

Концепция широкополосных стигматических спектрометров высокого разрешения для мягкой рентгеновской области спектра

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

Сформулирован подход к созданию стигматических спектральных приборов высокого разрешения для мягкой рентгеновской области спектра ($\lambda \leq 300 \text{ \AA}$), основанный на совместном действии многослойных зеркал нормального падения (в том числе широкополосных аперiodических) и отражательных дифракционных решеток скользящего падения с неэквидистантными штрихами (так называемых VLS-решеток). Вогнутое многослойное зеркало служит для создания слабоастигматического изображения источника излучения (например, входной щели), а дифракционная решетка создает набор диспергированных стигматических спектральных изображений. Ширина рабочего спектрального диапазона определяется аперiodической структурой многослойного зеркала и может достигать октавы на шкале длин волн.

Ключевые слова: многослойные зеркала, VLS-решетки, астигматизм, мягкая рентгеновская область спектра.

1. Введение

Классические спектральные приборы скользящего падения с вогнутыми дифракционными решетками для области длин волн $\lambda \sim 20\text{--}300 \text{ \AA}$ являются, как известно, астигматичными. Из-за скользящего падения на решетку излучение не фокусируется в направлении, перпендикулярном плоскости дисперсии, поэтому спектральное изображение точечного источника (например, точки входной щели) представляет собой отрезок, длина которого может в несколько раз превышать освещенную часть штриха решетки. С этим связаны уменьшение освещенности в спектральных линиях и утрата информации о пространственном распределении интенсивности излучения источника. Использование фокусирующих многослойных зеркал (МЗ) нормального падения в сочетании с дифракционными решетками (ДР), шаг которых изменяется на апертуре по заданному закону, позволяет преодолеть эти ограничения.

В 1893 г. М.Корню пришел к выводу о том, что равномерное изменение шага отражательной дифракционной решетки по ее апертуре приводит к изменению кривизны волнового фронта дифрагированных пучков и положения спектрального фокуса [1]. Он обнаружил, что плоская решетка с требуемым систематическим изменением шага, используемая в коллимированном падающем пучке, будет фокусировать дифрагированный пучок. В настоящее время дифракционные решетки с шагом, изменяющимся по заданному закону, получили название varied line-space gratings (VLS-решетки).

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

В 1980-е гг. к этим идеям обратились Т.Харада, М.Хеттрик и Дж.Андервуд. Харада разработал механический гравировальный станок, позволяющий нарезать плоские и вогнутые VLS-решетки со следующими параметрами: номинальное число штрихов 300–4800 штр./мм, минимальный радиус кривизны 10 мм, максимальный размер гравированной поверхности 150×100 мм, минимальное изменение шага VLS-решетки 0.2 Å [2]. На основе вогнутой VLS-решетки Харада создал астигматический спектрограф скользящего падения с плоским фокальным полем для спектральной области 5–25 нм, получивший широкое распространение во всем мире и называемый спектрографом Харады. Позднее Харада усовершенствовал гравировальный станок, после чего стало возможным нарезать решетки с частотой до 10^4 штр./мм [3]. В настоящее время плоские VLS-решетки изготавливают также методом интерференционной литографии [4]. Хеттрик разработал стигматический спектрометр [5] для регистрации внесолнечных объектов, излучающих в далекой ВУФ области. Использовались три плоские VLS-решетки скользящего падения для диапазонов 70–90 Å, 140–380 Å и 280–760 Å, на которые направлялся сходящийся пучок от телескопа (Wolter–Schwarzschild II). В дальнейшем Хеттрик и др. разработали ряд астигматических лабораторных спектрометров высокого и сверхвысокого разрешения на основе VLS-решеток [6]. Сейчас VLS-решетки широко применяются в разнообразных специализированных спектрометрах для исследования эмиссионных спектров лазерной плазмы и плазмы быстрых электрических разрядов, в каналах синхротронного излучения, в лазерах на свободных электронах, при анализе биологических образцов и т. д. Одно из главных достоинств приборов на основе VLS-решеток – возможность сконструировать спектрометр с плоским фокальным полем и нормальным падением излучения на детектор.

Наша цель – совместить достоинства VLS-решеток с возможностями фокусирующих МЗ, в том числе широкополосных аперiodических МЗ. На основе аперiodических многослойных структур можно создавать зеркала с различной шириной спектрального контура отражения.

Сегодня это направление получило международное признание и успешно развивается, в первую очередь в применении к многослойной оптике для синхротронного излучения и в разнообразных лазерно-плазменных экспериментах с фемтосекундными лазерами мультитераваттной мощности [7].

