РЕНТГЕНОВСКАЯ ОПТИКА

Концепция стигматического рентгеновского спектрографа с плоским полем на основе конической дифракции

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

Аналитически рассчитана оптическая схема стигматического рентгеновского спектрографа с плоским полем, которая включает фокусирующее зеркало скользящего падения и скрещенную по отношению к нему вогнутую дифракционную решетку веерного типа, установленную в схеме конической дифракции. Методом численной трассировки лучей получены спектральные изображения точечного монохроматического источника, подтверждающие высокое качество спектральных изображений на уровне 1 × 4 мкм. Предполагается, что использование малых скользящих углов падения в сочетании с применением многослойных отражающих покрытий, в том числе апериодических, позволит расширить рабочий спектральный диапазон стигматического спектрографа на область «нежного» (ħω ≈ 1.5–6 кэВ) рентгеновского диапазона.

Ключевые слова: *нежный рентгеновский диапазон, коническая дифракция, веерная решетка, плоское поле, стигматизм.*

1. Введение

В последние годы появились новые источники рентгеновского излучения с уникальными свойствами (высокие мгновенная (импульсная) яркость и пространственная когерентность, малые размеры), возбуждаемого фемтосекундными лазерами мультитераваттного/субпетаваттного уровня мощности. К числу таких источников относятся высокие гармоники лазерного излучения с энергией фотонов в несколько сотен электронвольт [1], BISER (Burst Intensification by Singularity Emitting Radiation) [2, 3], пучок бетатронного (синхротронного) излучения [4–6], источником которого служат поперечные колебания ускоренных электронов. Следует также упомянуть источники на основе тормозного излучения пучка лазерно-ускоренных электронов и возбуждаемого ими характеристического излучения в мишени-конвертере [7, 8]. Эти новые источники стимулируют развитие новых оптико-спектральных приборов для их исследования и характеризации, разработку инструментов для манипулирования пучками мягкого, «нежного» (tender, $\hbar\omega \approx$ 1.5–6 кэВ) и жесткого рентгеновского излучения (разложения в спектр и монохроматизации, фокусировки, деления пучков).

При разработке стигматического рентгеновского спектрографа с плоским полем (с фокальной поверхностью, на которой отображается спектр, хорошо аппроксимируемой плоскостью и поэтому совместимой с современными ПЗС-детекторами) мы обратились к конической дифракции [9] в силу ее высокой энергетической эффективности [10]. В последние годы конической дифракции и разработке технологии изготовления решеток, пригодных для работы в схеме конической дифракции, уделяется большое внимание (см., напр., [11, 12]). Кроме того, перемещение коротковолновой границы плоского поля в область длин волн короче $\lambda \sim 10$ Å в схеме in-plane mount со сферической VLS-решеткой (Varied Line-Space grating – решетка, у которой шаг является монотонной функцией координаты на апертуре) затруднено, тогда как в схеме конической дифракции плоское фокальное поле является ее имманентным свойством. В схеме конической дифракции излучение падает на дифракционную решетку (ДР) вдоль направления штрихов. При этом полностью отсутствует эффект затенения даже при очень малых углах скользящего падения, в отличие от классической схемы (in-plane mount) с размещением источника вблизи главной плоскости (рис.1). Следует также ожидать, что при использовании схемы конической дифракции эффективность многослойного интерференционного отражающего покрытия будет близка к эффективности «обычных» многослойных рентгеновских зеркал, т. к. при этом угол между падающим лучом и местной нормалью к профилю штриха изменяется по профилю штриха незначительно. Это сделает возможным создание дифракционных спектрометров не только в мягком и «нежном», но и в жестком рентгеновском диапазонах. Продемон-

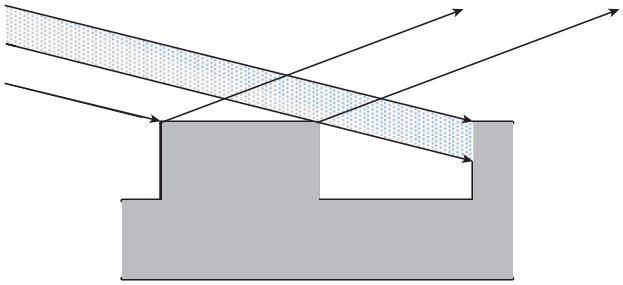

Рис.1. Эффект затенения при наклонном (скользящем) падении пучка на ДР в схеме in-plane mount.

А.О.Колесников, 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 16 декабря 2021 г.

