

Особенности применения многослойных зеркал для фокусировки и коллимации рентгеновского излучения источников на основе обратного комптоновского рассеяния

М.М.Барышева, И.В.Мальшев, В.Н.Полковников, Н.Н.Салащенко, М.В.Свечников, Н.И.Чхало

Проанализировано применение многослойных интерференционных рентгеновских зеркал в качестве элементов фокусирующей схемы для компактного источника на основе обратного комптоновского рассеяния. Предложен алгоритм выбора параметров зеркал, учитывающий специфику источника излучения. Установлено, что основными ограничениями при использовании многослойных зеркал являются зависимость длины волны от угла обзора и энергетическое уширение линии при фиксированном угле наблюдения. Для эффективного сбора излучения источника требуются широкополосные зеркала. Показано, что в системе Киркпатрика–Байеза для фокусировки рентгеновского излучения эффективность многослойных зеркал на порядок превышает эффективность зеркал полного внешнего отражения, а стекловые зеркала имеют небольшое преимущество перед периодическими. Общая эффективность сбора излучения источника в диапазоне энергий фотонов $\Delta E = 10–12$ кэВ для двухзеркальной схемы Киркпатрика–Байеза достигает 12%. Для спектральной области с шириной полосы $\Delta E/E = 3\%$ эффективность достигает 69%.

Ключевые слова: компактный источник рентгеновского излучения, обратный эффект Комптона, многослойные зеркала, широкополосные зеркала, стекловые зеркала, схема Киркпатрика–Байеза.

1. Введение

Мощные компактные источники жесткого рентгеновского излучения широко используются в научных и медицинских лабораториях. К недостаткам классических источников на основе рентгеновских трубок следует отнести низкую яркость и ограничение на перестройку длины волны, связанное с широким спектром тормозного излучения и с отдельными мощными характеристическими линиями. Синхротронные источники, обеспечивающие возможность перестройки и высокую яркость, не могут применяться в лабораторных условиях. Более того, даже для самых современных синхротронов, в которых используются ондуляторы последнего поколения, коротковолновая граница спектра фотонов ограничена энергиями 300–500 кэВ, в то время как для широкого класса задач требуются интенсивные пучки рентгеновского излучения с большими энергиями [1]. В последнее время появилось много работ, посвященных созданию компактного лабораторного источника рентгеновского излучения на основе эффекта обратного комптоновского рассеяния [2–5].

Поскольку сечения томсоновского рассеяния лазерного излучения на релятивистских электронах, $\sigma_T = (8/3) \times \pi r_e^2 = 0.665 \times 10^{-24}$ см², предельно малы, ранее считалось, что этот эффект не имеет практического применения. Од-

нако в связи с появлением мощных фемтосекундных лазеров и специализированных ускорителей, позволяющих генерировать периодические сгустки электронов с высокой частотой следования и фокусировкой в область размером несколько микрометров, эффективность такого источника рентгеновского излучения возросла. Еще большему росту средней мощности генерируемого излучения до значений, представляющих практический интерес, способствовало помещение области взаимодействия лазерного излучения с электронами в резонатор для лазерного пучка, что на несколько порядков увеличило эффективную среднюю мощность лазерного излучения в области взаимодействия [5].

Источники рентгеновского излучения на основе обратного эффекта Комптона разрабатываются для биомедицинских приложений [6, 7]; в частности, с использованием компактных источников могут развиваться методы фазово-контрастной визуализации для диагностики рака и заболеваний сердца, опробованные ранее на синхротронных источниках. Благодаря плавной перестройке частоты излучения, они могут применяться в задачах рентгеновской спектроскопии поглощения, дифракции и в ряде других. Например, в недавней работе [5] описывается комптоновский источник рентгеновского излучения, имеющий перестраиваемую рабочую длину волны, соответствующую диапазону энергий 15–35 кэВ, ширину полосы $\Delta E/E \approx 3\%–5\%$ и интенсивность $\sim 3 \times 10^{10}$ фотон./с. Размер источника при этом составил ~ 100 мкм. В [5] также сообщается о разработке прибора следующего поколения с меньшим размером источника (~ 80 мкм), расширенным диапазоном длин волн (8–42 кэВ) и увеличенным на порядок потоком рентгеновского излучения ($\sim 3 \times 10^{11}$ фотон./с).

Для эффективного использования такого источника на практике важен, в том числе, оптимальный выбор рентгенооптических элементов, осуществляющих сбор, коллимацию или фокусировку рентгеновского пучка излучения. Из-за довольно большой угловой расходимости излу-

М.М.Барышева. Институт физики микроструктур РАН, Россия, 603087 Нижегородская обл., Кстовский р-н, д. Афонино, ул. Академическая, 7; Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Россия, 603950 Н.Новгород, просп. Гагарина, 23; e-mail: mmbarysheva@ipmras.ru
И.В.Мальшев, В.Н.Полковников, Н.Н.Салащенко, М.В.Свечников, Н.И.Чхало. Институт физики микроструктур РАН, Россия, 603087 Нижегородская обл., Кстовский р-н, д. Афонино, ул. Академическая, 7

ния низкоапертурные преломляющие линзы [8] оказываются неэффективными. Наиболее оптимальным образом эти задачи могут быть решены с использованием одиночных или скрещенных систем зеркал (система Киркпатрика–Баеза [9]). Поскольку источник достаточно нов и еще мало применялся на практике, необходимо учитывать его специфику при разработке зеркальной оптики. В настоящей работе проанализировано применение рентгеновских зеркал различного типа в качестве отражающих и фокусирующих элементов оптической схемы источника. Рассмотрены зеркала на основе эффекта полного внешнего отражения, периодические многослойные зеркала и широкополосные стековые зеркала. Анализ проведен на примере источника с максимальной энергией фотонов 12 кэВ, разрабатываемого для материаловедческих исследований.

