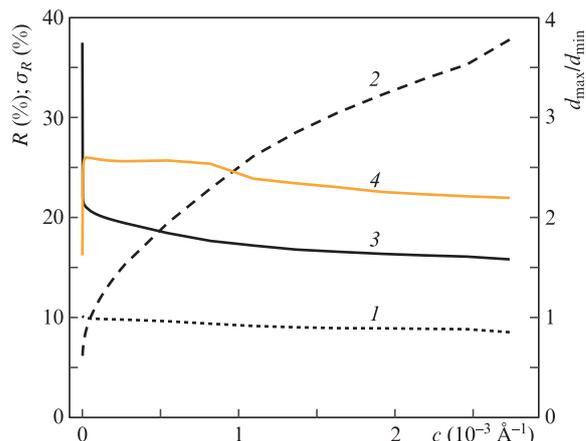


Рис.4. Зависимости характеристик аperiodической многослойной структуры Mo/Be с максимальным равномерным отражением в диапазоне $111 - 222 \text{ \AA}$ от коэффициента сглаживания c . Обозначения и номера кривых 1–4 аналогичны таковым на рис.2. Снижение R и рост σ_R происходят вследствие уменьшения коэффициента отражения в длинноволновой части рабочего диапазона.

Таким образом, существует возможность создания широкополосных зеркал на основе аperiodических многослойных структур Mo/Be в диапазоне длин волн более 111 \AA . При ширине диапазона менее четверти октавы сглаживание позволяет получить более удобную с точки зрения синтеза структуру практически без снижения коэффициента отражения и его равномерности. В более широких диапазонах длин волн сглаживание оказывается менее эффективным и может лишь незначительно уменьшить число предварительных калибровок перед синтезом. При ширине диапазона, равной октаве, достижимый коэффициент равномерного отражения составляет около 10% при его относительной среднеквадратичной неравномерности около 6% .

4. Изображающий дифракционный спектрограф в области длин волн $111 - 138 \text{ \AA}$

Схема спектрографа приведена на рис.6. Ранее эта схема применялась в диапазоне $125 - 250 \text{ \AA}$, в качестве фокусирующего элемента использовалось широкополосное зеркало на основе аperiodической структуры Mo/Si, синтезированной в Харьковском политехническом институте [13–16]. Зеркало совмещает на детекторе горизонтальное изображение входной щели и вертикальное изображение источника, позволяя получать пространственное разрешение вдоль входной щели. Коэффициенты увеличения при этом близки к единице. Пропускающая решетка помещается в сходящийся пучок, создаваемый зеркалом. Рабочий спектральный диапазон прибора ($125 - 250 \text{ \AA}$) был ограничен спектром отражения Mo/Si-зеркала. Для продвижения в более коротковолновую область спектра было принято решение создать широкополосные зеркала на основе Mo/Be-структуры.

Mo/Be-зеркала были синтезированы в ИФМ РАН. В основе лежала одна и та же расчетная шестистековая многослойная структура. Сферические (радиусом 1 м) подложки зеркал были изготовлены в ФИАНе. Согласно измерениям на рефлектометре в ИФМ РАН [23] в области длин волн $111 - 138 \text{ \AA}$ коэффициент отражения зеркал R равен $\sim 14.3\%$ при относительной среднеквадратичной неравномерности коэффициента отражения $\sigma_R \approx 9.4\%$ (рис.7).