стрировано, в частности, что многослойные рентгеновские зеркала способны отражать излучение, по крайней мере, вплоть до 69 (W/Si) и 90 кэВ (Ni/C) [13, 14]. Следует отметить, что применение многослойных отражающих покрытий показало свою эффективность применительно к плоским решеткам с «блеском» [15] и сферическим VLS-решеткам [16], работающим в классической (in-plane) схеме при скользящем падении излучения. Предполагается также, что многослойные зеркала скользящего падения, в том числе апериодические/стековые зеркала, могут использоваться для фокусировки жесткого ($E \approx 10-12$ кэВ) излучения рентгеновского источника на обратном комптоновском рассеянии [17].

Цель настоящей работы – сформулировать принцип построения (концепцию) стигматического рентгеновского спектрографа с плоским полем на основе конической дифракции и продемонстрировать возможности схемы на примере четырехметрового спектрографа, у которого коротковолновая граница рабочего спектрального диапазона лежит в «нежном» рентгеновском диапазоне, в области длин волн 2–8 Å.

2. Вогнутая дифракционная решетка в схеме конической дифракции

Схема спектрографа внешне напоминает схему Киркпатрика–Баеза, которая включает два скрещенных вогнутых зеркала скользящего падения, фокусирующих излучение в двух перпендикулярных направлениях [18] (рис.2,*а*). Однако вместо второго зеркала в спектрографе используется вогнутая ДР веерного типа*, которая формирует спектральные изображения источника в плоскости, перпендикулярной касательной к центральному штриху ДР (рис.2,*б*), и поэтому прибор представляет собой спектрограф с плоским полем. Зеркало фокусирует пучок лучей, идущих от источника, в горизонтальном направлении, а вогнутая ДР фокусирует пучок в вертикальном направлении и осуществляет его пространственное разложение в спектр в горизонтальном направлении (по дуге окружности в вертикальной плоскости). Как будет

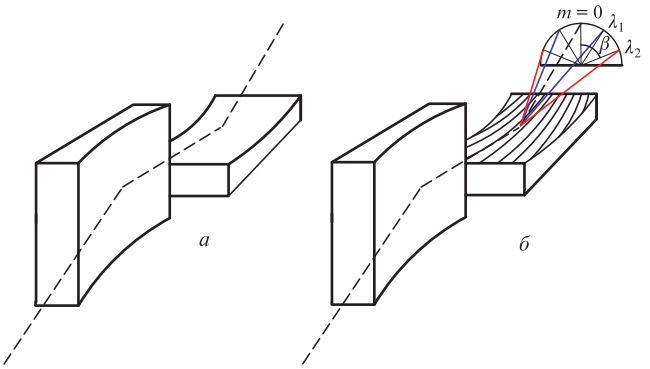

Рис.2. Конфигурации Киркпатрика–Баеза (*а*) и стигматического рентгеновского спектрографа с плоским полем на основе конической дифракции (*б*). Элементы спектрографа – фокусирующее зеркало скользящего падения и вогнутая дифракционная решетка веерного типа, установленная в схеме конической дифракции при скользящем падении ($\lambda_2 > \lambda_1$).

* Штрихи (линии) плоской веерной решетки сходятся в одной точке. В случае сферической веерной решетки в одной точке сходятся проекции линий на плоскость, касательную к сфере в центре решетки.

показано ниже, при надлежащем выборе параметров схемы спектральные изображения точечного рентгеновского источника имеют размер всего несколько микрометров, что позволяет классифицировать спектрограф как стигматический.

Как известно (см., напр., [19]), в общем случае (центральный луч падающего пучка не обязательно лежит в главной плоскости) уравнение ДР (рис.3) имеет вид

$$\sin\theta(\sin\alpha + \sin\beta) = mp\lambda, \qquad (1)$$

где θ – угол, который падающий на ДР луч АО составляет с касательной к ее центральному штриху (осью z); α и β – углы между осью x и проекциями на главную плоскость xy лучей АО и ОВ соответственно; p – частота штрихов ДР; m – порядок дифракции. Угол θ', который дифрагирующий луч составляет с касательной к центральному штриху, равен θ, так что все дифрагирующие лучи являются образующими конуса с углом раствора 2θ, а его ось совпадает с этой касательной (отсюда название – коническая дифракция). Спектр располагается на окружности радиуса $L\sin\theta$, где L – расстояние от центра ДР до фокальной плоскости (плоскости детектора).

Чтобы построить схему стигматического спектрографа, нам необходимо получить уравнения, описывающие положение горизонтального (спектрального) и вертикального фокусов. Для этого воспользуемся, как обычно, принципом Ферма, что требует построения функции оптической длины пути.