2. Особенности спектра источника на основе обратного комптоновского эффекта

Рассмотрим некоторые особенности спектра излучения источника на основе эффекта обратного комптоновского рассеяния, влияющие на выбор зеркал. Выражение для энергии фотонов E , рассеянных на угол θ при лобовом столкновении с релятивистским электроном, может быть записано в виде

$$E(\theta) = \frac{4E_L\gamma^2}{1 + \gamma^2\theta^2}, \tag{1}$$

где E_L – энергия лазерного фотона; $\gamma = E_e/E_0$ – релятивистский фактор; E_e – энергия электрона; $E_0 = 0.511$ МэВ – энергия покоя электрона. Формула (1) записана в приближении $E_e \gg E_0$, $E_L \ll E_0$ и $\theta \ll 1$. Из выражения (1) следует, что каждому углу рассеяния фотона отвечает своя длина волны (энергия) рентгеновского кванта. С учетом соотношения $E_L = hc/\lambda_0$ (λ_0 – длина волны лазерного излучения) максимальная энергия

$$E_{\max} = \frac{4hc}{\lambda_0}\gamma^2. \tag{2}$$

Связь (1) между углом рассеяния θ и энергией квантов E можно представить также как функцию E_{\max} :

$$E(\theta) = \frac{E_{\max}}{1 + \frac{\lambda_0}{4hc}E_{\max}\theta^2}, \tag{3}$$

или

$$\theta^2(E) = \frac{4hc}{\lambda_0} \left(\frac{1}{E} - \frac{1}{E_{\max}} \right).$$

Для Yb: YAG-лазера с $\lambda_0 = 1030$ нм при максимальной энергии рентгеновских квантов $E_{\max} = 12$ кэВ имеем $\gamma \approx 50$, т.е. $E_e = 25.5$ МэВ. На рис.1 приведена рассчитанная по формуле (3) зависимость энергии рентгеновских фотонов от угла наблюдения. Эта зависимость устанавливает связь между диапазоном энергий рентгеновских квантов, генерируемых источником, и углом, из которого оптическая система должна «захватывать» излучение.

Поскольку пучок электронов в области фокусировки (область взаимодействия) имеет некоторый угловой разброс, функция $E(\theta)$ размывается. Экспериментально наблю-

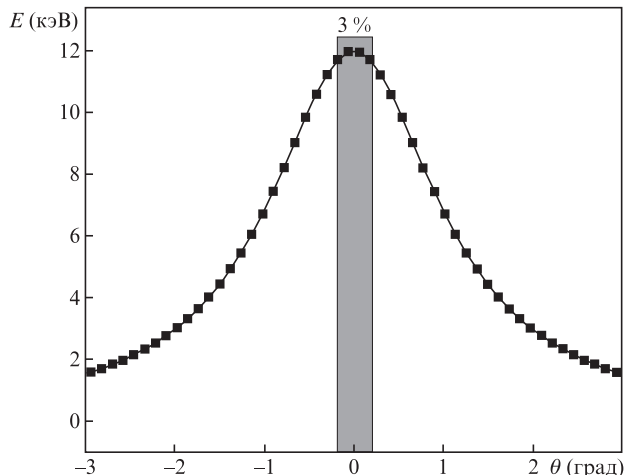


Рис.1. Зависимость энергии кванта рентгеновского излучения, генерируемого источником на основе обратного комптоновского эффекта, от угла наблюдения при длине волны лазерного излучения $\lambda_0 = 1030$ нм.

даемые ширины этого размытия составляют [5] 3%–5%. На рис.1 выделенная область соответствует полосе шириной 3%. Это означает, что использование в качестве отражающих элементов интерференционных зеркал со спектральной селективностью лучше 3% нецелесообразно, поскольку приведет только к потере полезного сигнала.

3. Особенности системы Киркпатрика–Баеза применительно к комптоновскому источнику

Оптическая схема Киркпатрика–Баеза предназначена для двумерной фокусировки/коллимации рентгеновского излучения, при этом перед разработчиками оптики обычно стоит задача собрать как можно больше фотонов источника. Основные особенности применения многослойных рентгеновских зеркал с источниками на основе обратного комптоновского рассеяния рассмотрим для случая, когда из источника необходимо захватить как можно больший поток рентгеновского излучения в диапазоне энергий фотонов 10–12 кэВ. Оценим также эффективность схемы при ширине спектральной полосы захвата 3% и рассмотрим системы с использованием зеркал полного внешнего отражения и многослойных интерференционных зеркал (периодических и стековых, т.е. представляющих собой стопку из нескольких периодических зеркал, напыленных друг на друга [10]).