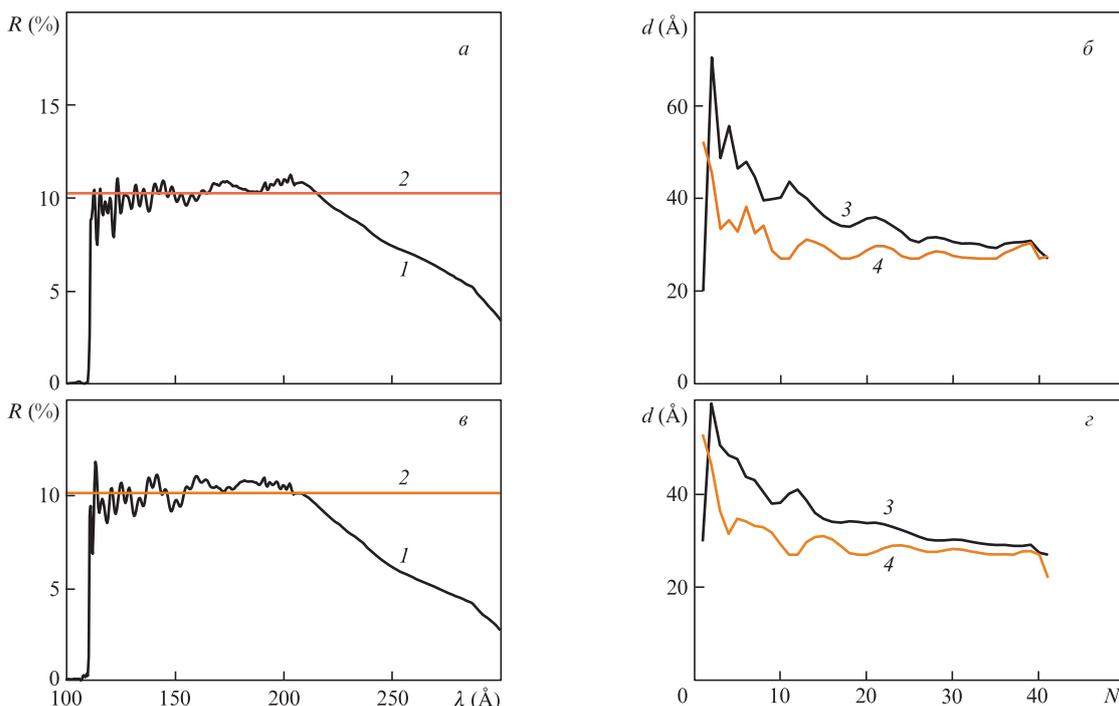


Рис.5. Спектры отражения (1) и уровень плато (2) Мо/Ве-структур, оптимизированных на максимальное равномерное отражение в диапазоне 111–222 Å (а, в), и толщины слоев Ве (3) и Мо (4) (б, г) в случае оптимизации без сглаживания (а, б) и со сглаживанием при $c = 2.7 \times 10^{-6} \text{ \AA}^{-1}$ и $\Delta l = 2$ (в, г); N – номер пары слоев.

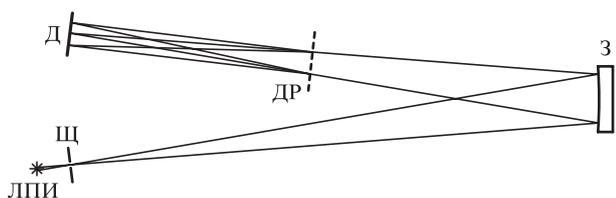


Рис.6. Схема изображающего спектрографа с пропускающей решеткой и широкополосным многослойным зеркалом: ЛПИ – лазерно-плазменный источник; Щ – входная щель; 3 – широкополосное многослойное фокусирующее зеркало; ДР – пропускающая дифракционная решетка; Д – детектор.

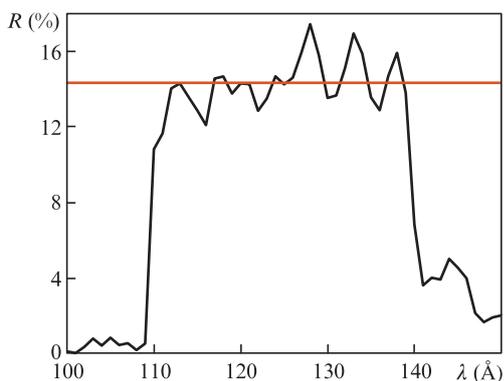


Рис.7. Измеренный в ИФМ РАН спектральный коэффициент отражения широкополосного зеркала на основе шестистековой структуры Мо/Ве. Прямой линией обозначен средний по диапазону 111–138 Å коэффициент отражения.

Изображающий дифракционный спектрограф был собран и съюстирован в цилиндрической (диаметр 0.9 м, длина 3.8 м) вакуумной камере, оснащённой системой безмасляной откачки (остаточное давление 10^{-5} Тор). Роль фокусирующего элемента выполняло стекловое Мо/Ве-

зеркало, а детектором служила ПЗС-матрица с квадратными ячейками со стороной 13 мкм (Teledyne e2v, Великобритания). Рабочие штрихи пропускающей решетки были ориентированы вертикально, плоскость дисперсии горизонтальна; частота штрихов была равна 989 мм^{-1} , скважность (отношение просвета между штрихами к периоду) – 0.44. Расстояние от решетки до детектора составляло $\sim 336 \text{ мм}$, ширина входной щели равнялась 15 мкм, расстояние от щели до источника $\sim 35 \text{ мм}$. Спектральное разрешение определяется размером ячейки детектора (13 мкм) и численно равно произведению обратной линейной дисперсии (30.09 \AA/мм) и удвоенного размера ячейки (26 мкм), что дает 0.78 \AA . При этом спектральная разрешающая способность в центре рабочего спектрального диапазона $\lambda/\delta\lambda \approx 160$ для длины волны 125 \AA .