2. Схема стигматического спектрометра

Развитие многослойной оптики для мягкого рентгеновского диапазона привело к созданию эффективных изображающих МЗ нормального падения в области длин волн $\lambda = 66-400 \text{ \AA}$. При падении излучения, близком к нормальному, такие зеркала способны формировать практически гомоцентрический пучок лучей от точечного источника и направлять его на ДР. Однако отражательная ДР с эквидистантными штрихами, установленная в сходящемся пучке, сама вносит значительный астигматизм (рис.1), т.е. пространственное несовпадение спектрального (горизонтального) и вертикального фокусов*. Вертикальный фокус лежит на окружности с центром в точке O и радиусом L_1 , равным длине отрезка OA – расстоянию от центра решетки до фокуса пучка. Для внутренних порядков дифракции ($m > 0, \psi > \varphi$) спектральный фокус (точка B) находится вне этой окружности ($OB > OA$), для внешних порядков ($m < 0, \psi < \varphi$) – внутри нее. Расстояние от центра решетки до спектрального фокуса m -го порядка определяется формулой

$$L_m = L_1 \frac{\sin^2 \psi}{\sin^2 \varphi},$$

причем астигматизм тем сильнее, чем меньше угол скольжения падения на ДР.

В работе [5] показано, каким должен быть закон изменения шага плоской VLS-решетки, на которую направля-

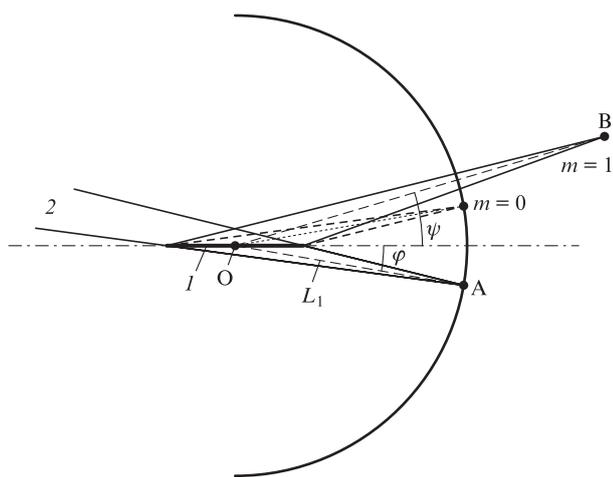


Рис.1. Астигматизм плоской ДР скользкого падения при падении на нее сходящегося гомоцентрического пучка: 1 – плоская ДР с эквидистантными штрихами; 2 – гомоцентрический пучок; А – фокус гомоцентрического пучка; В – спектральный фокус пучка, отраженного от плоской решетки с эквидистантными штрихами.

* Спектральным (горизонтальным) фокусом мы называем фокус для лучей пучка, лежащих в плоскости дисперсии. Фокус для лучей, лежащих в перпендикулярном ей сечении пучка, называется вертикальным. Эти фокусы могут не совпадать (астигматизм).

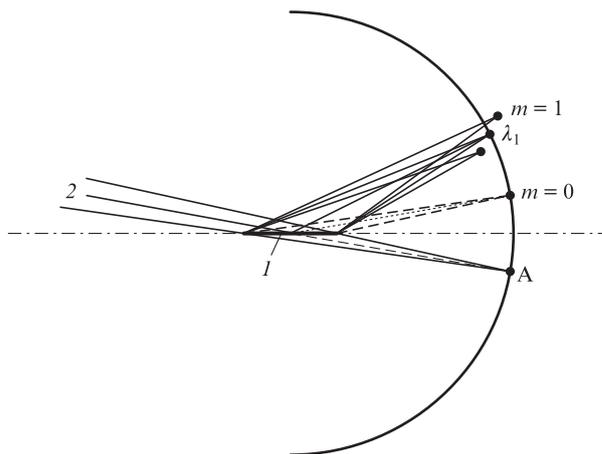


Рис.2. Компенсация астигматизма плоской VLS-решетки на одной длине волны: 1 – плоская ДР с неэквидистантными штрихами; 2 – гомоцентрический пучок; А – фокус гомоцентрического пучка.

ется сходящийся гомоцентрический пучок, для совмещения спектрального и вертикального фокусов на выбранной длине волны (рис.2):

$$\frac{1}{p(w)} = d(w) = \frac{m\lambda_1}{\cos \varphi(w) - \cos \psi(w)}, \tag{1}$$

где w – координата на апертуре решетки в направлении, перпендикулярном штрихам, отсчитывается от центра решетки; $p(w)$ – частота штрихов в точке с координатой w ; $d(w)$ – шаг решетки; m – рабочий порядок дифракции; $\varphi(w)$ и $\psi(w)$ – скользкие углы падения и дифракции. При этом лучи, лежащие в главной плоскости решетки и исходящие из любой точки с координатой w , дифрагируют в нужном направлении, давая точечное изображение точечного источника на длине волны λ_1 .