3.1. Описание рентгенооптической схемы

Рентгенооптическая схема Киркпатрика–Баеза приведена на рис.2. Расстояние между источником рентгеновского излучения и первым зеркалом (500 мм) задается толщиной стенки биологической защиты и конструкцией двухзеркального объектива. Длина зеркал 300 мм выбрана, исходя из предельных возможностей установки ионно-

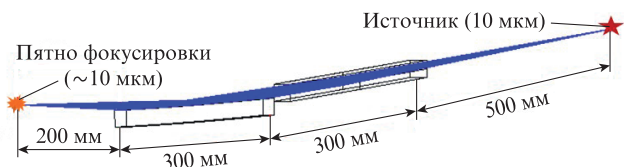


Рис.2. Расчетная рентгенооптическая схема Киркпатрика–Баеза.

пучковой асферизации и коррекции локальных погрешностей формы зеркал [11]. Расстояние до объекта определяется требованием к размеру пятна фокусировки, который должен быть равен размеру источника (однократное увеличение для первого зеркала).

Проанализируем геометрию падения излучения на зеркала в схеме Киркпатрика – Байеза (рис.3), чтобы понять, в чем существенное отличие рассматриваемого источника от монохроматического источника с некоторой угловой шириной.

Если пучок с угловой шириной $2\Delta\theta$ и фиксированной длиной волны λ падает на зеркало длиной L под углом скольжения θ_c (для центрального луча), то для эффективного отражения каждого луча, пришедшего на зеркало под локальным углом θ_{loc} , должно выполняться условие Брегга

$$2d_{loc} \sin \theta_{loc} = \lambda, \tag{4}$$

где d_{loc} – локальный период многослойного покрытия. В плоскости зеркала углы скольжения крайних лучей в пучке почти совпадают:

$$\theta_t \approx \theta_c \approx \theta_b, \tag{5}$$

и локальные периоды структур одинаковы. Таким образом, если необходимо собрать как можно больше излучения монохроматического источника, то это можно сделать, используя многослойные зеркала с периодом, изменяемым вдоль поверхности в одном направлении (так называемых зеркал Гёбеля) [12].

С комptonовским источником ситуация более сложная, поскольку в зависимости от угла разлета электронов в пучке содержатся кванты с разными длинами волн: $\lambda_{loc} = \lambda_{loc}(\theta_{loc})$. Локальное условие Брэгга приобретает вид

$$2d_{loc} \sin \theta_{loc} = \lambda_{loc}(\theta_{loc}). \tag{6}$$

В него заложено, очевидно, более существенное изменение периода многослойного зеркала вдоль поверхности структуры, тем не менее это условие может быть выполнено, т. к. длина зеркала составляет сотни миллиметров и на этой длине легко сформировать значительный градиент периода. В перпендикулярном направлении угол скольжения по-прежнему изменяется незначительно, однако длины волн излучения, приходящего в центральную и крайние точки, различны, $\lambda_t = \lambda_b \neq \lambda_c$, т. е. в данном направлении также происходит изменение периода вдоль поверхности структуры. При этом в отличие от продольного направления, где период изменяется на длине L , составляющей сотни миллиметров, в поперечном направлении изменение периода наблюдается на расстоянии $L \sin \theta_c$, составляющем несколько миллиметров. Очевидно, что напылить зеркало с периодом, изменяющимся в несколько раз на длине в несколько миллиметров, невозможно. Эта проблема может быть решена только с использованием широкополосных зеркал.

Если зеркало захватывает пучок с угловой шириной $2\Delta\theta$ при центральном угле скольжения излучения θ_c , то на него попадут лучи в диапазоне углов $\theta_c \pm \Delta\theta$, соответствующие диапазону энергий от E_{min} до E_{max} . При этом значение E_{max} фиксировано, а минимальная энергия E_{min} захва-

