

04;07;12

Новые фокусирующие многослойные структуры для рентгеновской и вакуумно-ультрафиолетовой спектроскопии плазмы

© А.Я. Лопатин,¹ В.И. Лучин,¹ Н.Н. Салащенко,¹ Н.И. Чхало,¹ А.П. Шевелько,² О.Ф. Якушев²

¹ Институт физики микроструктур РАН,
603950 Нижний Новгород, Россия
e-mail: luchin@ipm.sci-nnov.ru

² Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,
119991 Москва, Россия
e-mail: shevelko@rambler.ru

(Поступило в Редакцию 3 ноября 2009 г.)

Исследованы спектральные характеристики новых фокусирующих многослойных структур, использованных в качестве дисперсионных элементов в светосильном рентгеновском спектрометре с цилиндрической геометрией (схема Гамоша): структуры W/B₄C в диапазоне длин волн $\lambda = 8-9.5 \text{ \AA}$ и структуры Cr/Sc в диапазоне $\lambda = 30-40 \text{ \AA}$ (диапазон, который не доступен для естественных кристаллов). Приводятся результаты демонстрационных экспериментов по регистрации спектров лазерной плазмы. Показано, что светосила спектрометра Гамоша с многослойными дисперсионными элементами в десятки раз превышает светосилу дифракционных спектрографов скользящего падения при сопоставимом спектральном разрешении.

Введение

Рентгеновская и вакуумно-ультрафиолетовая (ВУФ) спектроскопия многозарядных ионов является одним из наиболее эффективных методов исследования высокотемпературной плазмы. Для регистрации спектров обычно используются различные схемы кристаллических и дифракционных спектрометров. Область применения этих спектрометров имеет условную границу по длинам волн $\lambda_0 \sim 10 \text{ \AA}$. В диапазоне меньших длин волн, где отражательная способность дифракционных решеток сильно падает, используются кристаллы. При больших длинах волн применяются решетки, поскольку в этом диапазоне кристаллы не работают (отсутствуют кристаллы с большим межплоскостным расстоянием). Ввиду радикального изменения техники регистрации спектров эта условная граница λ_0 позволила определить диапазон с $\lambda < \lambda_0$ как мягкий рентгеновский, а с $\lambda > \lambda_0$ — как ВУФ-диапазон спектра [1].

Оба варианта регистрации спектров с помощью кристаллов и решеток имеют свои преимущества и недостатки. Решетки производят спектральное разложение падающего излучения при малой угловой апертуре, а для кристаллов требуется широкая угловая апертура для набора углов Брэгга, соответствующих требуемому спектральному диапазону регистрации (рис. 1). Отметим, что изогнутые кристаллы позволяют сильно повысить эффективность кристаллических спектрометров (фокусирующие схемы) и регистрировать спектры с пространственным разрешением. Использование для таких же целей специальных дифракционных решеток (тороидальной формы, с переменным периодом решетки) является технически сложным.

Спектральный диапазон, доступный для применения традиционно используемых кристаллов, ограничен ($\lambda < 2d$) величиной межплоскостного расстояния, максимальной у кристаллов КАР ($d = 13.3 \text{ \AA}$). Применение в качестве дисперсионных элементов искусственных отражающих многослойных структур (МС) дает возможность существенно расширить спектральный диапазон. Они могут быть изготовлены с заранее заданным межплоскостным расстоянием ($d \geq 7 \text{ \AA}$ [2-4]). МС наносят не только на плоские подложки, которые давно применяются в рентгеноспектральных исследованиях [5], но и на поверхности более сложной формы, например цилиндрической, сферической, тороидальной, параболической и др. [6]. Их можно применять в качестве дисперсионных элементов в схемах, разработанных для изогнутых кристаллов (схемы Гамоша, Иоганна и др., см., например, [7]), но при этом существенно продвинулись в длинноволновую область спектра, где отсутствуют естественные кристаллы. Для каждого конкретного спектрального диапазона возможен выбор оптимального с точки зрения отражательной способности

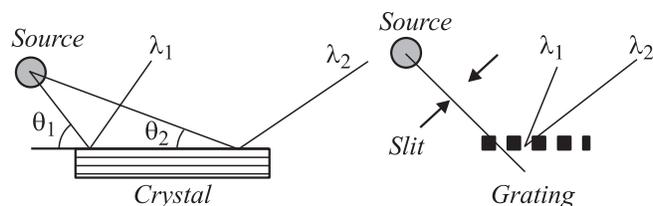


Рис. 1. Формирование спектров с помощью кристалла (а) и дифракционной решетки (б). θ_1 , θ_2 — значения угла Брэгга ($2d \sin \theta = n\lambda$, где d — межплоскостное расстояние в кристалле, n — порядок отражения от кристалла), соответствующее длинам волн λ_1 и λ_2 ($\lambda_1 > \lambda_2$).