Поместим начало прямоугольной системы координат О в центр решетки радиуса R (см. рис.3). Ось x направлена по нормали к решетке, ось z – вдоль касательной к ее центральному штриху в точке О, а ось y – под углом 90° к центральному штриху по касательной к поверхности решетки в начале координат. В сферических координатах положение точечного источника (обозначим его точкой А) будет иметь координаты (r, θ, α), где r – расстояние от фокуса пучка до начала координат; θ – угол между центральным лучом АО падающего пучка и осью z (конический угол); α – угол между проекцией луча АО на главную плоскость xy и осью x. Проекция волнового вектора

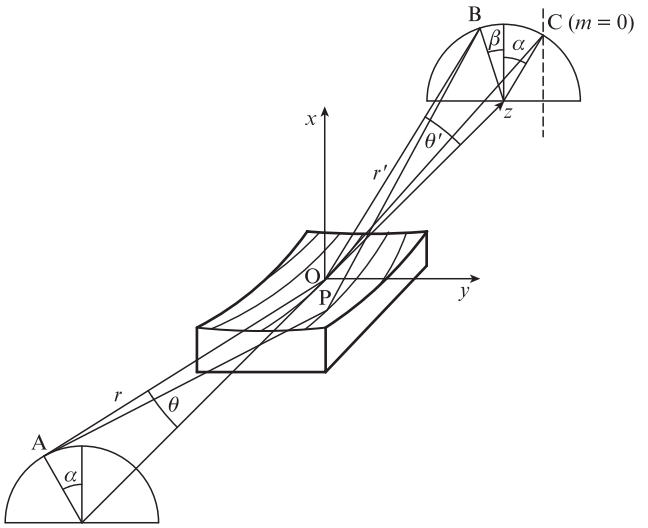

Рис.3. Веерная сферическая ДР радиуса R в схеме конической дифракции: А – точечный источник; В – его спектральное изображение; Р – произвольная точка на штрихе решетки.

падающего пучка на ось z положительна. Точка P – произвольная точка на штрихе решетки (предполагается, что штрихи решетки представляют собой бесконечно тонкие линии). Реальная форма штриха важна для распределения интенсивности в спектре, но не сказывается на фокусирующих свойствах решетки. При этом мы предполагаем, что $R\sin\theta$, r и r' много больше апертуры решетки.

Положение источника задано вектором ($r\sin\theta\cos\alpha$, $r\sin\theta\sin\alpha$, $r\cos\theta$), а положение изображения источника – точки B – вектором ($r'\sin\theta'\cos\beta$, $r'\sin\theta'\sin\beta$, $r'\cos\theta'$). Положение точки P можно описать вектором ($x(y, z)$, y, z), причем $x(y, z) = R - \sqrt{R^2 - y^2 - z^2} \approx (y^2 + z^2)/(2R)$.

Вычислим функцию оптической длины пути $F = \mathrm{AP} + \mathrm{PB}$, выполнив разложение, учитывающее малость y и z по сравнению с r, r' и $R\sin\theta$, с удержанием членов первого и второго порядка малости:

$$\mathrm{AP} = \left[\left(r\sin\theta\cos\alpha - \frac{y^2+z^2}{2R}\right)^2 + (r\sin\theta\sin\alpha - y)^2 + (r\cos\theta - z)^2\right]^{1/2} \approx r - y\sin\theta\sin\alpha + \frac{y^2}{2}\left(\frac{1-\sin^2\theta\sin^2\alpha}{r} - \frac{\sin\theta\cos\alpha}{R}\right) - z\cos\theta + \frac{z^2}{2}\left(\frac{\sin^2\theta}{r} - \frac{\sin\theta\cos\alpha}{R}\right) - yz\frac{\sin\theta\cos\theta\sin\alpha}{r}. \quad (2)$$

Аналогично

$$\mathrm{PB} = \left[\left(r'\sin\theta'\cos\beta - \frac{y^2+z^2}{2R}\right)^2 + (r'\sin\theta'\sin\beta - y)^2 + (r'\cos\theta' - z)^2\right]^{1/2} \approx r' - y\sin\theta'\sin\beta + \frac{y^2}{2}\left(\frac{1-\sin^2\theta'\sin^2\beta}{r'} - \frac{\sin\theta'\cos\beta}{R}\right) - z\cos\theta' + \frac{z^2}{2}\left(\frac{\sin^2\theta'}{r'} - \frac{\sin\theta'\cos\beta}{R}\right) - yz\frac{\cos\theta'\sin\theta'\sin\beta}{r'}. \quad (3)$$