Решетка обладает сложной регулярной поддерживающей структурой: квадратной с пространственной частотой менее 1 мм^{-1} , квадратной с частотой $\sim 5 \text{ мм}^{-1}$ и горизонтальной с частотой $\sim 49 \text{ мм}^{-1}$ (рис.8). Скважность последней составляет около 0.55. Частоты штрихов решетки и поддерживающих структур и их скважности были измерены по дифракции излучения He–Ne-лазера.

Дифракция на первых двух поддерживающих структурах в рабочем спектральном диапазоне слишком мала (как по углам, так и по интенсивностям), чтобы детектор ее разрешил (расстояние между порядками дифракции менее двух ячеек детектора), а дифракция на последней (горизонтальной) будет приводить к наложению изображений источника в разных порядках дифракции друг на друга, что приведет к несоответствию пространственного распределения интенсивности источника в вертикальном направлении и его изображения на детекторе. Поэтому для восстановления профиля спектральной линии необходимо решать обратную задачу.

Наблюдаемое распределение интенсивности спектральной линии по высоте h описывается формулой

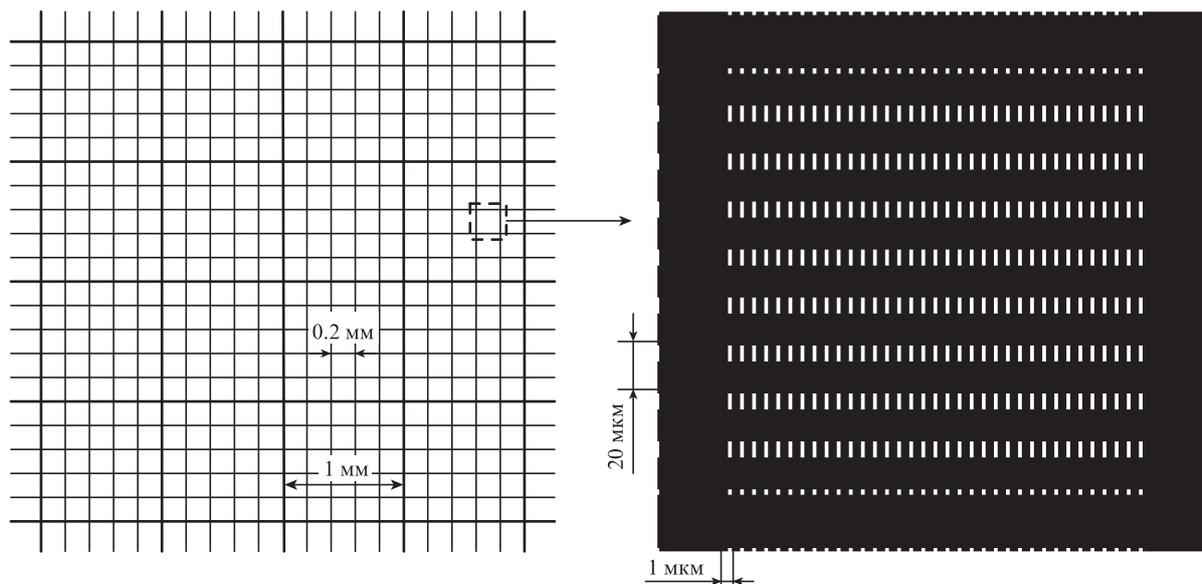


Рис.8. Схематическое изображение свободновисящей пропускающей решетки и ее поддерживающей структуры. Слева – две крупные квадратные поддерживающие структуры со сторонами около 1 и 0.2 мм. Справа – элементарная ячейка квадратной структуры со стороной ~ 0.2 мм; видна горизонтальная структура со скважностью ~ 0.55 мкм и периодом ~ 20 мкм, а также рабочие штрихи решетки (не в масштабе) с периодом около 1 мкм.