и спектрального разрешения межплоскостного расстояния искусственной МС. Кроме того, при использовании более сложных отражающих поверхностей достижимо не только высокое спектральное, но и пространственное разрешение. Рентгеновские отражатели могут быть выполнены и с заданным распределением периода на поверхности подложки.

В настоящей работе в качестве дисперсионных элементов применяются МС, нанесенные на подложку из слюды. Это позволяет изгибать их вместе с подложкой по цилиндру с малыми радиусами кривизны (вплоть до ~ 10 mm). Впервые использование таких структур в фокусирующем спектрометре Гамоша продемонстрировано в работах [8,9]. В данной работе приводится описание МС, их характеристики и проведено сравнение параметров спектрометров на их основе с традиционными дифракционными спектрометрами скользящего падения.

1. Многослойные структуры

1.1. Многослойные цилиндрические зеркала

При разработке и изготовлении многослойных дисперсионных элементов для фокусирующего спектрометра параллельно решались две задачи: совершенствование методов изготовления короткопериодных структур (с периодом $d \approx 10$ Å) с высоким спектральным разрешением на плоских подложках и разработка методик формирования таких структур на подложках цилиндрической формы. Анализ технологических и метрологических проблем изготовления и исследования высокоселективных многослойных зеркал с ультразвуковыми периодами $d = 7-24$ Å на гладких плоских подложках приведен в работах [2-4]. Получены высокие значения спектральной селективности, составляющие, например, $\lambda/\Delta\lambda = 580$ на длине волны $\lambda = 8.34$ Å для структур W/B₄C с $d = 7.2$ Å.

В настоящей работе для изготовления цилиндрического отражателя использовался листок слюды толщиной $15 \mu\text{m}$ и площадью 50×60 mm. Такой кристалл, изогнутый по цилиндру, является традиционным дисперсионным элементом (с межплоскостным расстоянием $d = 9.95$ Å) в фокусирующих спектрометрах. Задача настоящей работы заключалась в нанесении на поверхность слюды отражающей МС. Попытки прямого напыления пленочной структуры на поверхность слюды не принесли успеха. Для нанесения структуры была применена методика, разработанная ранее для изготовления свободно висящих многослойных поляризационных элементов [10,11]. Первый этап состоял в магнетронном напылении МС на кремниевую подложку. В результате последующих операций получалась свободная многослойная пленка с достаточно малой межслойной шероховатостью, близкой к величине шероховатости кремниевой подложки (3 Å). Далее пленка переносилась на кристалл слюды. Последняя операция состояла в

изгибе и фиксации слюды с многослойным покрытием на оправке цилиндрической формы.

Таким способом были изготовлены цилиндрические рентгеновские зеркала на основе МС W/B₄C с периодом $d = 12$ Å и числом периодов $N = 600$ (для диапазона $\lambda = 8-9.5$ Å) и Cr/Sc с периодом $d = 37.5$ Å и $N = 130$ (для диапазона $\lambda = 30-40$ Å). Период d определялся методом малоугловой рентгеновской дифрактометрии [12] по результатам проведенных на дифрактометре ДРОН-3М измерений угловой зависимости коэффициента отражения многослойной структуры на длине волны $\lambda = 1.54$ Å.

Предварительное исследование спектральных свойств МС проводилось с использованием тестового зеркала, нанесенного на плоскую кремниевую подложку. Спектральные характеристики тестовых зеркал измерялись на стенде [13], в состав которого входят рентгеновская трубка со сменными анодами, спектрометр-монокроматор РСМ-500, вакуумный рефлектометр и детектор излучения. По результатам угловых измерений коэффициента отражения оценивалось спектральное разрешение зеркал: $\lambda/\Delta\lambda = 380$ для линии $\lambda(\text{Al } K_\alpha) = 8.34$ Å (структура W/B₄C) и $\lambda/\Delta\lambda = 64$ (структура Cr/Sc) — для линии $\lambda(\text{Ti } L_\alpha) = 31.4$ Å. Пиковые значения коэффициента отражения зеркал составили $R_{\text{max}} = 4.7\%$ (для МС W/B₄C) при угле скольжения $\theta = 20.66^\circ$ и $R_{\text{max}} = 27.4\%$ (для МС Cr/Sc) — при $\theta = 25.14^\circ$. Спектральные характеристики готового многослойного цилиндрического зеркала определялись в эксперименте по регистрации спектров лазерной плазмы.