Оптическая длина пути F, проходящего через точку P с координатами ($x(y, z)$, y, z), описывается следующим выражением:

$$F = \mathrm{AP} + \mathrm{PB} = r + r' - y(\sin\theta\sin\alpha + \sin\theta'\sin\beta) + \frac{y^2}{2} \times \left(\frac{1-\sin^2\theta\sin^2\alpha}{r} - \frac{\sin\theta\cos\alpha}{R} + \frac{1-\sin^2\theta'\sin^2\beta}{r'} - \frac{\sin\theta'\cos\beta}{R}\right) - z(\cos\theta + \cos\theta') + \frac{z^2}{2}\left(\frac{\sin^2\theta}{r} - \frac{\sin\theta\cos\alpha}{R} + \frac{\sin^2\theta'}{r'} - \frac{\sin\theta'\cos\beta}{R}\right) - yz\left(\frac{\cos\theta\sin\theta\sin\alpha}{r} + \frac{\cos\theta'\sin\theta'\sin\beta}{r'}\right). \quad (4)$$

Пусть центральный штрих имеет номер $N = 0$, а номер штриха $N(y, z)$ задан 2D-полиномом

$$N(y, z) = N_{10}y + N_{01}z + N_{20}y^2 + N_{02}z^2 + N_{11}yz + \ldots. \quad (5)$$

Смысл коэффициентов N_{ij}: N_{10} – частота штрихов, N_{11} – задает веерность (схождение и расхождение штрихов), N_{02} – задает кривизну штрихов, N_{20} – градиент частоты штрихов в направлении оси y, $N_{01} = 0$, поскольку в силу выбора системы координат при перемещении точки P из точки O вдоль оси z номер штриха измениться не может, т. к. ось z является касательной к центральному штриху.

Для того чтобы точка B была спектральным изображением точки A на длине волны λ в порядке дифракции m, нужно, чтобы при перемещении точки P со штриха с номером N на штрих с номером $N + 1$ оптический путь изменялся ровно на $m\lambda$, т. е. необходимо выполнение следующих равенств:

$$\frac{\partial F}{\partial y} = m\lambda\frac{\partial N}{\partial y}, \quad \frac{\partial F}{\partial z} = m\lambda\frac{\partial N}{\partial z}. \quad (6)$$

Подставляя (4) и (5) в (6) и приводя подобные по нулевой и первой степеням координат y и z слагаемые, получаем

$$y^0, z^0: \begin{cases} -\sin\theta\sin\alpha - \sin\theta'\sin\beta = m\lambda N_{10}, \\ -\cos\theta - \cos\theta' = m\lambda N_{01} = 0; \end{cases}$$

$$y^1, z^1: \begin{cases} y\left(\frac{1-\sin^2\theta\sin 2\alpha}{r} - \frac{\sin\theta\cos\alpha}{R} + \frac{1-\sin^2\theta'\sin^2\beta}{r'} - \frac{\sin\theta'\cos\beta}{R}\right) - z\left(\frac{\cos\theta\sin\theta\sin\alpha}{r} + \frac{\cos\theta'\sin\theta'\sin\beta}{r'}\right) \\ = m\lambda(2N_{20}y + N_{11}z), \\ z\left(\frac{\sin^2\theta}{r} - \frac{\sin\theta\cos\alpha}{R} + \frac{\sin^2\theta'}{r'} - \frac{\sin\theta'\cos\beta}{R}\right) \\ -y\left(\frac{\cos\theta\sin\theta\sin\alpha}{r} + \frac{\cos\theta'\sin\theta'\sin\beta}{r'}\right) \\ = m\lambda(2N_{02}z + N_{11}y). \end{cases} \quad (7)$$

Из второго равенства (7) следует, что $\sin\theta = \sin\theta'$, а косинусы этих углов противоположны. Тогда (7) перепишется следующим образом:

$$\begin{aligned} &-\sin\theta(\sin\alpha + \sin\beta) = m\lambda N_{10}, \\ &\cos\theta\sin\theta'\left(\frac{\sin\alpha}{r} - \frac{\sin\beta}{r'}\right) = m\lambda N_{11}, \\ &\frac{1-\sin^2\theta\sin^2\alpha}{r} + \frac{1-\sin^2\theta\sin^2\beta}{r'} \\ &-\frac{\sin\theta(\cos\alpha + \cos\beta)}{R} = 2m\lambda N_{20}, \\ &\sin^2\theta\left(\frac{1}{r} + \frac{1}{r'}\right) - \sin\theta\left(\frac{\cos\alpha + \cos\beta}{R}\right) = 2m\lambda N_{02}. \end{aligned} \quad (8)$$

Первое уравнение называется уравнением дифракционной решетки. Третье и четвертое уравнения задают горизонтальную (спектральную) и вертикальную фокальные кривые. Второе уравнение задает требуемую «веерность» решетки. Во внутреннем порядке дифракции $\sin\alpha + \sin\beta < 0$ (в случае, когда y-координата источника меньше y-координаты изображения), что соответствует $m > 0$ и положительному N_{10}.