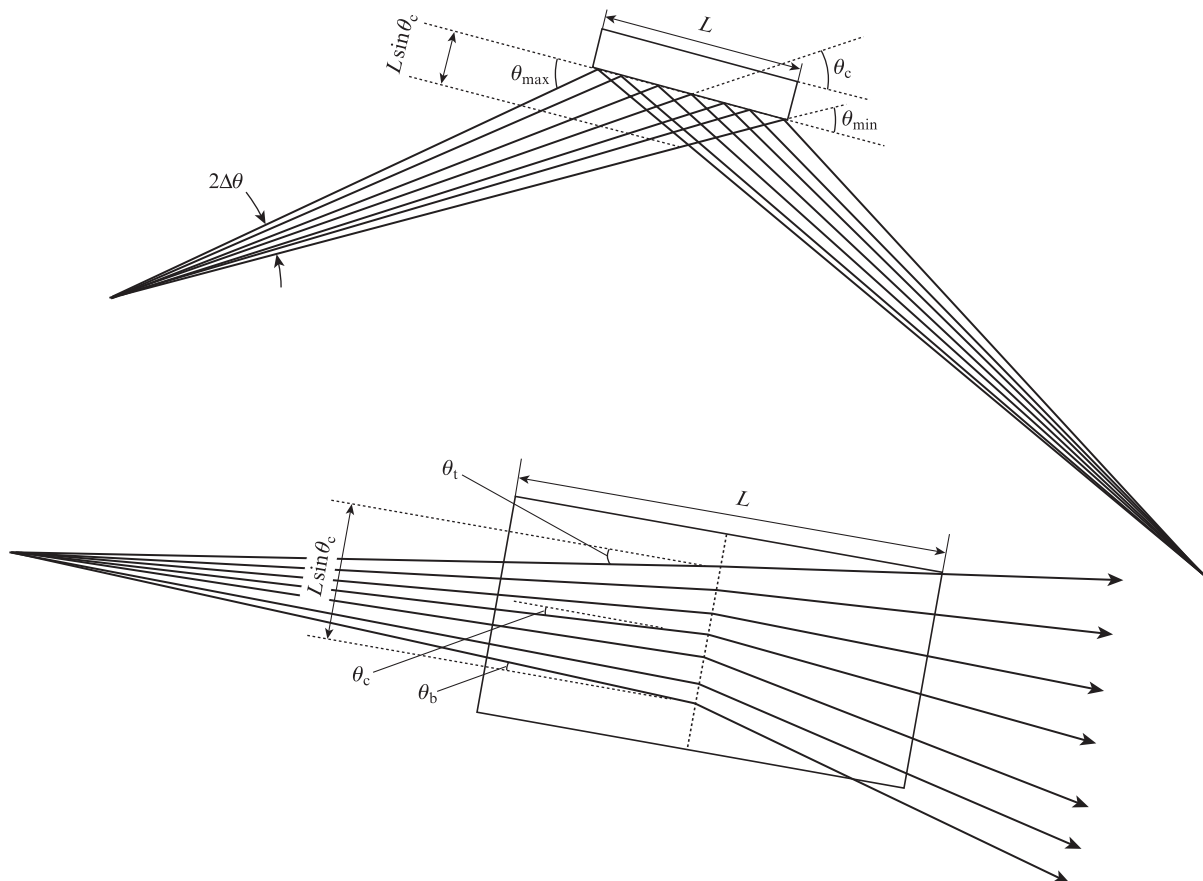


Рис.3. Схема хода лучей (вид сверху и сбоку) при отражении пучка с угловой шириной $2\Delta\theta$ от зеркала длиной L .

тываемого зеркалом излучения определяется углом θ_c и геометрическими параметрами схемы (табл.1).

Из табл.1 видно, что с увеличением угла скольжения увеличивается диапазон энергий излучения, захватываемого зеркалом, т.е. повышается эффективность оптической системы. Использование слишком малых углов скольжения, отвечающих полному внешнему отражению, приводит к значительному увеличению геометрических размеров системы либо к потерям энергии. При углах скольжения $\theta_c \leq 0.6^\circ$ имеем $(E_{\max} - E_{\min})/E_{\max} < 3\%$, что означает внесение дополнительных потерь, связанных с энергетическим размытием комптоновской линии. Это значение центрального угла скольжения можно считать минимально возможным для эффективного использования источника. Увеличение угла скольжения излучения выгодно с точки зрения захвата оптической системой излучения в большем диапазоне энергий. Однако с увеличением рабочего угла спектральная ширина полосы интерференционных зеркал уменьшается. Это ограничивает эффективность применения многослойных зеркал в источниках на основе обратного комптоновского рассеяния.

Табл.1. Минимальные энергии рентгеновских квантов E_{\min} , захватываемых зеркалом длиной 300 мм, и углы сбора излучения $2\Delta\theta$ для различных центральных углов скольжения излучения θ_c .

θ_c (град)	E_{\min} (кэВ)	$(E_{\max} - E_{\min})/E_{\max}$ (%)	$2\Delta\theta$ (град)
0.2	11.97	0.25	0.06
0.3	11.93	0.6	0.09
0.4	11.87	1.1	0.24
0.6	11.71	2.4	0.36
0.8	11.50	4.2	0.48
1.0	11.23	6.4	0.60
1.2	10.925	9.0	0.72
1.4	10.58	11.8	0.84
1.6	10.21	14.9	0.96

3.2. Оптимизация параметров рентгеновских зеркал

Для расчета оптимальных параметров рентгеновских зеркал будем считать, что квантовая эффективность источника $I(\theta)$, определяющая число фотонов, излучаемых в секунду в единицу телесного угла, приближенно описывается [4] (рис.4) гауссовой функцией вида

$$I(\theta) = I_0 \exp\left[-\frac{(\theta - \theta_c)^2}{2\sigma^2}\right], \quad (7)$$

где $\sigma = 8.5$ мрад; $I_0 = 12 \times 10^8$ фотон \cdot с $^{-1}$ \cdot мрад $^{-2}$ (полный поток составляет 2×10^{12} фотон./с). Согласно (1) энергии рентгеновских квантов и углы θ однозначно связаны; выражение для суммарной энергии источника излучения в диапазоне углов $\Delta\theta$ представим в виде

$$E_{\text{source}} = \int_0^{\Delta\theta} I(\theta)E(\theta)2\pi\theta d\theta \quad (8)$$

(под интегралом стоит произведение числа квантов на энергию одного кванта). Переходя в (8) к интегрированию по dE с учетом (3), получаем

$$E_{\text{source}} = \frac{4\pi hc}{\lambda_0} I_0 \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} I(E) \frac{dE}{E},$$