1.2. Свободно висящий Cr/Sc-фильтр

В демонстрационном эксперименте по регистрации спектров лазерной плазмы, результаты которого будут приведены ниже, многослойные цилиндрические зеркала использовались в качестве дисперсионного элемента спектрометра. Защитой детектора спектрометра от УФ и видимого излучения служил в диапазоне $\lambda = 8-9.5$ Å рентгеновский фильтр, представляющий собой полиимидную пленку толщиной $1.1 \mu\text{m}$ с двусторонним алюминиевым покрытием общей толщиной $0.2 \mu\text{m}$.

Для работы в диапазоне $\lambda = 30-40$ Å был специально изготовлен свободно висящий многослойный ($d = 31$ Å, $N = 63$) Cr/Sc-фильтр с окном прозрачности $\lambda = 22-50$ Å. Используемая методика аналогична той, с помощью которой были сделаны свободно висящие структуры для дисперсионных элементов (до переноса их на слюду). На последнем этапе при изготовлении фильтра пленка размещается на стеклянной рамке с прямоугольным отверстием 13×46 mm. Ранее такая методика применялась для изготовления свободно висящих многослойных Zr/Si-фильтров большей апертуры для экстремального ультрафиолетового диапазона [14,15]. Применение МС в качестве фильтра позволило обеспечить достаточную для практического применения прочность свободно висящего фильтра и требуемые оптиче-

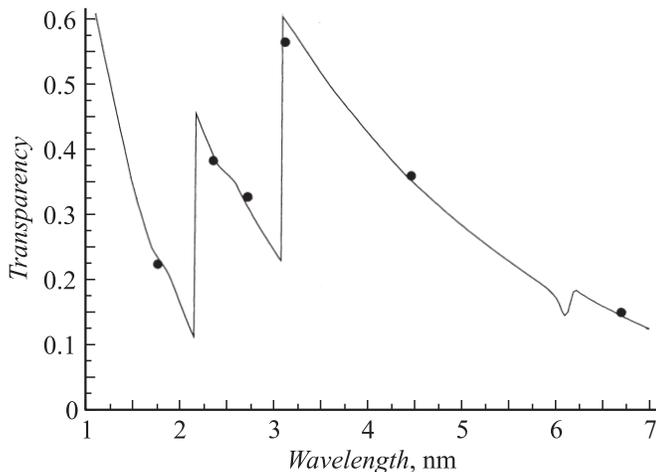


Рис. 2. Спектр пропускания Cr/Sc-фильтра ($d = 31 \text{ \AA}$, $h_{Cr} = 15 \text{ \AA}$, $h_{Sc} = 16 \text{ \AA}$, $N = 63$). Линия — расчет, точки — эксперимент.

ские свойства. Коэффициент пропускания разработанного фильтра был измерен на упоминавшемся выше стенде с использованием следующих материалов в качестве анода рентгеновской трубки: железа ($\lambda(\text{Fe } L_{\alpha}) = 17.6 \text{ \AA}$), титана ($\lambda(\text{Ti } L_{\alpha}) = 31.4 \text{ \AA}$), бора ($\lambda = 66.9 \text{ \AA}$), а также на линиях кислорода ($\lambda = 23.6 \text{ \AA}$) и углерода ($\lambda = 44.7 \text{ \AA}$).

На рис. 2 приведена расчетная спектральная зависимость пропускания фильтра с нанесенными экспериментальными точками. Прозрачность фильтров рассчитывалась по френелевским формулам с учетом поглощения излучения и отражения на границах слоев. В расчетах использовались оптические константы материалов, доступные в сети Интернет [16]. Период и соотношение толщины слоев материалов в периоде многослойной структуры фильтра определялись по угловой зависимости коэффициента отражения на длине волны $\lambda = 1.54 \text{ \AA}$. Приведенные на рис. 2 данные соответствуют нормальному падению излучения на фильтр. В спектрометре фильтр располагается параллельно ПЗС-линейке, и излучение падает на него наклонно. Расчетный коэффициент пропускания фильтра в рабочем диапазоне спектрометра $\lambda = 32\text{--}42 \text{ \AA}$ составляет $T = 25\text{--}15\%$ при $\theta = 26\text{--}35^\circ$. Фильтр толщиной $0.18 \mu\text{m}$ обеспечивает надежную блокировку фонового излучения УФ, видимого и ближнего ИК-диапазона на уровне не хуже 10^{-6} .