С практической точки зрения, как и следовало ожидать, решетка не может расходящийся в горизонтальном направлении пучок превратить в сходящийся за счет коэффициента N_{20}. Поэтому нужен дополнительный фоку-

сирующий в этом направлении оптический элемент – зеркало, скрещенное по отношению к решетке, как показано на рис.2,*б*. Тогда вместо r в третьем уравнении системы (8) нужно подставлять отрицательную величину r_h, по модулю равную расстоянию от решетки до горизонтального фокуса падающего на решетку пучка. В случае сходящегося в горизонтальном (спектральном) направлении падающего пучка при $N_{20} = 0$, спектральная фокальная кривая практически представляет собой окружность – сечение конуса плоскостью z = const (см. рис.2,*б* и 3). Коэффициент N_{20} определяет поворот секущей конус плоскости вокруг оси, параллельной x и проходящей через точку C (см. рис.3).

3. Схема спектрографа

Переходя к описанию примера простейшей схемы спектрографа, положим $\alpha = 0$, $N_{20} = 0$ и $N_{02} = 0$. Таким образом, мы рассматриваем ДР, у которой частота штрихов постоянна вдоль направления поперек штрихов (вдоль оси y при z = const) и монотонно меняется в направлении вдоль штрихов (вдоль оси z), т.е. веерную решетку. Прежде всего, следует задать угол скользящего падения исходя из выбора рабочего спектрального диапазона. Этот выбор определяется главным образом компромиссом между требованием достаточно сильной линейной дисперсии при приемлемых габаритах прибора и между необходимостью получить достаточно высокие коэффициенты отражения зеркала и решетки в выбранном спектральном диапазоне. В данном примере мы остановимся на скользящем угле $\theta = 1.5°$. К вопросу об эффективности схемы мы вернемся ниже. Решетку целесообразно установить таким образом, чтобы расстояния «источник – решетка» и «решетка – детектор» были близки, т.е. на круге Роуланда. Таким образом, вертикальный фокус $r_v = R\sin\theta/\cos\alpha = R\sin\theta$. На таком же расстоянии после решетки должен находиться и горизонтальный фокус пучка, создаваемый зеркалом. «Угловая» дисперсия задается выражением

$$\frac{d\beta}{d\lambda} = \frac{mp}{\cos\beta\sin\theta}, \tag{9}$$

а линейная дисперсия, измеренная по дуге окружности радиуса $R\sin^2\theta$, выражением

$$\frac{ds}{d\lambda} = \frac{Rmp\sin\theta}{\cos\beta}, \tag{10}$$

где s – длина дуги окружности. Например, для решетки с $p = 2400$ мм$^{-1}$, $R = 80$ м и $\theta \approx 1.5°$, для излучения с длиной волны 10 Å в первом порядке дифракции обратная линейная дисперсия составляет около 1.99 Å/мм. Для ПЗС-детектора с размером ячейки 13 мкм это дает 2.58×10^{-2} Å/пиксель. Предельная практическая спектральная разрешающая способность на данной длине волны, ограниченная пространственным разрешением детектора и численно равная произведению обратной линейной дисперсии и удвоенного размера ячейки, составляет около 200. Теоретическая разрешающая способность схемы в несколько раз выше.

Максимальная длина волны, которая может быть зарегистрирована в приведенном примере, составляет $\lambda_{max} = \sin\theta/mp \approx 109$ Å. При приближении к λ_{max} обратная линейная дисперсия стремится к нулю. Так, уже на длине волны 50 Å обратная линейная дисперсия $d\lambda/ds$ = 1.768 Å/мм, а на одну ячейку ПЗС-детектора придется спектральный интервал 2.3×10^{-2} Å.

При использовании сферического зеркала и сферической решетки невозможно собрать схему так, чтобы расстояния от источника/изображения до центра зеркала/решетки были равны $R\sin\theta$, когда полностью отсутствует аберрация меридиональной комы. Этого можно избежать, используя, например, слабоэллиптический цилиндр вместо сферического зеркала. Однако ниже мы приводим результаты для схемы со сферическим зеркалом и сферической веерной решеткой.

Сферические зеркало и решетка имеют одинаковые радиусы кривизны $R_M = R = 80$ м. Зеркало установлено в роуландовской схеме под скользящим углом падения φ = 1.5°, что приводит к расстоянию «точечный источник – зеркало» $r_M = R_M\sin\varphi = 2094.2$ мм. Частота штрихов решетки в ее центре $N_{10} = 2400$ мм$^{-1}$, ее веерность N_{11} = 1.2 мм$^{-2}$. Решетка находится от зеркала на расстоянии $r_{MG} = 70$ мм. Из-за «вмешательства» сферической поверхности решетки фокальная плоскость расположена на расстоянии $r_D = 2021$ мм, так что дальнейший путь центрального луча от зеркала до фокальной плоскости составляет $r_D + r_{MG} = 2091$ мм, что на ~3 мм короче роуландовского расстояния $R_M\sin\varphi$. Конический угол θ, равный углу скользящего падения центрального луча на решетку, составляет 1.497°. Таким образом, решетка установлена в слегка нероуландовской схеме, где плечо от источника до решетки $r_M + r_{MG} = 2164.2$ мм на ~7 см длиннее роуландовского расстояния $R\sin\varphi$, а второе плечо r_D от решетки до фокальной плоскости прибора оказывается примерно на те же 7 см короче роуландовского расстояния. В выбранной схеме точка схождения штрихов (фокус веера) находится на оси z на расстоянии N_{10}/N_{11} = 2400/1.2 = 2000 мм.