В настоящей работе речь идет о возможности создания стигматического спектрографа, обладающего высоким разрешением и большой дисперсией, характерными для схем скользкого падения, и одновременно относительно большой светосилой и большим полем зрения

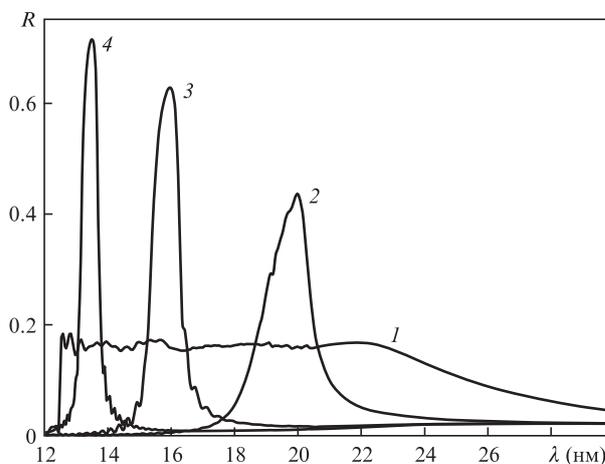


Рис.3. Коэффициент отражения аperiодического МЗ, оптимизированного на максимальное равномерное отражение при нормальном падении для диапазона 12.5–25 нм (1). Для сравнения показаны коэффициенты отражения периодических МЗ, оптимизированных на максимум отражения на $\lambda = 20$ (2), 16 (3) и 13.5 нм (4).

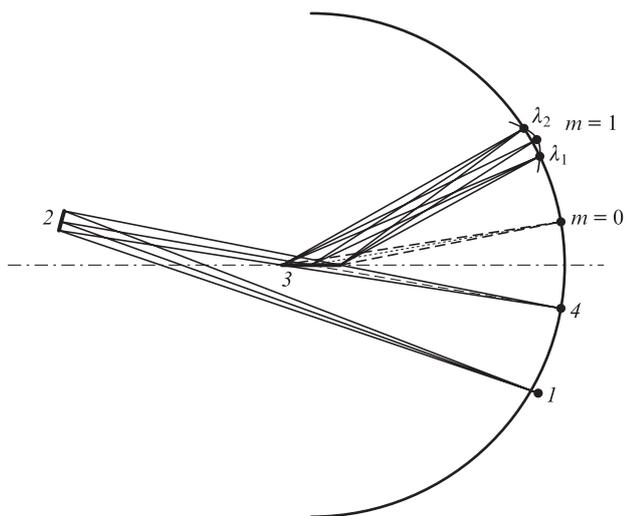


Рис.4. Оптическая схема спектрометра с компенсацией астигматизма на двух длинах волн:
 1 – источник излучения; 2 – вогнутое аперидическое МЗ; 3 – плоская VLS-решетка; 4 – вертикальный фокус сходящегося пучка.

благодаря использованию VLS-решетки в комбинации с вогнутым МЗ нормального падения, которое направляет на нее сходящийся, почти гомоцентрический пучок. Многослойная структура зеркала может быть как периодической, так и аперидической (рис.3). В первом случае спектральный контур коэффициента отражения имеет колоколообразную форму и относительно узок, во втором случае этому контуру может быть придана, например, форма трапеции (постоянного коэффициента отражения в заданном интервале длин волн) [8]. Рабочий спектральный диапазон такого спектрометра (рис.4) будет определяться спектром отражения МЗ. Первые расчеты (приводимые в данной работе) мы выполним для аперидического многослойного Mo/Si-зеркала с равномерным отражением (~15%–20%) в диапазоне 125–250 Å. Аперидические МЗ такого типа синтезировались в Национальном техническом университете «Харьковский политехнический институт» (ХПИ) в лаборатории В.В.Кондратенко и неоднократно использовались в экспериментах (см., напр., [7, 9]).

В рассматриваемой схеме сферическое МЗ установлено под малым углом к центральному лучу и вносит небольшой астигматизм в сходящийся пучок. Пусть L_1 и L_2 – расстояния от центра решетки до вертикального и горизонтального фокусов сходящегося слабоастигматического пучка, причем $L_2 < L_1$ и $L_1 - L_2 \ll L_1$. В явном виде зависимость требуемой частоты штрихов от w имеет вид

$$p(w) = \frac{1}{m\lambda_1} \left\{ \cos \left[\operatorname{arccot} \left(\cot \varphi_0 - \frac{w}{L_1 \sin \varphi_0} \right) \right] - \cos \left[\operatorname{arccot} \left(\cot \psi_0 - \frac{w}{L_2 \sin \psi_0} \right) \right] \right\}, \quad (2)$$

где приняты обозначения $\varphi_0 = \varphi(w = 0)$ и $\psi_0 = \psi(w = 0)$. Путем такого изменения частоты штрихов решетки компенсируется астигматизм для одной длины волны λ_1 .