2. Эксперимент

Спектральные характеристики изогнутых многослойных цилиндрических зеркал определялись в экспериментах по регистрации спектров лазерной плазмы. Зеркала представляли собой изогнутые по цилиндру с радиусом 20 mm кристаллы слюды с нанесенными на них МС и служили дисперсионными элементами в спектрометре Гамоша. Схема спектрометра Гамоша

приведена на рис. 3. Источник излучения и плоскость регистрации лежат на оси цилиндра. Излучение от источника на различных длинах волн, после отражения от дуги кристалла, фокусируется в свою точку на оси спектрометра. Это приводит к высокой светосиле схемы в широком диапазоне спектра [17]. Другой особенностью этой схемы является формирование спектра на оси спектрометра, что позволяет использовать ПЗС-линейку в качестве детектора излучения [18]. Большая длина детектора (в нашем случае 30 mm) давал возможность регистрировать спектр в широком диапазоне длин волн. В качестве детектора излучения использовалась ПЗС-линейка Toshiba TCD 1304AP длиной 30 mm , имеющая 3724 элемента $8 \mu\text{m}$ шириной и $200 \mu\text{m}$ высотой каждый [18]. Активная область ПЗС-детектора соединялась с волоконно-оптическим диском, на поверхность которого наносился слой люминофора Р-43 (3 слоя гранул размером $3 \mu\text{m}$, общая толщина $\sim 10 \mu\text{m}$) [8,19]. Детекторы работают при комнатной температуре и не требуют высокого вакуума.

Фокусирующая геометрия спектрометра наряду с высокой эффективностью ПЗС-детектора обеспечивает высокую чувствительность прибора, позволяющую регистрировать рентгеновские спектры при малых энергиях лазерного импульса (вплоть до 1 mJ).

Лазерная плазма создавалась при фокусировке излучения второй гармоники лазера на Nd-стекле [18] (энергия импульса до 10 J , длительность импульса 2 ns , пятно фокусировки на мишени $20 \mu\text{m}$) на массивную твердотельную мишень.

На рис. 4 и 5 приведены примеры спектров плазмы магния, углерода и алюминия, зарегистрированные с помощью многослойных зеркал W/B₄C и Cr/Sc в качестве дисперсионных элементов. В первом случае наблюдается полная структура спектра — резонансные линии Ly_{α} и w водородоподобного ([H]-) и гелиеподобного ([He]-) ионов Mg, также спутанные линии (S). Спектральное разрешение W/B₄C-зеркала составило $\lambda/\Delta\lambda = 230$. Спектрального разрешения Cr/Sc зеркала ($\lambda/\Delta\lambda = 66$ при $\lambda = 35 \text{ \AA}$ и $\lambda/\Delta\lambda = 92$ при $\lambda = 40 \text{ \AA}$) также оказалось достаточно для наблюдения резонансных линий [H]- и [He]-подобных ионов углерода и линий [Li]-подобных ионов Al. Результаты экспериментов по измерению па-

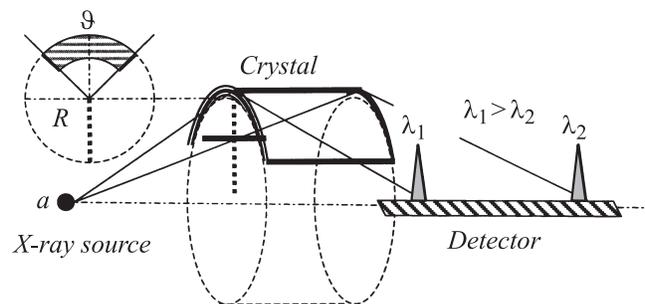


Рис. 3. Схема фокусирующего рентгеновского спектрометра Гамоша.

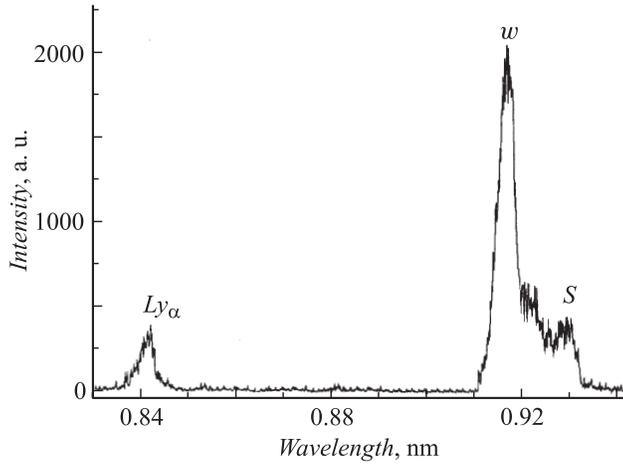


Рис. 4. Рентгеновский спектр Mg лазерной плазмы ($E_L = 50$ мДж), зарегистрированный с помощью МС W/B₄C. Отмечены резонансные линии Ly_α и w водородоподобного ([H]-) и гелиеподобного ([He]-) ионов Mg и спутничные линии (S).