$$I_{\text{obs}}(h) = I(h) + \alpha_1[I(h-a) + I(h+a)] + \alpha_2[I(h-2a) + I(h+2a)] + \dots, \quad (3)$$

где $I(h)$ – истинное распределение интенсивности (нулевой порядок дифракции на горизонтальной поддерживающей структуре); α_i – относительная интенсивность $\pm i$ -го порядка дифракции; $a = (\lambda d_{\text{hs}})/L$ – сдвиг, обусловленный дифракцией на структуре; d_{hs} – период горизонтальной поддерживающей структуры; L – расстояние от решетки до детектора. Наибольший вклад вносит первый порядок дифракции на поддерживающей структуре, интенсивность которого составляет около 30% от нулевого, тогда как второго и третьего порядков – менее 3%. Это означает, что $\alpha_1 \sim 0.3$, а α_2 и $\alpha_3 \sim 0$. Тогда сигнал, считанный с ячейки детектора с номером k , имеет следующий вид:

$$I_k = I_k^0 + \alpha_1(I_{k+\Delta k}^0 + I_{k-\Delta k}^0), \quad (4)$$

где I_k^0 – искомый профиль спектральной линии, а Δk – расстояние между нулевым и первым порядком дифракции, выраженном в количестве ячеек детектора. Это дает возможность, пользуясь методом градиентного спуска для восстановления профиля, рассматривать I_k^0 как независимые параметры оптимизации. В качестве целевой функции можно взять функцию

$$F = \sum_k (I_k^{\text{exp}} - I_k)^2 = \sum_k [I_k^{\text{exp}} - I_k^0 - \alpha_1(I_{k+\Delta k}^0 + I_{k-\Delta k}^0)]^2, \quad (5)$$

где I_k^{exp} – показания k -й ячейки детектора, полученные в эксперименте. Тогда k -я компонента градиента F будет вычисляться по формуле

$$\frac{\partial F}{\partial I_k^0} = -2[I_k^{\text{exp}} - I_k^0 - \alpha_1(I_{k+\Delta k}^0 + I_{k-\Delta k}^0)] - 2\alpha_1[I_{k+\Delta k}^{\text{exp}} - I_{k+\Delta k}^0 - \alpha_1(I_{k+2\Delta k}^0 + I_k^0)] -$$

$$-2\alpha_1[I_{k-\Delta k}^{\text{exp}} - I_{k-\Delta k}^0 - \alpha_1(I_k^0 + I_{k-2\Delta k}^0)] = -2(I_k^{\text{exp}} - I_k)$$

$$-2\alpha_1[(I_{k+\Delta k}^{\text{exp}} - I_{k+\Delta k}^0) + (I_{k-\Delta k}^{\text{exp}} - I_{k-\Delta k}^0)], \quad (6)$$

а итерационный процесс спуска примет вид

$$I_k^0(i+1) = I_k^0(i) - \frac{\partial F}{\partial I_k^0} \tau, \quad (7)$$

где τ – шаг метода. Спуск был проведен несколько раз для поиска наилучших значений параметров α_1 и Δk .

Для демонстрации изображающих свойств прибора были зарегистрированы спектры с пространственным разрешением лазерной плазмы LiF и Mg. На рис.9 представлен стигматический спектр плазмы фторида лития, полученный за один импульс Nd:YAG-лазера (0.5 Дж, 8 нс). Видны четыре наиболее яркие группы линий ионов Li III, FV–FVII и картина скрещенной дифракции на поддерживающей структуре, представляющая нулевой и два первых порядка.

В процессе дальнейшей обработки спектра был восстановлен профиль пространственного распределения интенсивности линии FVII ($\lambda = 127.7 \text{ \AA}$). Задача разделения порядков дифракции на поддерживающей структуре была решена методом градиентного спуска с дальнейшей аппроксимацией получившегося профиля гладкой кривой. Результат восстановления, а также экспериментально полученное и восстановленное изображения на плоскости детектора представлены на рис.10.

За три вспышки Nd:YAG-лазера был также получен стигматический спектр магниевой плазмы с большим количеством линий ионов MgIV–MgVI в диапазоне длин волн 111–138 \AA (в статье не приведен).