На рис.4 представлены спектральные изображения точечного монохроматического источника в нулевом и первом порядках и с длиной волны λ = 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7 и 8 Å, полученные методом численной трассировки лучей в схеме спектрографа с приведенными выше параметрами, а также изображение точечного источника с длиной волны 4 Å в увеличенном масштабе. Видно, что изображение точечного монохроматического источника полностью укладывается в ячейку размером 1 × 4 мкм. При использовании входной щели, параллельной оси x (см. рис.3), спектральное изображение монохроматического источника будет представлять собой вертикальный (вдоль оси x) отрезок и в описываемой схеме будет приблизительно равно по длине высоте освещенного участка входной щели.

Рабочая апертура зеркала 60 × 1.5 мм (ш × в), решетки – примерно 1.5 × 60 мм (ш × д) (~3600 штрихов). При этом спектральное изображение источника образуется лучами из телесного угла $\sim 5 \times 10^{-7}$ ср. Наилучшие материалы для рентгеновских однослойных отражающих покрытий (Os, Au, Pt и т.п.) при скользящем угле падения θ = 1.5° обеспечивают условно приемлемый коэффициент отражения свыше 60% лишь для длин волн, превышающих 6.5 – 7.0 Å (1.9 – 1.77 кэВ) (рис.5). На длине волны 4 Å золотое покрытие толщиной 30 нм обеспечивает коэффициент отражения лишь около 11%, а такое же покрытие из Os – около 20%, что едва ли приемлемо ввиду двукратного отражения (зеркало + решетка), если только речь не идет об

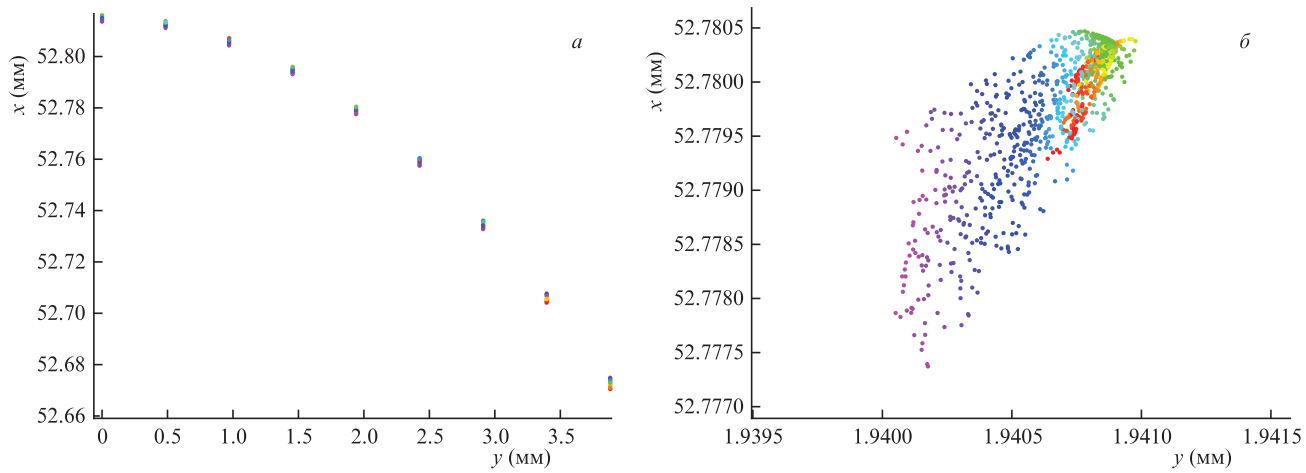

Рис.4. Спектральные изображения точечного монохроматического источника в нулевом и первом порядках и с длиной волны $\lambda =$ 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7 и 8 Å, полученные методом численной трассировки лучей (*а*); то же для $\lambda =$ 4 Å, но в увеличенном масштабе по оси *y* (*б*).