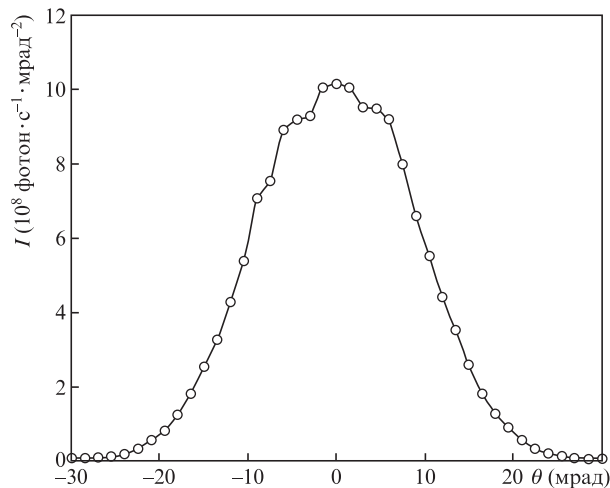


Рис.4. Зависимость интенсивности рентгеновского излучения от угла наблюдения при энергии ~ 12 кэВ для источника на основе обратного комптоновского эффекта [4].

или (как функцию максимальной энергии)

$$E_{\text{source}} = \frac{4\pi hc}{\lambda_0} I_0 \exp\left(-\frac{2hc}{\sigma^2 \lambda_0 E_{\max}}\right) \times \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \exp\left(-\frac{2hc}{\sigma^2 \lambda_0 E}\right) \frac{1}{E} dE. \quad (9)$$

При $\lambda_0 = 1030$ нм, $\sigma = 8.5$ мрад, энергиях ~ 10 кэВ и $\exp[-2hc/(\sigma^2 \lambda_0 E)] \approx 1$ на входе рентгенооптической схемы имеем

$$E_{\text{source}} = \frac{4\pi hc}{\lambda_0} I_0 \exp\left(\frac{2hc}{\sigma^2 \lambda_0 E_{\max}}\right) \left(\frac{1}{E_{\min}^2} - \frac{1}{E_{\max}^2}\right). \quad (10)$$

Наша задача состоит в том, чтобы сфокусировать излучение на образце при минимально возможных потерях энергии. После отражения от двух рентгеновских зеркал под углом θ_c сигнал примет вид

$$E_{RR}(\theta_c) = \frac{4\pi hc}{\lambda_0} I_0 \exp\left(\frac{2hc}{\sigma^2 \lambda_0 E_{\max}}\right) \int_{E_{\min}(\theta_c)}^{E_{\max}} R^2(\theta_c, E) \times \exp\left(-\frac{2hc}{\sigma^2 \lambda_0 E}\right) \frac{1}{E} dE, \quad (11)$$

где коэффициент отражения рентгеновского зеркала $R(\theta_c, E)$ зависит от энергии кванта E падающего излучения и угла θ_c , который в случае комптоновского источника определяет также диапазон энергий квантов, захватываемых зеркалом. С учетом близости экспоненты в подынтегральном выражении к единице оптическую эффективность системы, состоящей из двух рентгеновских зеркал, можно представить в виде

$$\varepsilon_2(\theta_c) = \frac{E_{RR}(\theta_c)}{E_{\text{source}}} = \frac{\int_{E_{\min}(\theta_c)}^{E_{\max}} R^2(\theta_c, E) E^{-1} dE}{1/E_{\min}^2 - 1/E_{\max}^2}. \quad (12)$$

Таким образом, задача увеличения эффективности интегральной схемы состоит в том, чтобы при фиксирован-

ном угле скольжения излучения θ_c найти параметры многослойного рентгеновского зеркала, максимизирующие интеграл (11), а затем оптимальный угол θ_c .

Если при расчете эффективности в подынтегральном выражении в (12) заменить E^{-1} константой, то это приведет к ошибке в определении эффективности $\sim 10\%$, а задача в некотором смысле окажется сведенной к известной: поиск зеркала с наибольшим интегральным коэффициентом отражения, но с учетом двукратного отражения. Хорошо известно, что большой интегральный коэффициент отражения можно получить, используя аperiodические зеркала [13]. Однако, с точки зрения изготовления и аттестации широкополосных зеркал, эффективнее использовать не классические аperiodические зеркала, а стековые структуры [14, 15], трудозатраты на напыление которых на порядок меньше. Такие зеркала позволяют расширить полосу отражения, однако их пиковый коэффициент отражения очевидно будет меньше, чем для периодического зеркала. Для многослойной системы (число зеркал – m) под интегралом стоит не R^2 , а R^m , поэтому заранее непонятно, насколько эффективным окажется данный подход: каждое зеркало захватывает излучение в более широкой полосе энергий, однако с увеличением числа зеркал m влияние уменьшения отражения будет все заметнее.