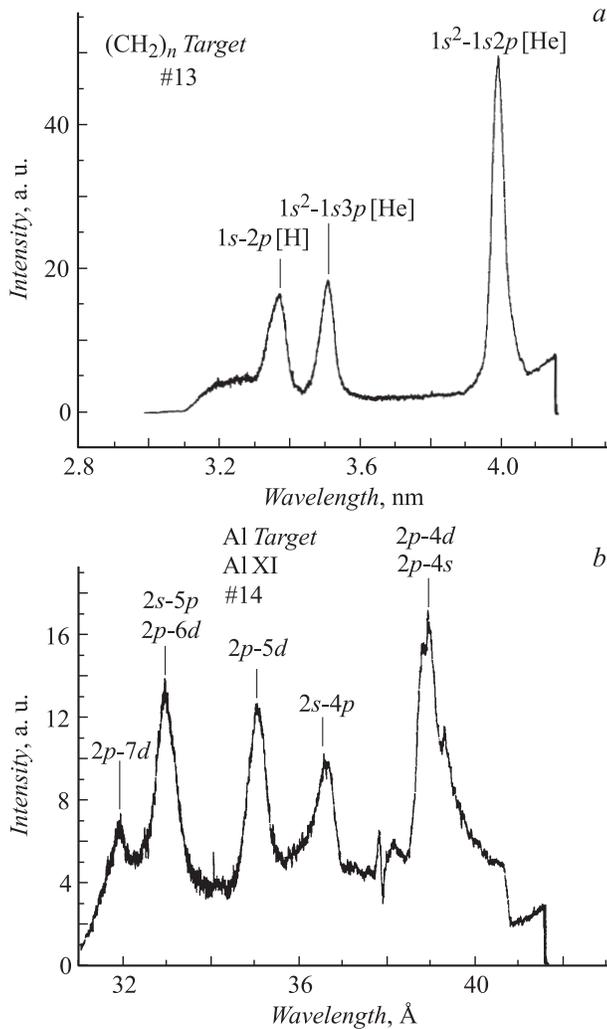


Рис. 5. ВУФ-спектры лазерной плазмы ($E_L = 7$ мДж) углерода (ионы CVI–CV) (a) и алюминия (ион AlXI) (b), полученные с использованием МС Cr/Sc в качестве дисперсионного элемента спектрометра Гамоша.

раметров лазерной плазмы с использованием этих рентгеновских и ВУФ-спектров приведены в работах [8,9].

3. Сравнение параметров спектрометра на основе МС (схема Гамоша) и спектрометра скользящего падения

Рассмотрим основные параметры спектрометра скользящего падения и спектрометра Гамоша — дисперсию, светосилу и спектральное разрешение. Считаем, что изотропный источник имеет размер a и излучает в 4π стерадиан E [phot] фотонов в монохроматической линии с длиной волны λ . При этом количество фотонов, излучаемых в один стерадиан, равно $E/4\pi$ [phot/ster], а интегральная по времени яркость источника равна

$$L = \frac{E}{4\pi a^2} \left[\frac{\text{phot}}{\text{ster cm}^2} \right].$$

3.1. Спектрометр скользящего падения

Рассмотрим случай, когда изображение входной щели для данной длины волны находится на пересечении с кругом Роуланда, а регистрация излучения происходит перпендикулярно дифрагированному пучку (рис. 6). В этом случае реализуется максимальная светосила, в $1/\sin\psi$ раз большая (ψ — угол дифракции), чем регистрация на круге Роуланда. Дисперсия D [Å/mm] в фокальной плоскости определяется из уравнения решетки: $d(\sin\varphi - \sin\psi) = n\lambda$, где d — период решетки, φ — угол падения, n — порядок отражения, и равна

$$D = \frac{d\lambda}{dx} = \frac{d}{nR} \left[\frac{\text{Å}}{\text{mm}} \right],$$

где d — период решетки, R — радиус сферической решетки, n — порядок отражения. Для $n = 1$, $R = 1$ м и решетки с 600 groves/mm $D = 16.6$ [Å/mm]. Для решетки 1200 groves/mm $D = 8.3$ [Å/mm], но для нее больше

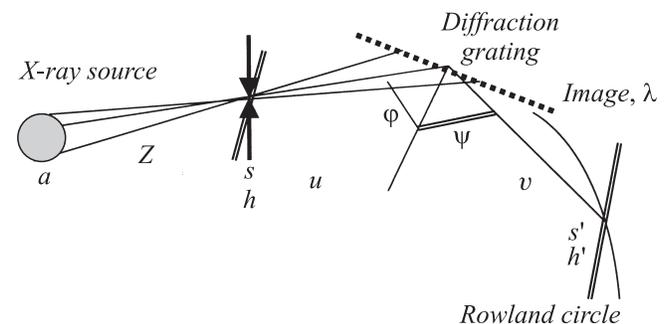


Рис. 6. Схема спектрометра скользящего падения. a — размер источника, Z — расстояние источник–входная щель, s , h , s' , h' — ширина, высота входной щели и ее изображения в фокальной плоскости, φ , ψ — углы падения и дифракции соответственно, u и v — расстояния входная щель–решетка и решетка–изображение соответственно.