Таким образом, зеркало Mo/Be обеспечило работоспособность изображающего дифракционного спектрографа в диапазоне 111–138 \AA . Продемонстрированная спектральная разрешающая способность прибора (около 160) ограничена двумя ячейками детектора. Пространст-

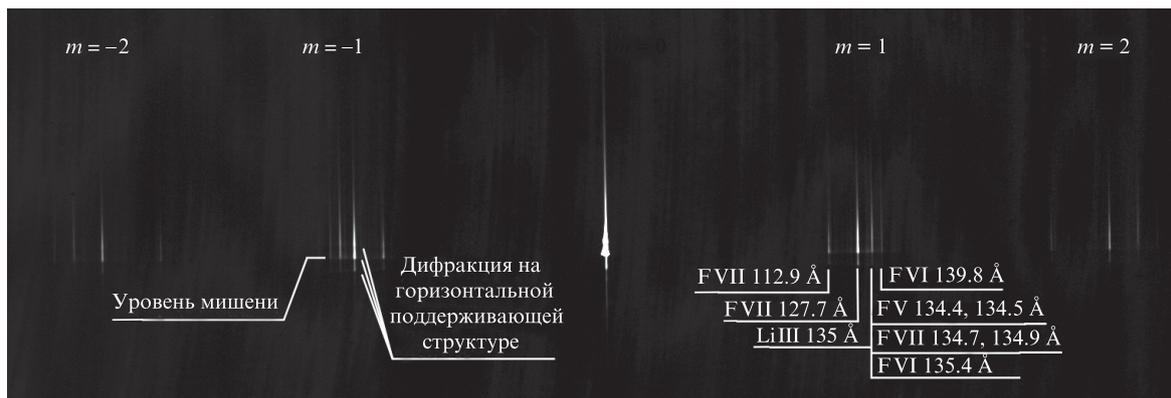


Рис.9. Стигматический спектр лазерной плазмы LiF, полученный за один импульс Nd:YAG-лазера. По горизонтали – направление дисперсии, по вертикали – координата вдоль входной щели. Видны четыре яркие группы линий ионов Li III, F V, F VI и F VII в первом и втором порядках дифракции m . По вертикали наблюдается картина дифракции на поддерживающей структуре – резкая граница света и тени (соответствует уровню мишени) на каждой линии видна трижды (нулевой и два первых порядка дифракции).

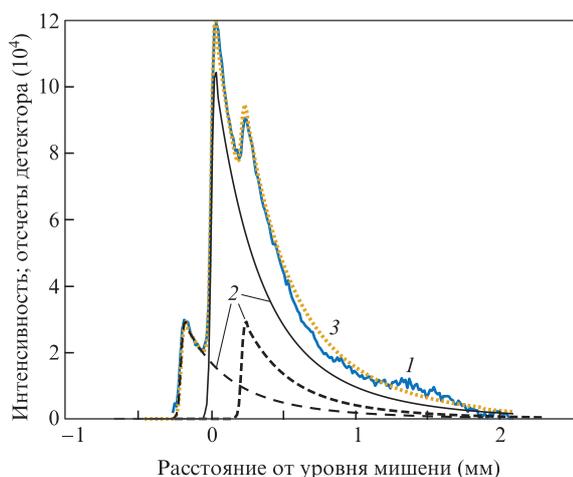


Рис.10. Экспериментально полученный и восстановленный пространственные профили интенсивности спектральной линии ионов F VII ($\lambda = 127.7 \text{ \AA}$); 1 – отсчеты детектора (сумма отсчетов по нескольким ячейкам вдоль ширины спектральной линии); 2 – восстановленный профиль в нулевом (максимум на уровне мишени) и двух первых (максимумы на уровне 0.3 по интенсивности от максимума нулевого порядка, расположенные на расстоянии $\pm 0.21 \text{ мм}$ от уровня мишени) порядках дифракции на горизонтальной поддерживающей структуре; 3 – суммарная интенсивность всех трех порядков дифракции, вычисленная на основе восстановленного профиля, хорошо согласуется с исходным распределением интенсивности на плоскости детектора.

венное разрешение прибора можно оценить по ширине границы света и тени, составляющей около четырех ячеек детектора, что соответствует $\sim 50 \text{ мкм}$ (рис.10).

5. Заключение

Зеркала нормального падения на основе многослойных аперидических структур Mo/Be позволяют строить изображения в диапазоне длин волн более 111 \AA , что дает возможность регистрировать спектры с пространственным разрешением. Достижимая ширина диапазона при этом может составлять октаву; в этом случае зеркала обладают равномерным коэффициентом отражения на уровне 10%. Такие зеркала позволят расширить рабочий диапазон широкополосного изображающего спектрометра высоко-го разрешения [19, 20] в сторону более коротких длин волн.