В качестве отражающих покрытий для зеркала полного внешнего отражения нами рассматривались платина Pt, поскольку это тяжелый материал, обеспечивающий большой критический угол, а для многослойных зеркал – пара Pt/C, обладающая высокими коэффициентами отражения в диапазоне энергий 10–12 кэВ. Кроме того, согласно [13], зеркала на основе пары Pt/C, в отличие, например, от зеркал на основе пары W/C, которые тоже имеют высокие коэффициенты отражения, требуют меньшего числа слоев. Для оптимизации стековой структуры это важно, поскольку означает возможность использования меньшего числа стеков и таким образом существенно упрощает технологический процесс. При энергиях порядка 10–12 кэВ ($\lambda \approx 0.10\text{--}0.12$ нм) и углах скольжения около 1° согласно условию Брэгга получим периоды Pt/C-зеркал порядка 2–5 нм; для расчетов выбиралась межслоевая шероховатость ~ 0.3 нм. При расчете отражения от толстой Pt-пленки (0.5 мкм) использовалась шероховатость 1.0 нм. Плотности всех материалов считались равными табличным значениям.

Оптимизация выражения (12) осуществлялась с помощью программы Multifitting [16], позволяющей рассчитывать в рентгеновском диапазоне коэффициенты отражения любых слоистых структур, а также решать задачу оптимизации: максимизировать заданный интеграл или минимизировать отстройку расчетной кривой от заданной. В случае толстой Pt-пленки были вычислены коэффициенты отражения и эффективности (12) для углов скольжения излучения $0.2^\circ\text{--}0.4^\circ$ в пределах области полного внешнего отражения. Кривые отражения представлены на рис.5, а рассчитанные эффективности – в табл.2.

При оптимизации параметров периодических Pt/C-зеркал их толщина выбиралась превышающей длину экстинкции излучения в материале (число бислоев $N = 80$), максимизация выражения (12) осуществлялась за счет варьирования периода d и доли β рассеивающего слоя Pt в периоде. Полученные результаты приведены на рис.6 и в табл.2. При $\theta_c = 0.8^\circ$ спектральная ширина кривой отражения Pt/C-зеркала равна $\sim 3\%$, т.е. захватываются все рентгенов-

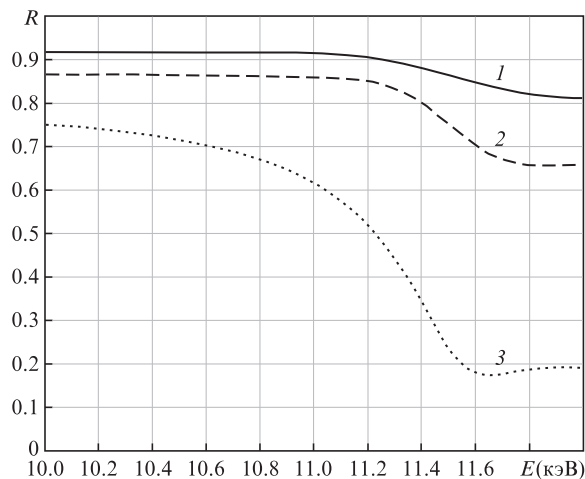


Рис.5. Кривые отражения Pt-зеркала полного внешнего отражения при углах скольжения излучения $\theta_c = 0.2^\circ$ (1), 0.3° (2) и 0.4° (3).

ские кванты с энергией 12 кэВ. Коэффициент однократного отражения зеркала при этом составляет 83.3%, а при двукратном отражении для спектральной полосы пропускания шириной 3% получим эффективность 69%.

Для уширения спектральной кривой отражения были рассчитаны также оптимальные параметры стековых структур, состоящих из двух периодических Pt/C-зеркал, каждое из которых характеризуется комбинацией параметров $\{d_i, \beta_i, N_i\}$ (индекс i нумерует стеки от поверхности). Для верхнего зеркала значения d_1, β_1 и N_1 варьировались в широких диапазонах, для нижнего зеркала на подложке толщина выбиралась очень большой ($N_2 = 100$), а параметры d_2 и β_2 подбирались по результатам решения задачи оптимизации. Уширенные спектральные кривые отражения для одного стекового зеркала приведены на рис.7, а эффективности при двукратном отражении – в табл.2. При угле $\theta_c = 0.8^\circ$ (соответствующем максимальной эффективности, полученной по результатам расчета для периодических зеркал) рассмотрен случай трехстекового зеркала.

Проведенный анализ позволяет определить оптимальный, с точки зрения сохранения мощности излучения источника, угол скольжения излучения в схеме Киркпат-

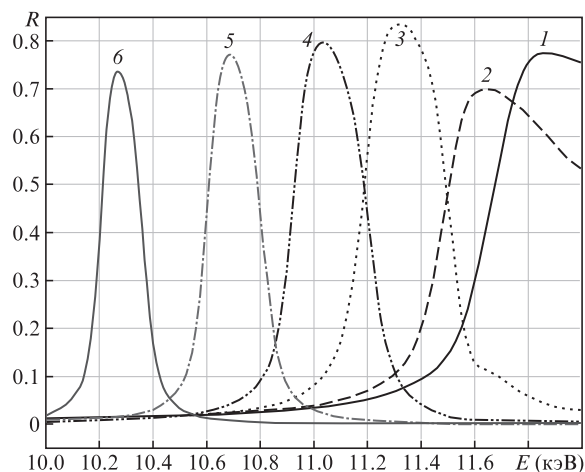


Рис.6. Кривые отражения периодических рентгеновских Pt/C-зеркал, оптимизированных на максимальную эффективность при углах скольжения излучения $\theta_c = 0.6^\circ$ (1), 0.8° (2), 1.0° (3), 1.2° (4), 1.4° (5) и 1.6° (6).