угол дифракции и соответственно меньше отражение от решетки [20].

Спектральное разрешение $\Delta\lambda$ определяется только геометрией и равно $\Delta\lambda = Ds'$, где $s' = s(v/u)$, s и s' — ширина входной щели и ее изображения, $u = R \cos \varphi$ и $v = R \cos \psi$ — расстояние входная щель–решетка и решетка–изображение соответственно. При ширине входной щели $s = 15 \mu\text{m}$ решетка с 600 groves/mm имеет $\Delta\lambda = 0.25 \text{ \AA}$, и для $\lambda = 30 \text{ \AA}$ разрешающая сила $\lambda/\Delta\lambda = 120$.

Светосила спектрометра скользящего падения рассмотрена в работе [21]. Рассмотрим этот параметр для нашего случая, когда изображение входной щели для данной длины волны находится на круге Роуанда, а регистрация излучения происходит перпендикулярно дифрагированному пучку (рис. 6). Будем считать, что угловая апертура источника меньше угловой апертуры спектрометра (т.е. решетка не перезаполнена): $a/Z < (l \sin \varphi)/u$, где l — длина штрихованной части решетки, Z — расстояние источник–входная щель. Ширина изображения входной щели равна $s' = s(v/u)$.

Высота входной щели h и ее изображения h' связаны соотношением

$$h' = h \frac{Z + u + v}{Z} \approx h \frac{u + v}{Z},$$

так как обычно $Z \ll (u + v)$. Число фотонов, падающих на решетку, равно

$$\frac{E}{4\pi} \frac{1}{Z^2} s h \left[\frac{\text{phot}}{\text{ster}} \text{ster} \right].$$

После отражения от решетки с коэффициентом отражения k излучение фокусируется на площади $s'h'$ и освещенность I в фокальной плоскости равна

$$I = k \frac{E}{4\pi} \frac{1}{Z} \frac{u}{v} \frac{1}{u + v} \left[\frac{\text{phot}}{\text{cm}^2} \right].$$

Заметим, что освещенность I не зависит от размеров источника и определяется только полным числом фотонов, излучаемых в 4π стерадиан, и геометрией прибора. Для характерных величин $Z = 3 \text{ cm}$, $u = 7 \text{ cm}$, $v = 9.5 \text{ cm}$ (решетка $R = 1 \text{ m}$, 600 groves/mm), $k = 0.02$ имеем

$$I = \frac{E}{4\pi} \cdot 3 \cdot 10^{-4} \left[\frac{\text{phot}}{\text{cm}^2} \right]. \quad (1)$$

3.2. Спектрометр Гамоша

Параметры спектрометра Гамоша подробно рассмотрены в работе [16]. Дисперсия в фокальной плоскости равна (см. рис. 3)

$$D = -\frac{d}{nR} \sin^2 \theta \cos \theta = -\frac{n\lambda^2}{4dR} \sqrt{1 - (n\lambda/2d)^2} \left[\frac{\text{ \AA}}{\text{mm}} \right],$$

где R — радиус спектрометра, d — межплоскостное расстояние в кристалле, θ — угол Брэгга ($2d \sin \theta = n\lambda$),

n — порядок отражения от кристалла. Для нашего случая $\lambda = 30 \text{ \AA}$, $R = 20 \text{ mm}$, $d = 37.5 \text{ \AA}$, $\theta = 23.6^\circ$, $n = 1$ и дисперсия равна $D = 0.275 \text{ \AA/mm}$. Заметим, что это значение примерно в 60 раз меньше, чем для спектрометра скользящего падения (решетка 600 groves/mm).

Спектральное разрешение $\Delta\lambda$ определяется либо размером источника a : $\Delta\lambda = Da$, — либо шириной кривой отражения кристалла (МС) $\Delta\theta$: $\lambda/\Delta\lambda = \text{tg } \theta/\Delta\theta$. В нашем случае наблюдаемое спектральное разрешение $\Delta\lambda = 0.3 \text{ \AA}$ ($\lambda/\Delta\lambda = 100$), в то время как спектральное разрешение, определяемое размером источника $a \sim 100 \mu\text{m}$, равно $\Delta\lambda = Da = 0.0275$, т.е. в десять раз меньше наблюдаемого. Следовательно, спектральное разрешение в нашем случае определяется шириной кривой отражения $\Delta\theta$.