Введение сглаживания толщин слоев в функционал при расчете многослойных аперидических структур делает зависимость толщины слоя от его порядкового номера в структуре более плавной, что достигается ценой небольшого снижения коэффициента отражения и незначительного ухудшения неравномерности коэффициента отражения по спектру. Результат синтеза таких структур становится более предсказуемым, т.к. при этом уменьшается влияние связи плотности слоя с его толщиной, а значит, и ошибка в толщине напыленного слоя. Сглаживание дает хорошие результаты для относительно узких диапазонов ($111 - 138 \text{ \AA}$), однако с увеличением ширины диапазона его эффективность снижается. Из-за этого структуры с равномерным отражением в широком (около октавы) диапазоне остаются по-прежнему трудными для синтеза.

Синтезированные в ИФМ РАН зеркала на основе шестистековой структуры Mo/Be были использованы в схеме изображающего дифракционного спектрографа с пропускающей решеткой, что позволило регистрировать спектры с пространственным разрешением в области длин волн $111 - 138 \text{ \AA}$. Были получены спектры лазерной плазмы LiF и Mg, а также восстановлен пространственный профиль линии иона F VII (127.7 \AA). Спектральная разрешающая способность прибора составила около 160 (две ячейки ПЗС-матрицы), пространственное разрешение оказалось на уровне 50 мкм (четыре ячейки ПЗС-матрицы). Применение широкополосных зеркал Mo/Be в схеме стигматического спектрометра на основе сферического зеркала нормального падения и плоской отражательной решетки с переменным шагом (VLS-решетка) при скольжении падения позволит достичь спектральной разрешающей способности около 1000 и пространственного разрешения на уровне двух ячеек детектора (26 мкм) в диапазоне, ограниченном К-краем бериллия ($\lambda > 111 \text{ \AA}$), подобно тому, как это было продемонстрировано в диапазоне, ограниченном L-краем кремния ($\lambda > 125 \text{ \AA}$), с помощью широкополосного зеркала Mo/Si [19, 20].

Авторы благодарят А.С.Пирожкова за содействие в модификации программы оптимизации многослойных структур, М.М.Барышеву, С.А.Гарахина, В.Н.Полковникова, Р.М.Смертина и М.В.Свечникова за расчет, синтез и измерение Mo/Be-зеркала, а также Ф.Бийкерка за предоставление в наше распоряжение пропускающей решетки.