Теперь отметим, что параметры $\varphi_0, \psi_0, \lambda_1, m$ и $p_0 = p(0)$ связаны уравнением для дифракции центрального луча

$$\cos \varphi_0 - \cos \psi_0 = mp_0 \lambda_1. \quad (3)$$

В этом уравнении свободными являются любые четыре параметра из набора $\varphi_0, \psi_0, \lambda_1, m$ и p_0 , а пятый однозначно определяется через остальные. Например, зафиксировав m и λ_1 , мы получаем еще два свободных параметра. Традиционно это параметры φ_0 и p_0 , а угол дифракции центрального луча ψ_0 находится из уравнения (3). Затем из соотношения (2) можно получить выражение для частоты штрихов $p(w)$.

Используя остающиеся степени свободы, можно потребовать выполнения стигматизма на второй длине волны λ_2 . После этого остается лишь одна степень свободы. Можно задать угол падения на решетку φ_0 , и тогда ψ_0 определится из уравнения

$$\cos \psi_0 = \cos \varphi_0 - \left[\left(\frac{L_1}{L_2} - 1 \right) \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \sin^2 \varphi_0 \right]^{1/2}, \quad (4)$$

а p_0 – из уравнения (3). Можно, наоборот, задать значение p_0 , и тогда

$$\varphi_0 = \arcsin \left(\frac{mp_0 \sqrt{\lambda_1 \lambda_2}}{\sqrt{L_1/L_2 - 1}} \right). \quad (5)$$

Таким образом, задавая один из двух параметров – φ_0 или p_0 , находим другой из уравнения (4) или (5); после этого из уравнения (3) определяем угол дифракции ψ_0 . Подставляя все эти параметры в уравнение (2), получаем закон изменения частоты штрихов $p(w)$. Из выражений (4) и (5) видно, что компенсация астигматизма прибора на второй длине волны оказывается возможной именно из-за наличия слабого астигматизма ($L_2 \neq L_1$) пучка, направляемого на ДР с помощью МЗ.

В результате ограничения числа степеней свободы в схеме добиваемся совпадения горизонтального и вертикального фокусов для двух длин волн – λ_1 и λ_2 , т.е. пересечения горизонтальной и вертикальной фокальных поверхностей для двух выбранных длин волн. Расчеты показывают, что эта поверхность не испытывает изломов, а значит условие нестрогого стигматизма выполняется для целого диапазона длин волн. Нестрогий стигматизм (остаточный астигматизм) означает, что спектрограф строит двумерные спектральные изображения объекта с хорошим пространственным разрешением вдоль и поперек направления дисперсии.

3. Спектральные изображения точечного источника

Отсутствие астигматизма на двух длинах волн при выбранном законе $p(w)$ означает, что узкие пучки излучения с длинами волн λ_1 и λ_2 , лежащие в главной плоскости (плоскости дисперсии), не испытывают аббераций при любой ширине решетки. Пучки излучения с другими длинами волн и пучки с конечным вертикальным углом схождения, разумеется, испытывают абберации. Поэтому качество спектральных изображений необходимо проверять методом численной трассировки лучей, причем оптимальная ширина решетки и длина штрихов будут в конечном счете определяться компромиссом между светосилой и разрешением.

Формирование слабоастигматического сходящегося пучка, как указано выше, осуществляется вогнутым сферическим МЗ, установленным почти нормально к пучку падающего излучения. Ниже приведены расчеты изобра-

Табл.1. Основные характеристики дифракционного спектрометра скользящего падения с МЗ ($R_c = 1$ м), расстоянием от МЗ до центра решетки 0.5 м и входной щелью на круге Роуланда МЗ.

Номер варианта	φ_0 (°)	p_0 (мм ⁻¹)	α (°)	Длина спектра на детекторе для диапазона 120–300 Å (мм)	$\langle d\lambda/dl \rangle$ (Å/мм)	$\delta\lambda_{144}$ (Å)	Ω (ср)
1	5	775	5	36	5.0	0.057	3.5×10^{-4}
2	10	915	3	32	5.6	0.067	7.0×10^{-4}
3	3.86	600	5	37.5	4.8	0.064	2.7×10^{-4}
4	7.75	1200	5	43	4.2	0.049	5.4×10^{-4}
5	6.49	600	3	28	6.4	0.075	4.5×10^{-4}
6	13.07	1200	3	35	5.1	0.063	9.1×10^{-4}

Примечания: α – угол падения на зеркало центрального луча; $\langle d\lambda/dl \rangle$ – среднее значение обратной линейной дисперсии на интервале 120–300 Å; $\delta\lambda_{144}$ – спектральный интервал, отвечающий ширине ячейки детектора 13 мкм для длины волны 144 Å; Ω – входной (приемный) телесный угол.