Светосила спектрометра Гамоша, когда спектральное разрешение $\Delta\lambda$ определяется размером источника a , рассмотрена в работе [17]. Освещенность в фокальной плоскости I составляет

$$I = \frac{E}{4\pi} \frac{1}{a^2} \rho \sin^2 \theta \vartheta T = \frac{E}{4\pi} \frac{1}{a^2} B = LB \left[\frac{\text{phot}}{\text{cm}^2} \right],$$

где ρ — интегральный коэффициент отражения, ϑ — угловая апертура спектрометра (см. рис. 3), T — пропускание фильтров, L — яркость источника. Коэффициент $B = \rho \vartheta (\sin^2 \theta) T$ характеризует светосилу спектрометра.

Выведем формулу для светосилы, когда спектральное разрешение определяется шириной кривой отражения $\Delta\theta$. Следуя работе [17] и заменив размер изображения $a/\sin \theta$ на $2R(\Delta\theta/\sin^2 \theta)$, получим

$$I = \frac{E}{4\pi} \frac{1}{a} \rho \sin^2 \theta \vartheta T \frac{\sin \theta}{2R\Delta\theta} = \frac{E}{4\pi} \frac{1}{a} \frac{\sin \theta}{2R\Delta\theta} B \left[\frac{\text{phot}}{\text{cm}^2} \right].$$

Для характерных величин $a = 100 \mu\text{m}$, $\theta = 23.6^\circ$, $R = 2 \text{ cm}$, $\Delta\theta = 4.4 \cdot 10^{-3} \text{ rad}$, $\rho = 10^{-4}$, $\vartheta = 1.5 \text{ rad}$, $T = 0.2$ имеем

$$I = \frac{E}{4\pi} \cdot 0.027. \quad (2)$$

Сравнив выражение (2) со светосилой спектрометра скользящего падения (ССП) (1), получим

$$\frac{\text{Гамош (МС)}}{\text{ССП}} = 40.$$

Таким образом, светосила спектрометра Гамоша с многослойными дисперсионными элементами в десятки раз превышает светосилу спектрографа скользящего падения при сопоставимом спектральном разрешении. Заметим, что светосилу спектрометра скользящего падения можно существенно увеличить при работе в „бесщелевой“ схеме, когда источник излучения расположен вместо щели. Однако даже при размере источника $\sim 100 \mu\text{m}$ спектральное разрешение ухудшается примерно на порядок, что делает такой спектрометр малоэффективным для спектральных исследований.

Заключение

Первые работы с использованием МС в фокусирующем спектрометре Гамоша [8,9] продемонстрировали их перспективность в рентгеновской и ВУФ-спектроскопии слабоинтенсивных источников. В диапазоне $8 \text{ \AA} \leq \lambda \leq 25 \text{ \AA}$ они могут конкурировать с естественными кристаллами в качестве дисперсионных элементов фокусирующих спектрометров. Уступая кристаллам в спектральном разрешении, МС имеют более высокий интегральный коэффициент отражения [9], что является важным при диагностике слабоинтенсивных источников. В ВУФ-диапазоне, недоступном для применения естественных кристаллов, фокусирующие спектрометры на основе МС могут быть альтернативой традиционным дифракционным спектрометрам скользящего падения.

Как показало проведенное в настоящей работе сравнение (на длине волны $\lambda = 30 \text{ \AA}$), фокусирующий спектрометр Гамоша с МС в качестве дисперсионного элемента при примерно одинаковом спектральном разрешении значительно превосходит дифракционный спектрометр с решеткой скользящего падения по дисперсии и светосиле.

К настоящему времени разработаны и опробованы фокусирующие многослойные дисперсионные элементы для спектральных интервалов $8\text{--}9.5 \text{ \AA}$ (на основе W/B_4C) [9] и $30\text{--}40 \text{ \AA}$ (Cr/Sc) [8]. В дальнейшем предполагается расширить область применения МС до полного перекрытия „водяного окна“ ($\lambda = 23\text{--}44 \text{ \AA}$) с возможно большим продвижением в длинноволновую часть ВУФ диапазона.

В таблице приведены параметры двух предлагаемых дисперсионных элементов для спектральной области мягче края поглощения углерода (43.7 \AA). На основе многослойной структуры Cr/C изготовлен (но пока не опробован) цилиндрический отражатель на слюде, измерены спектральные характеристики плоского зеркала. По структуре Mo/B_4C приводятся только расчетные данные.