Табл.2. Рассчитанные по формуле (12) эффективности ϵ_2 системы Киркпатрика–Байеза при различных центральных углах скольжения θ_c для оптимизированных зеркал различного типа (в случае стековых структур нумерация начинается от поверхности).

θ_c (град)	Рт-зеркало		Периодическое Рт/С-зеркало		Стековое Рт/С-зеркало	
	ϵ_2 (%)		ϵ_2 (%)	Параметры	ϵ_2 (%)	Параметры
0.2	1.0	–	–	–	–	–
0.3	1.5	–	–	–	–	–
0.4	0.2	4.7	$d = 80.6 \text{ \AA}, \beta = 0.1$	–	–	–
0.6	–	9.0	$d = 52.4 \text{ \AA}, \beta = 0.20$	9.55	$N_1 = 14, d_1 = 51.9 \text{ \AA}, \beta_1 = 0.16$ $N_2 = 100, d_2 = 52.6 \text{ \AA}, \beta_2 = 0.20$	
0.8	–	11.0	$d = 39.5 \text{ \AA}, \beta = 0.32$	11.8	$N_1 = 2, d_1 = 37.8 \text{ \AA}, \beta_1 = 0.20$ $N_2 = 15, d_2 = 39.0 \text{ \AA}, \beta_2 = 0.27$ $N_3 = 100, d_3 = 39.7 \text{ \AA}, \beta_3 = 0.34$	
1.0	–	9.5	$d = 32.4 \text{ \AA}, \beta = 0.37$	10.0	$N_1 = 20, d_1 = 31.9 \text{ \AA}, \beta_1 = 0.37$ $N_2 = 100, d_2 = 32.4 \text{ \AA}, \beta_2 = 0.38$	
1.2	–	7.6	$d = 27.6 \text{ \AA}, \beta = 0.41$	9.2	$N_1 = 44, d_1 = 26.9 \text{ \AA}, \beta_1 = 0.35$ $N_2 = 100, d_2 = 27.6 \text{ \AA}, \beta_2 = 0.38$	
1.4	–	5.2	$d = 24.3 \text{ \AA}, \beta = 0.40$	5.8	$N_1 = 21, d_1 = 24.0 \text{ \AA}, \beta_1 = 0.38$ $N_2 = 100, d_2 = 24.3 \text{ \AA}, \beta_2 = 0.42$	
1.6	–	3.7	$d = 22.0 \text{ \AA}, \beta = 0.40$	4.3	$N_1 = 66, d_1 = 21.7 \text{ \AA}, \beta_1 = 0.37$ $N_2 = 100, d_2 = 22.0 \text{ \AA}, \beta_2 = 0.40$	

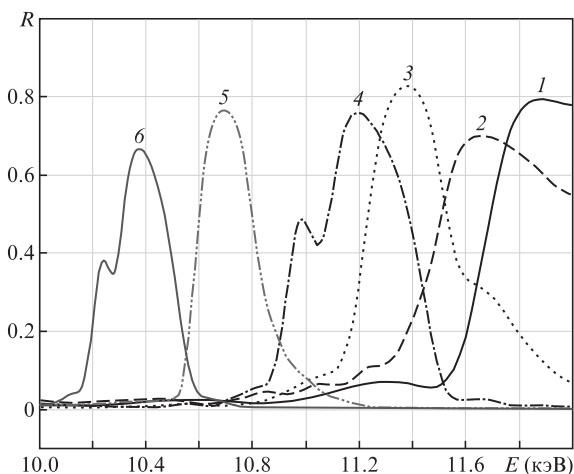


Рис.7. Кривые отражения стековых рентгеновских Рт/С-зеркал, оптимизированных на максимальную эффективность при углах скольжения излучения $\theta_c = 0.6^\circ$ (1), 0.8° (2), 1.0° (3), 1.2° (4), 1.4° (5) и 1.6° (6).

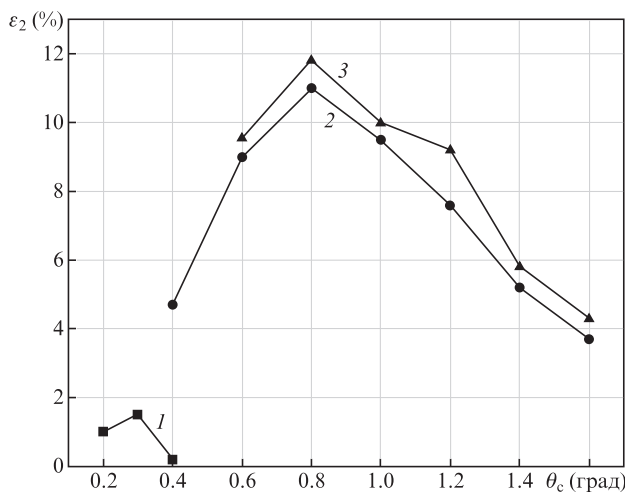


Рис.8. Зависимость эффективности оптической системы сбора излучения источника от угла скольжения излучения для Рт-зеркала полного внешнего отражения (1), оптимизированных периодических Рт/С-зеркал (2) и оптимизированных стековых Рт/С-зеркал (3).