жающих характеристик спектрометра, выполненные методом численной трассировки лучей с помощью программы ХОР (X-ray Oriented Programs) версии 2.3 с расширением shadowvui (находится на сайте ESRF в свободном доступе [10]). В качестве примера взяты следующие параметры схемы: рабочий спектральный диапазон 120–300 Å, радиус кривизны зеркала $R_c = 1$ м, расстояние от МЗ до центра решетки 0.5 м. Длины волн λ_1 и λ_2 выбираются с таким расчетом, чтобы минимизировать максимальную геометрическую расфокусировку изображения точечного источника, обусловленную отклонением горизонтальной фокальной кривой от вертикальной на интервале 120–300 Å. При этом на длинах волн λ_1 и λ_2 изображение точечного источника имеет минимальные размеры. Во всех рассмотренных ниже вариантах, как оказалось, условие минимизации геометрической расфокусировки выполняется, если $\lambda_1 \approx 144$ Å и $\lambda_2 \approx 272$ Å. Указанный набор параметров однозначно задает закон $p(w) = p_0 + p_1w + p_2w^2 + p_3w^3$ изменения частоты штрихов на апертуре решетки. В табл.1 приведены параметры шести вариантов спектрометра, причем в первых двух задавалось значение φ_0 , а в третьем–шестом вариантах – значение p_0 . В табл.2 приведены коэффициенты p_0 – p_3 для решеток во всех шести вариантах спектрометра.

Так, в варианте 1 на решетке шириной 50 мм (w изменяется в пределах ± 25 мм) частота штрихов изменяется в диапазоне 706–855 мм⁻¹ (рис.5). При этом указанный спектральный интервал соответствует участку длиной 36 мм на детекторе, а средняя обратная линейная дисперсия рав-

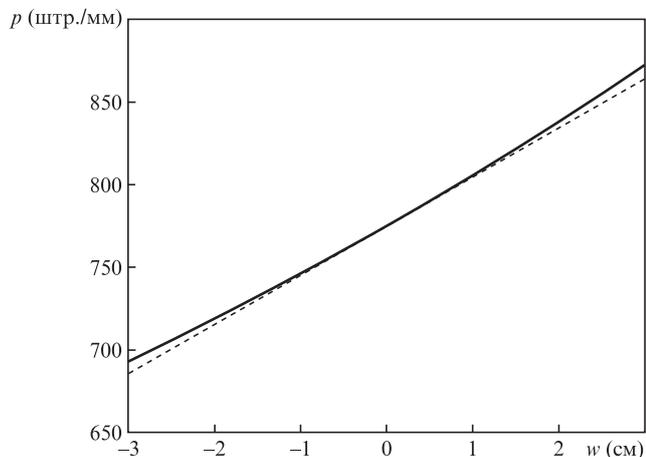


Рис.5. Зависимость $p(w)$ для варианта спектрометра 1 (со скользящим углом падения 5°). Для сравнения приведена линейная аппроксимация этой зависимости (штриховая кривая).

Табл.2. Параметры p_i закона изменения частоты штрихов для дифракционных решеток из табл.1.

Номер варианта	p_0 (мм ⁻¹)	p_1 (мм ⁻²)	p_2 (мм ⁻³)	p_3 (мм ⁻⁴)
1	775	2.97	8.45×10^{-3}	2.00×10^{-5}
2	915.23	3.51	9.83×10^{-3}	2.39×10^{-5}
3	600	2.31	6.63×10^{-3}	1.67×10^{-5}
4	1200	4.53	12.6×10^{-3}	3.03×10^{-5}
5	600	2.33	6.74×10^{-3}	1.71×10^{-5}
6	1200	4.52	12.3×10^{-3}	2.83×10^{-5}

на 5 Å/мм. Размер рабочей области на решетке составляет 50×20 мм, что отвечает входному приемному углу спектрометра 3.5×10^{-4} ср. На рис.6 показано изображение на длине волны 144 Å точечного источника, лежащего в главной плоскости, а также распределения интенсивности в направлении дисперсии (гистограмма справа) и в вертикальном направлении (гистограмма сверху). Видно, что астигматическое размытие изображения по основанию составляет ~ 10 мкм, а размытие в направлении дисперсии, также по основанию, – примерно 6 мкм. Таким образом, размер изображения точечного источника соответствует размеру ячейки (13 мкм) современных CCD-детекторов. Обратная линейная дисперсия для $\lambda_1 = 144$ Å равна 4.35 Å/мм, а размер ячейки отвечает разрешению