Параметры тестовых образцов новых многослойных структур

Структура	θ°	$\lambda, \text{ \AA}$	$\lambda/\Delta\lambda$	R
Cr/C $d = 55.8 \text{ \AA}$ $\beta = 0.25$ $N = 110$	23.9	44.7	61 (45)	42 (30)
	36.3	64.4	61 (44)	15 (11)
	38.2	67.3	61 (44)	14 (9.6)
Mo/B ₄ C $d = 81 \text{ \AA}$ $\beta = 0.22$ $N = 80$	25	67.0	83	34
	27	71.0	58	23
	30	77.4	60	18
	35	88.3	60	14

Примечание: в скобках приведены измеренные значения спектральной селективности $\lambda/\Delta\lambda$ и коэффициента отражения R структуры, остальные данные — расчетные; β — относительная толщина слоя металла в периоде структуры.

Авторы выражают благодарность М.М. Барышевой и С.Ю. Зуеву за помощь в проведении измерений параметров многослойных зеркал и фильтров, Е.Д. Казакову — за помощь в работе.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 09-02-00154-а.

Список литературы

- [1] Эдлен Б. // УФН. 1966. Т. 89. Вып. 3. С. 483–510.
- [2] Бибишкин М.С., Вайнер Ю.А., Пестов А.Е. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2005. Т. 69. № 2. С. 199–206.
- [3] Bibishkin M.S., Chkhalo N.I., Fraerman A.A. et al. // Nucl. Instrum. and Meth. A. 2005. Vol. 543. P. 333–339.
- [4] Вайнер Ю.А., Пестов А.Е., Прохоров К.А. и др. // ЖЭТФ. 2006. Т. 130. Вып. 3. С. 401–408.
- [5] Platonov Yu.Ya., Bobashev S.V., Salashchenko N.N. et al. // Proc. SPIE. 1993. Vol. 2011. P. 476–485.
- [6] Akhsakhalyan A.A., Akhsakhalyan A.D., Kharitonov A.I. et al. // Central Europ. J. of Physics. 2005. Vol. 3. N 2. P. 163–177.
- [7] Блохин М.А. Методы рентгеноспектральных исследований. М.: Гос. изд. физ.-мат. лит., 1959. 455 с.
- [8] Бороздин Ю.Э., Казаков Е.Д., Лучин В.И. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2008. Т. 87. Вып. 1. С. 33–35.
- [9] Бибишкин М.С., Казаков Е.Д., Лучин В.И. и др. // Квант. электрон. 2008. Т. 38. № 2. С. 169–171.
- [10] Андреев С.С., Бибишкин М.С., Зорина М.В. и др. // Мат. совещ. „Рентгеновская оптика — 2003“. Нижний Новгород: ИФМ РАН, 2003. С. 173.
- [11] Андреев С.С., Бибишкин М.С., Kimura H. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2005. Т. 69. № 2. С. 207–210.
- [12] Akhsakhalyan A.D., Fraerman A.A., Platonov Yu.Ya. et al. // Thin Solid Films. 1991. Vol. 203. P. 317.
- [13] Бибишкин М.С., Забродин И.Г., Зуев С.Ю. и др. // Поверхность. Рентген, синхротр. и нейтр. исслед. 2005. № 2. С. 23–27.
- [14] Бибишкин М.С., Зуев С.Ю., Климов А.Ю. и др. // Мат. симп. „Нанофизика и наноэлектроника“. Нижний Новгород: ИФМ РАН, 2005. Т. 2. С. 497.
- [15] Bibishkin M.S., Chkhalo N.I., Gusev S.A. et al. // Proc. SPIE. 2008. Vol. 7025. P. 702 502.
- [16] (http://www-cxro.lbl.gov/optical_constants/)
- [17] Shevelko A.P. // Proc. SPIE. 1998. Vol. 3406. P. 91–108.
- [18] Shevelko A.P., Kasyanov Yu.S., Yakushev O.F., and Knight L.V. // Rev. Sci. Instrum. 2002. Vol. 73. N 10. P. 3458–3463.
- [19] Шевелько А.П., Якушев О.Ф. // Мат. симп. „Нанофизика и наноэлектроника“. Нижний Новгород: ИФМ РАН, 2009. Т. 1. С. 208.
- [20] Зеркальная рентгеновская оптика / Под ред. А.В. Виноградова. Л.: Машиностроение, 1989. 463 с.
- [21] Donaldson T.P., Hutcheon R.J., Key M.H., Urguhart R.J. // J. Phys. B: Atom. Molec. Phys. 1976. Vol. 9. P. 1645.