1. Ragozin E.N., Andreev S.S., Bijkerk F., Kolachevsky N.N., Louis E., Pirozhkov A.S., Salashchenko N.N. *Proc. SPIE*, **3156**, 331 (1997).
2. Колачевский Н.Н., Пирожков А.С., Рагозин Е.Н. *Квантовая электроника*, **25** (9), 867 (1998) [*Quantum Electron.*, **28**, 843 (1998)].
3. Kirkpatrick P., Baez A.V. *J. Opt. Soc. Am.*, **38**, 766 (1948).
4. Weisskopf M.C., O'Dell S.L. *Proc. SPIE*, **3113**, 2 (1997).
5. Meekins J.F., Cruddace R.G., Gursky H. *Appl. Opt.*, **26** (6), 990 (1987).
6. Van Loevezijn P., Schlatmann R., Verhoeven J., van Tiggelen B.A., Gullikson E.M. *Appl. Opt.*, **35** (19), 3614 (1996).
7. Wang Z., Michette A.G. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, **2**, 452 (2000).
8. Колачевский Н.Н., Пирожков А.С., Рагозин Е.Н. *Кр. сообщ. физ. ФИАН*, № 12, 55 (1998).
9. Колачевский Н.Н., Пирожков А.С., Рагозин Е.Н. *Квантовая электроника*, **30** (5), 428 (2000) [*Quantum Electron.*, **30** (5), 428 (2000)].
10. Кондратенко В.В., Левашов В.Е., Першин Ю.П., Пирожков А.С., Рагозин Е.Н. *Кр. сообщ. физ. ФИАН*, № 7, 32 (2001).
11. Зубарев Е.Н., Кондратенко В.В., Польцева О.В., Севрюкова В.А., Федоренко А.И., Юдин С.А. *Металлофизика и новейшие технологии*, **19** (8), 56 (1997).
12. Пирожков А.С., Рагозин Е.Н. *УФН*, **185** (11), 1203 (2015) [*Phys. Usp.*, **58** (16), 1095 (2015)].
13. Ragozin E.N., Levashov V.E., Mednikov K.N., Pirozhkov A.S., Sasorov P.V. *Proc. SPIE*, **4781**, 17 (2002).
14. Ragozin E.N., Kondratenko V.V., Levashov V.E., Pershin Yu.P., Pirozhkov A.S. *Proc. SPIE*, **4782**, 176 (2002).
15. 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)].
16. 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)].
17. Kando M., Pirozhkov A.S., Kawase K., Esirkepov T.Zh., Fukuda Y., Kiriyama H., Okada H., Daito I., Kameshima T., Hayashi Y., Kotaki H., Mori M., Koga J.K., Daido H., Faenov A.Ya., Pikuz T., Ma J., Chen L.-M., Ragozin E.N., Kawach T., Kato Y., Tajima T., Bulanov S.V. *Phys. Rev. Lett.*, **103** (23), 235003 (2009).
18. Pirozhkov A.S., Esirkepov T.Zh., Pikuz T.A., Faenov A.Ya., Ogura K., Hayashi Y., Kotaki H., Ragozin E.N., Neely D., Kiriyama H., Koga J.K., Fukuda Y., Sagisaka A., Nishikino M., Imazono T., Hasegawa N., Kawachi T., Bolton P.R., Daido H., Kato Y., Kondo K., Bulanov S.V., Kando M. *Sci. Rep.*, **7**, 17968 (2017).
19. Shatokhin A.N., Kolesnikov A.O., Sasorov P.V., Vishnyakov E.A., Ragozin E.N. *Opt. Express*, **26** (15), 19009 (2018).
20. 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), 54 (2017) [*Quantum Electron.*, **47** (1), 54 (2017)].
21. Ragozin E.N., Kondratenko V.V., Levashov V.E., Pershin Yu.P., Pirozhkov A.S. *Proc. SPIE*, **4782**, 176 (2002).
22. Svechnikov M., Pariev D., Nechay A., Salaschenko N., Chkhalo N., Vainer Y., Gaman D. *J. Appl. Crystallogr.*, **50**, 1428 (2017).
23. Гарахин С.А., Забродин И.Г., Зуев С.Ю., Каськов И.А., Лопатин А.Я., Нечай А.Н., Полковников В.Н., Салашченко Н.Н., Цыбин Н.Н., Чхало Н.И., Свечников М.В. *Квантовая электроника*, **47** (4), 385 (2017) [*Quantum Electron.*, **47** (4), 385 (2017)].
24. Svechnikov M.V., Chkhalo N.I., Gusev S.A., Nechay A.N., Pariev D.E., Pestov A.E., Polkovnikov V.N., Tatarsky D.A., Salaschenko N.N., Schäfers F., Sertsu M.G., Sokolov A., Vainer Y.A., Zorina M.V. *Opt. Express*, **26** (26), 33718 (2018).
25. Nechay A.N., Chkhalo N.I., Drozdov M.N., Garakhin S.A., Pariev D.E., Polkovnikov V.N., Salaschenko N.N., Svechnikov M.V., Vainer Yu.A., Meltchakov E., Delmotte F. *AIP Adv.*, **8**, 075202 (2018).
26. Гарахин С.А., Мельчаков Е.Н., Полковников В.Н., Салашченко Н.Н., Чхало Н.И. *Квантовая электроника*, **47** (4), 378 (2017) [*Quantum Electron.*, **47** (4), 378 (2017)].
27. Kozhevnikov I.V., Yakshin A.E., Bijkerk F. *Opt. Express*, **23** (7), 9276 (2015).
28. Kuhlman T., Yulin S.A., Feigl T., Kaiser N. *Proc. SPIE*, **4782**, 196 (2002).
29. Барышева М.М., Гарахин С.А., Зуев С.Ю., Полковников В.Н., Салашченко Н.Н., Свечников М.В., Смертин Р.М., Чхало Н.И., Meltchakov E. *ЖТФ*, **89** (11), 1763 (2019) [*Tech. Phys.*, **64**, 1673 (2019)].
30. Soufli R., Gullikson E.M. *Appl. Opt.*, **37**, 1713 (1998).
31. Soufli R., Bajt S.E., Gullikson M. *Proc. SPIE*, **3767**, 251 (1999).
32. http://henke.lbl.gov/optical_constants/.