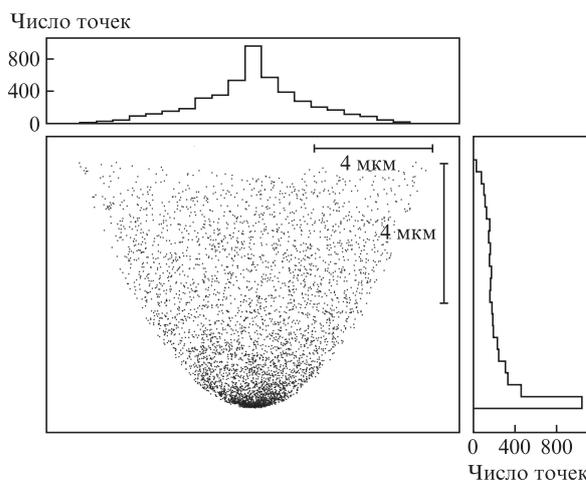


Рис.6. Изображение на $\lambda_1 = 144$ Å точечного источника, лежащего в главной плоскости, а также распределения интенсивности в направлении дисперсии (гистограмма справа) и в вертикальном направлении (гистограмма сверху). Расчет проведен методом численной трассировки лучей.

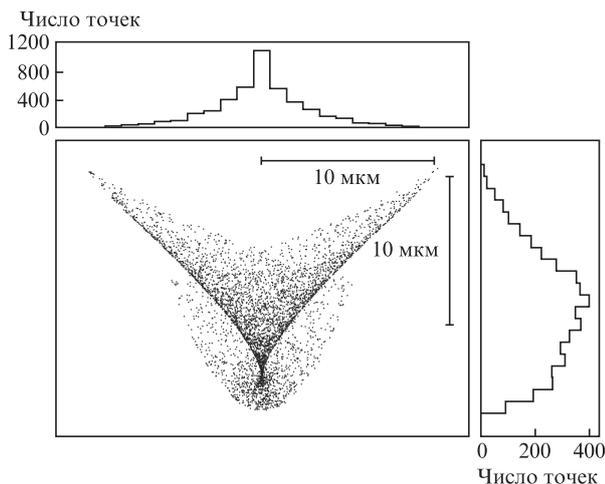


Рис.7. Изображение на $\lambda = 210 \text{ \AA}$ точечного источника, находящегося в главной плоскости (случай максимальной расфокусировки).

$5.66 \times 10^{-2} \text{ \AA}$ и разрешающей способности 2.5×10^3 . Изображение точечного источника на длине волны $\lambda_2 = 272 \text{ \AA}$ аналогично изображению на рис.6.

На рис.7 показано изображение точечного источника на $\lambda = 210 \text{ \AA}$ с максимальной геометрической расфокусировкой в рабочем спектральном диапазоне $120 - 300 \text{ \AA}$. Видно, что размытие изображения по обоим направлениям равно $15 - 20 \text{ мкм}$ по основанию. Изображение на $\lambda = 210 \text{ \AA}$ точечного источника, отстоящего от главной плоскости на $\pm 1 \text{ см}$, приведено на рис.8. Видно, что произошло едва заметное ухудшение качества изображения. Это означает, что допустимая высота входной щели составляет не менее 2 см . Качество изображения на краях диапазона (120 и 300 \AA) такое же.

Интересно, что эта схема, предназначенная для работы в качестве спектрометра при неподвижной решетке, может быть использована в качестве монохроматора с неподвижными входной и выходной щелями и вращаемой решеткой. Разрешающая способность составит $\sim 10^3$ во всем спектральном диапазоне, причем без уменьшения входного телесного угла.

Если нужно увеличить приемный угол, то целесообразно выбрать угол скользкого падения на решетку $\varphi_0 = 10^\circ$

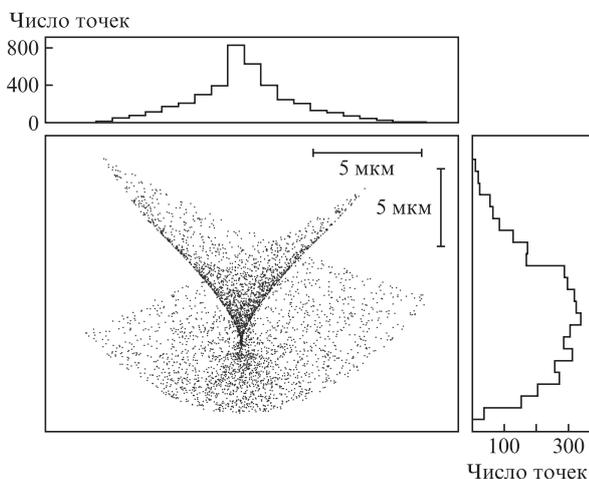


Рис.8. Изображение на $\lambda = 210 \text{ \AA}$ точечного источника, находящегося на расстоянии $\pm 1 \text{ см}$ от главной плоскости (случай максимальной расфокусировки).