рика–Байеза. Зависимость рассчитанной эффективности двухзеркальной оптической системы от угла скольжения излучения приведена на рис.8. Видно, что эффективность при использовании зеркал полного внешнего отражения на порядок меньше, чем при использовании интерференционных зеркал, из-за малого диапазона сбора энергии захватываемого излучения при скользящих углах падения. С увеличением угла скольжения возрастает диапазон энергий излучения, захватываемого оптической системой, однако условие Брэгга обуславливает сдвиг пика отражения в область меньших энергий, а спектральная ширина кривой отражения при бóльших углах уменьшается. Конкуренция этих двух эффектов определяет наличие максимума эффективности вблизи угла $\theta_c = 0.8^\circ$.

4. Заключение

В работе показано, что принципы оптимизации многослойных зеркал для источников на основе обратного комптоновского эффекта отличаются от таковых для других типов источников. Основным ограничением эффективности данных зеркал является зависимость длины волны от угла обзора. Для эффективного сбора излучения требуются широкополосные зеркала.

Эффективность зеркал полного внешнего отражения на порядок ниже, чем у многослойных зеркал. Стековые интерференционные зеркала имеют небольшое преимущество перед периодическими зеркалами. Это преимущество больше в случае однократного отражения и при увеличении энергии фотона. Общая эффективность системы Киркпатрика–Байеза для диапазона энергий фотонов 10–12 кэВ достигает 12%, а в спектральной полосе пропускания шириной 3% эффективность составляет 69%.

Работа выполнена в рамках государственного задания №0035-2014-0204 при поддержке Программы фундаментальных исследований Президиума РАН I.1 «Экстремальные световые поля и их взаимодействие с веществом» №0035-2018-0018, доработка программы Multifitting для решения задачи оптимизации в классе стековых структур осуществлялась в рамках гранта РФФИ № 18-32-00173.

1. Mills D., Padmore H., Lessner E. <https://www.osti.gov/biblio/1287448>.

2. Huang Z., Ruth R.D. *Phys. Rev. Lett.*, **80** (5), 976 (1998).
3. Bech M., Bunk O., David C., Ruth R., Rifkin J., Loewen R., Feidenhans'l R., Pfeiffer F. *J. Synchrotron Radiat.*, **16** (1), 43 (2009).
4. Graves W.S., Bessuille J., Brown P., Carbajo S., Dolgashev V., Hong K.-H., Ihloff E., Khaykovich B., Lin H., Murari K., Nanni E.A., Resta G., Tantawi S., Zapata L.E., Kärtner F.X., Moncton D.E. *Phys. Rev. Spec. Top. Accel. Beams*, **17**, 120701 (2014).
5. Hornberger B., Kasahara J., Gifford M., Ruth R., Loewen R. *Proc. SPIE*, **11110**, 1111003 (2019). DOI: 10.1117/12.2527356.
6. Ettl E., Schleede S., Bech M., Achterhold K., Grandl S., Sztrókay A., Hellerhoff K., Mayr D., Loewen R., Ruth R.D., Reiser M.F., Pfeiffer F. *Eur. Phys. Lett.*, **116** (6), 68003 (2016).
7. Ettl E., Mechlem K., Braig E., Kulpe S., Dierolf M., Günther B., Achterhold K., Herzen J., Gleich B., Rummeny E., Noël P.B., Pfeiffer F., Muenzel D. *Sci. Rep.*, **7**, 42211 (2017).
8. Snigirev A., Kohn V., Snigireva I., Lengeler B. *Nature*, **384** (6604), 49 (1996). DOI: 10.1038/384049a0.
9. Kirkpatrick P., Baez A.V. *J. Opt. Soc. Am.*, **38**, 766 (1948).
10. Kuhlmann T., Yulin S., Feigl T., Kaiser N., Bernitzki H., Lauth H. *Proc. SPIE*, **4688**, 509 (2002).
11. Chkhalo N.I., Kaskov I.A., Malyshev I.V., Mikhaylenko M.S., Pestov A.E., Polkovnikov V.N., Salashchenko N.N., Toropov M.N., Zabrodin I.G. *Precis. Eng.*, **48**, 338 (2017).
12. Göbel H. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **28**, A270 (1995).
13. Kozhevnikov I.V., Bukreeva I.N., Ziegler E. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A*, **460** (2-3), 424 (2001).
14. Барышева М.М., Гарахин С.А., Зуев С.Ю., Полковников В.Н., Салашченко Н.Н., Свечников М.В., Чхало Н.И., Юлин С. *Квантовая электроника*, **49** (4), 380 (2019) [*Quantum Electron.*, **49** (4), 380 (2019)].
15. Барышева М.М., Гарахин С.А., Зуев С.Ю., Полковников В.Н., Салашченко Н.Н., Свечников М.В., Смертин Р.М., Чхало Н.И., Мельчаков Е. *ЖТФ*, **89**, 1763 (2019) [*Tech. Phys.*, **64**, 1673 (2019)].
16. <http://xray-optics.ru/products/software-multifitting/>.