источнике направленного излучения. Таким образом, однослойные отражающие покрытия при данном угле падения могут обеспечить удовлетворительное отражение лишь в малой части «нежного» рентгеновского диапазона, занимающего область энергий $\hbar\omega \approx 1.5$–8 кэВ. Периодические многослойные зеркала (Cr/C, Os/C и др.) обеспечивают достаточно высокий коэффициент отражения в максимуме, однако ширины контуров отражения относительно невелики ($\delta\lambda_{1/2}/\lambda \sim 1/8$ – 1/20) (рис.5, 6).

Проблема широкополосного отражения в коротковолновой области может быть решена за счет создания многослойного покрытия с периодом, меняющимся вдоль оси *y*, т.е. поперек направления штрихов, а также аналогичного градиентного покрытия на зеркале. В таком случае при фиксированном положении решетки и зеркала прибор будет относительно узкополосным в коротковолновой части спектрального рабочего диапазона (1 – 5 Å). Перестройка длины волны осуществляется за счет поворота решетки вокруг оси «веера» и соответствующего поворота зеркала вокруг горизонтальной оси, которая проходит через центр сферы и перпендикулярна радиусу, проведенному из центра сферы в точку падения центрального луча на зеркало. В Институте физики микроструктур (ИФМ РАН, Н.Новгород) есть опыт синтеза

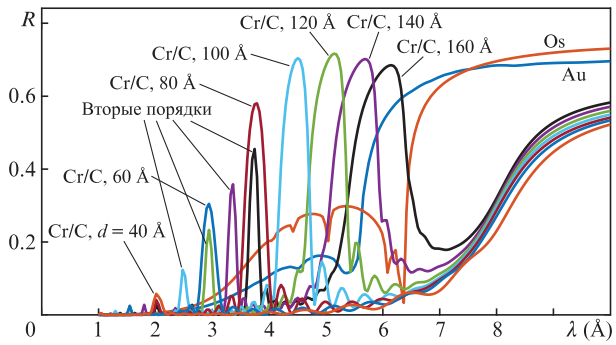

Рис.5. Коэффициенты отражения покрытий из золота и осмия, а также периодических зеркал на основе Cr/C с различными периодами *d* при $\theta = 1.5°$. В расчете учитывалась шероховатость поверхности решетки (3 Å), а также переходные слои в многослойной структуре (Cr-на-C: 6 Å; C-на-Cr: 3 Å). Во всех случаях число периодов 12, толщина слоя Cr составляет 0.4 от периода. Наряду с максимумами отражения первого порядка, в коротковолновой части выделяются интерференционные максимумы второго порядка.

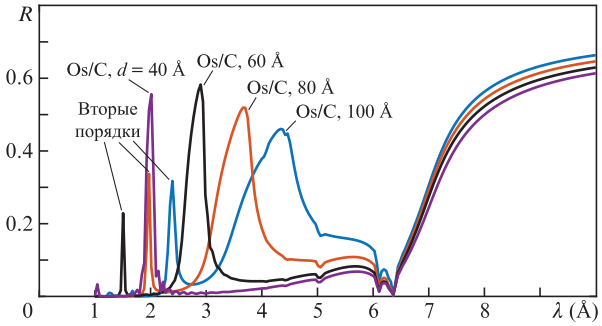

Рис.6. Коэффициенты отражения периодических зеркал на основе Os/C с различными периодами *d* при $\theta = 1.5°$. В расчете учитывалась шероховатость поверхности решетки (3 Å), а также переходные слои в многослойной структуре (Os-на-C: 6 Å; C-на-Os: 3 Å). Во всех случаях число периодов 20, толщина слоя Os составляет 0.4 от периода. Наряду с максимумами отражения первого порядка, в коротковолновой части выделяются интерференционные максимумы второго порядка. При построении графиков использовались оптические константы материалов, находящиеся в открытом доступе [20].

многослойных зеркал с сильным градиентом периода на апертуре [21].

4. Заключение

В настоящей работе сформулирована концепция стигматического рентгеновского спектрографа высокого разрешения с плоским полем на область мягкого (в том числе, «нежного») рентгеновского диапазона. Схема включает два оптических элемента скользящего падения: фокусирующее зеркало и сферическую решетку веерного типа, скрещенную по отношению к зеркалу и установленную в схеме конической дифракции. Получены уравнения, связывающие параметры решетки (радиус, частоту штрихов, «веерность» и т.п.) с параметрами схемы (расстояниями, дисперсией, положением фокальной плоскости и т.п.). Методом численной трассировки лучей получены изображения точечных монохроматических источников ($m\lambda$ = 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7 и 8 Å), полностью укладывающиеся в ячейку размером 1 × 4 мкм. Отражающие покрытия из Au и Os обеспечивают при скользящем угле 1.5° удовлетворительное отражение для $\lambda > 6$ Å. Нанесение периодических многослойных покрытий на основе

Cr/C и Os/C с периодами от 40 до 160 Å позволит расширить спектральный диапазон до ~2 Å.