(вариант 2), что приводит к иному закону $p(w)$. Чтобы частота штрихов решетки не становилась излишне большой, следует уменьшить угол падения на зеркало, например, до 3° . Выбор таких параметров дает $p_0 = 915 \text{ мм}^{-1}$. В этом варианте спектрометра входной приемный угол вдвое больше, рабочая длина спектра на детекторе несколько меньше (32 мм вместо 36 мм), а размер изображения точечного источника в направлении дисперсии меньше в полтора раза ($\sim 6 - 7 \text{ мкм}$ против $\sim 10 \text{ мкм}$ в точке максимальной расфокусировки на $\lambda = 210 \text{ \AA}$). Однако в данном случае практическая разрешающая способность определяется размером ячейки детектора (13 мкм) и будет несколько меньше. Преимуществом же такого варианта спектрометра (с большим углом φ_0 и малым углом α) является вдвое большая его светосила.

4. Особенности использования специализированной VLS-решетки

Рассмотренная выше схема, строящая стигматические спектральные изображения входной щели спектрометра на плоской чувствительной поверхности детектора, соответствует постановке эксперимента, при которой источник излучения находится либо непосредственно в плоскости входной щели спектрометра, либо отображается на нее с сохранением пространственного разрешения. Первый случай соответствует варианту диспергирующего рентгеновского микроскопа [11, 12] и далеко не всегда возможен и необходим, а последний может быть реализован с помощью МЗ нормального падения или, к примеру, эллипсоидального зеркала скользкого падения. (В более длинноволновой области ($\lambda = 520.6 \text{ \AA}$, переход $4 \rightarrow 3$ иона C VI) авторы работы [13] могли воспользоваться для этого вогнутым сферическим зеркалом с иридиевым отражающим покрытием.) В эксперименте, однако, часто имеет место ситуация, когда источник (например, лазерная плазма твердотельной или кластерной мишени) можно расположить на небольшом расстоянии (скажем, 35 мм) от входной щели, и при этом необходимо сохранить пространственное разрешение в «вертикальном» направлении (т.е. вдоль щели). Эта задача решается без смены VLS-решетки. Поясним, как можно перейти к схеме, в которой вертикальный фокус источника, помещенного на расстоянии 35 мм перед входной щелью, по-прежнему находится на детекторе.

Параметры VLS-решетки (p_1, p_2, p_3) полностью определяются – при заданных φ_0, λ_1 и λ_2 – расстояниями L_1 и L_2 . Предполагается также, что зеркало не вносит иных aberrаций, кроме незначительного астигматизма ($L_1 - L_2 \ll L_1$). Меняя значение астигматизма зеркала $L_1 - L_2$ (путем изменения угла падения α на МЗ), можно обеспечить вертикальную фокусировку для точек источника, отстоящих на небольшое, наперед заданное расстояние от входной щели, сохраняя при этом спектральную фокусировку для изображения щели на детекторе. При такой постановке эксперимента оказывается возможным использовать те же VLS-решетки, что и ранее. Например, в варианте 6 спектрометра угол падения на зеркало следует для этого увеличить от 3° до 8° . Численные расчеты методом трассировки лучей показывают, что спектральные изображения протяженного (в горизонтальном направлении) источника, находящегося перед входной щелью на расстоянии 35 мм , не выходят за пределы размера одной ячейки детектора.

5. Широкополосные МЗ для области $\lambda < 125 \text{ \AA}$

Разрабатываемые приборы на основе аперидического широкополосного МЗ и VLS-решетки перспективны и с точки зрения применения их в области более коротких длин волн ($\lambda < 125 \text{ \AA}$).

Теоретические расчеты показывают, что различные пары веществ, судя по их оптическим константам, могли бы служить для создания аперидических МЗ с широкой полосой отражения за L-краем Si, в области $\lambda < 125 \text{ \AA}$ [9]. Эти расчеты, однако, не учитывают технологический аспект проблемы и, что очень важно, устойчивость структур по отношению к образованию переходных слоев. Не вдаваясь здесь в технологический аспект проблемы, отметим, что одним из лучших кандидатов является пара веществ $\text{La}/\text{V}_4\text{C}$, оптические константы которых позволяют сконструировать структуру с постоянным коэффициентом отражения $\sim 4.2\%$ (без учета образования переходных слоев) в спектральном диапазоне 6.6–11 нм (рис.9). Нижняя граница области оптимизации определяется положением K-края поглощения бора ($\lambda = 65.9 \text{ \AA}$), а верхняя может быть выбрана произвольным образом. При этом смещение длинноволновой границы области оптимизации от 110 до 88 \AA не дает существенного выигрыша в отражательной способности аперидического МЗ. Зато смещение коротковолновой границы диапазона оптимизации к 88 \AA приводит к увеличению до 7.2% постоянного коэффициента отражения аперидического МЗ для области 88–110 \AA .