1. Preston S.G., Sanpera A., Zepf M., Blyth W.J., Smith C.G., Wark J.S., Key M.H., Burnett K., Nakai M., Neely D., Offenberger A.A. *Phys. Rev. A*, **53**, R31(R) (1996). DOI: 10.1103/PhysRevA.53.R31.
2. Pirozhkov A.S., Kando M., Esirkepov T.Zh., Gallegos P., Ahmed H., Ragozin E.N., Faenov A.Ya., Pikuz T.A., Kawachi T., Sagisaka A. *New J. Phys*., **16**, 093003 (2014). DOI: 10.1088/1367-2630/16/9/093003.
3. 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). DOI: 10.1038/s41598-017-17498-5.
4. Fourmaux S., Hallin E., Chaulagain U., Weber S., Kieffer J.C. *Opt. Express*, **28** (3), 3147 (2020). DOI: 10.1364/OE.383818.
5. Fourmaux S., Kieffer J.C., Hallin E. *Proc. SPIE*, **11036**, 110360D (2019). DOI: 10.1117/12.2523395.
6. Fourmaux S., Hallin E., Arnison P.G., Kieffer J.C. *Appl. Phys. B*, **125** (2019). DOI: 10.1007/s00340-019-7144-9.
7. Glinec Y., Faure J., Le Dain L., Darbon S., Hosokai T., Santos J.J., Lefebvre E., Rousseau J.P., Burgy F., Mercier B., Malka V. *Phys. Rev. Lett*., **94**, 025003 (2005). DOI: 10.1103/PhysRevLett.94.025003.
8. Брантов А.В., Лобок М.Г., Быченков В.Ю. *Квантовая электроника*, **47** (3), 232 (2017) [*Quantum Electron.*, **47** (3), 232 (2017)]. DOI: 10.1070/QEL16302.
9. Spencer G.H., Murty M.V.R.K. *Opt. Soc. Amer*., **52**, 672 (1962).
10. Goray L., Jark W., Eichert D. *J. Synchrotron Rad*., **25**, 1683 (2018). DOI: 10.1107/S1600577518012419.
11. DeRoo C.T. PhD thes. (University of Iowa, 2016); https://doi.org/10.17077/etd.qr39wko8.
12. Горай Л.И., Березовская Т.Н., Мохов Д.В., Шаров В.А., Дашков А.С., Пирогов Е.В. *Материалы XXV Международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника»* (Нижний Новгород, 9–12 марта 2021 г., т. 1, с. 389–390).
13. Joensen K.D., Gorenstein P., Christensen F.E., Hoeghoej P., Ziegler E., Susini J., Freund A.K., Wood J.L. *Proc. SPIE*, **2253**, 299 (1994). DOI: 10.1117/12.192082.
14. Joensen K.D., Gorenstein P., Wood J.L., Christensen F.E., Hoghoj P. *Proc. SPIE*, **2279**, 180 (1994). DOI: 10.1117/12.193133.
15. Senf F., Bijkerk F., Eggenstein F., Gwalt G., Huang Q., Kruijs R., Kutz O., Lemke S., Louis E., Mertin M., Packe I., Rudolph I., Schäfers F., Siewert F., Sokolov A., Sturm J.M., Waberski Ch., Wang Z., Wolf J., Zeschke T., Erko A. *Opt. Express*, **24** (12), 13220 (2016). DOI:10.1364/OE.24.013220.
16. Imazono T., Koike M., Kawachi T., Hasegawa N., Koeda M., Nagano T., Sasai H., Oue Y., Yonezawa Z., Kuramoto S., Terauchi M., Takahashi H., Handa N., Murano T., Sano K. *Appl. Opt.*, **51** (13), 2351 (2012). DOI: 10.1364/AO.51.002351.
17. Барышева М.М., Малышев И.В., Полковников В.Н., Салащенко Н.Н., Свечников М.В., Чхало Н.И. *Квантовая электроника*, **50** (4), 401 (2020) [*Quantum Electron.*, **50** (4), 401 (2020)].
18. Kirkpatrick P., Baez A.V. *J. Opt. Soc. Amer*., **38** (9), 766 (1948). DOI: 10.1364/JOSA.38.000766.
19. Werner W. *Appl. Opt*., **6** (10), 1691 (1967). DOI: 10.1364/AO.6.001691.
20. Atomic Scattering Factor Files (LBNL, 2021); http://henke.lbl.gov/optical_constants/.
21. Ragozin E.N., Andreev S.S., Bijkerk F., Kolachevsky N.N., Louis E., Pirozhkov A.S., Salashchenko N.N. *Proc. SPIE*, **3156**, 331 (1997). DOI: 10.1117/12.279414.