Успехи, достигнутые в последнее время при создании многослойных структур $\text{La}/\text{V}_4\text{C}$ группой Н.Н.Салащенко и др. [14], позволяют рассчитывать на возможность синтеза аперидических МЗ на их основе для спектроскопии в области 66–110 \AA . В работе [14] удалось в значительной мере подавить образование переходных слоев в структуре $\text{La}/\text{V}_4\text{C}$ благодаря использованию тончайших ($\sim 3 \text{ \AA}$) барьерных слоев углерода и за счет этого добиться рекордного значения коэффициента отражения (58.6%) для периодической структуры на $\lambda = 66.6 \text{ \AA}$ при падении излучения, близком к нормальному.

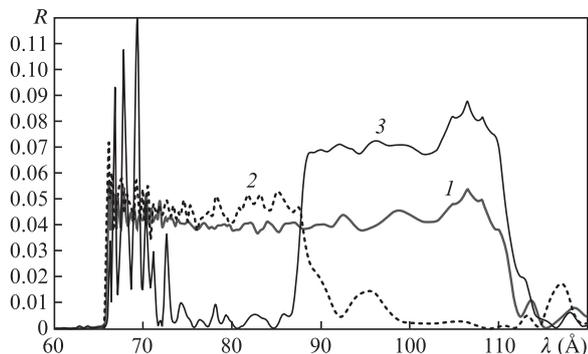


Рис.9. Расчетный коэффициент отражения аперидических структур $\text{La}/\text{V}_4\text{C}$, оптимизированных на максимальное равномерное отражение в спектральных диапазонах 66–110 \AA (1), 66–88 \AA (2) и 88–110 \AA (3).

Кроме того, недавно в ХПИ были синтезированы широкополосные зеркала на основе $\text{Sb}/\text{V}_4\text{C}$ для спектральной области 100–120 \AA с интегральным коэффициентом отражения $\sim 1 \text{ \AA}$ [15]. Структуры $\text{Sb}/\text{V}_4\text{C}$ продемонстрировали высокую стабильность, а периодические МЗ на их основе могут обеспечивать пиковые коэффициенты отражения 19%–28% в спектральном диапазоне 66–85 \AA [16].

6. Заключение

Совместное использование вогнутого сферического аперидического МЗ, установленного почти нормально к падающему излучению, и плоской VLS-решетки скользящего падения позволяет создать стигматический спектрометр высокого разрешения с широким (не менее октавы на шкале длин волн) спектральным рабочим диапазоном 120–300 \AA . При этом входной телесный угол составляет $(3-9) \times 10^{-4}$ ср, а поле зрения (по вертикали) – примерно 2 см. Особенность сформулированного подхода состоит в том, что условие стигматизма (совпадение вертикального и горизонтального (спектрального) фокусов) достигается сразу для двух наперед заданных длин волн (в данном случае 144 и 272 \AA), что в подобной схеме обосновано и реализовано впервые. Успехи в создании широкополосных аперидических МЗ для $\lambda < 125 \text{ \AA}$ позволят в дальнейшем расширить область применения стигматических VLS-спектрометров.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №14-12-00506).

1. Cornu M.A. *Comptes Rendus Acad. Sci.*, **117**, 1032 (1893).
2. Harada T., Kita T. *Appl. Opt.*, **19** (23), 3987 (1980).
3. Kita T., Harada T. *Appl. Opt.*, **31** (10), 1399 (1992).
4. Amemiya K., Kitajima Y. *J. Synchrotron Rad.*, **3**, 282 (1996).
5. Hettrick M.C., Bowyer S., Malina R.F., Martin C., Mrowka S. *Appl. Opt.*, **24** (12), 1737 (1985).
6. Hettrick M.C., Underwood J.H., Watson P.J., Eckart M.J. *Appl. Opt.*, **27** (2), 200 (1988).
7. Kando M., Pirozhkov A.S., Kawase K., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **103** (23), 235003 (2009).
8. Колачевский Н.Н., Пирожков А.С., Рагозин Е.Н. *Квантовая электроника*, **30** (5), 428 (2000).
9. 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).
10. <http://www.esrf.eu/Instrumentation/software/data-analysis/xop2.3>.
11. Илюхин А.А., Перегудов Г.В., Рагозин Е.Н. *Письма в ЖТФ*, **2** (15), 681 (1976).
12. Feldman U., Doschek G.A., Prinz D.K., Nagel D.J. *J. Appl. Phys.*, **47** (4), 1341 (1976).
13. Аглицкий Е.В., Бойко В.А., Захаров С.М., Склизов Г.В. *Препринт ФИАН № 143* (М., 1970).
14. Chkhalo N.I., Künstner S., Polkovnikov V.N., Salashchenko N.N., Schäfers F., Starikov S.D. *Appl. Phys. Lett.*, **102**, 011602 (2013).
15. 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).
16. 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).