

07;12

©1993 г.

МНОГОЭЛЕМЕНТНЫЙ РЕНТГЕНОВСКИЙ КОЛЛИМАТОР

Б.Н.Дуванов, И.В.Кожевников, А.Г.Федорец

Представлены результаты теоретического исследования характеристик многоэлементного рентгеновского коллиматора, составленного из ряда вложенных друг в друга тороидальных зеркал. Показано, что его максимальная эффективность соответствует эффективности спирального коллиматора, характеризующего предельные возможности зеркальных коллиматоров скользящего падения по передаче энергии точечного широкополосного рентгеновского источника, излучающего в телесном угле 4π . При этом размеры полученного таким образом многоэлементного тороидального коллиматора в отличие от спирального оказываются вполне приемлемыми для его практического применения.

Введение

В последние годы появилось достаточно много работ, посвященных обсуждению возможностей и исследованию характеристик различных оптических элементов для управления широкополосным рентгеновским излучением в мягком диапазоне спектра (1–30 нм). Их анализ свидетельствует о том, что исследования этой области осуществляются в основном по следующему направлению: использование традиционных элементов оптики скользящего падения (параболических, эллиптических зеркал, в том числе и вложенных) [1–4]; исследование характеристик и совершенствование технологии изготовления матричных оптических элементов (микроканальных пластин) с различными формами сечений каналов [5–8]; экспериментальные и теоретические исследования оптических элементов скользящего падения с многократным отражением (поворотных зеркал с шепчущими модами, рентгеновских волноводов и капиллярных систем) [9–11]; исследование возможностей по разработке так называемых “идеальных” рентгенооптических устройств, в наибольшей мере отвечающих своему назначению в рентгеновской области [12,13].

Целью настоящей работы является оценка предельных возможностей зеркальных рентгеновских коллиматоров скользящего падения по передаче энергии точечного широкополосного источника мягкого рентгеновского излучения (МРИ), излучающего в телесном угле 4π . Предлагается к рассмотрению многоэлементный тороидальный коллиматор (МТК) МРИ, позволяющий существенно повысить эффективность использования энергии рентгеновского источника.

Общий анализ проблемы

Одним из основных показателей эффективности неизображающих рентгенооптических устройств является коэффициент передачи по энергии η . Известно, что в рентгеновской области для коллиматоров и концентраторов с 1–2 отражениями (параболических, эллиптических и пр., в том числе и вложенных) [1,9]

$$\eta < \theta_c^2, \quad (1)$$

где $\theta_c \sim \lambda$ — критический угол полного внешнего отражения (ПВО), λ — длина волны излучения.

В диапазоне МРИ величина угла θ_c , как правило, составляет единицы градусов, поэтому коэффициент передачи названных рентгенооптических устройств не превышает 10–15% и быстро ($\sim \lambda^2$) уменьшается с продвижением в коротковолновую область.

Рассмотрим тороидальный коллиматор (рис. 1, а), отражающая поверхность которого образована вращением вокруг оптической оси дуги окружности. Коэффициент передачи такого коллиматора определяется выражением [1,10]

$$\eta \approx \theta_c \sin \psi \exp(-\xi \psi), \quad \xi = 2 \operatorname{Im}(1 - \varepsilon_0)^{-1/2}, \quad (2)$$

где ψ — угол раствора зеркала, $\varepsilon_0 = 1 - \delta + i\gamma$ — показатель диэлектрической проницаемости материала отражающего покрытия.

Из (2) видно, что эффективность тороидального коллиматора в отличие от параболического пропорциональна длине волны излучения в первой степени. Этот факт объясняется тем, что за счет использования эффекта “шепчущей галереи” [1,9] в передаче энергии участвуют лучи, выходящие из источника под углами к оптической оси, значительно

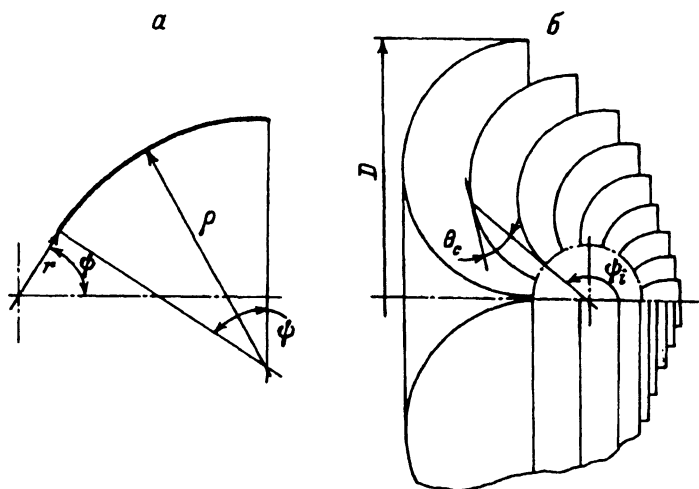


Рис. 1. Тороидальный рентгеновский коллиматор.

а — параметры тороидального зеркала, б — многоэлементный тороидальный коллиматор.

большими, чем $2\theta_c$, что характерно, например, для параболоида. Следовательно, с продвижением в коротковолновую область коэффициент передачи тороидального коллиматора также уменьшается вследствие уменьшения критического угла, однако это происходит медленнее, чем у систем с малым числом отражений. Поэтому в общем случае эффективность тороидального коллиматора оказывается выше ($\leq 30\%$ [9]).

Заметим, что, как следует из (2), существует угол раствора ψ_0 , при котором η принимает наибольшее значение. Например, при $\xi = 0.16$ и $\theta_c = 0.3$ (рутений при $\lambda = 100 \text{ \AA}$), $\psi_0 = 0.65$, а $\eta = 0.2$. Дальнейшее увеличение угла раствора приводит к снижению эффективности передачи вследствие роста потерь на отражениях за счет множителя $\exp(-\psi\xi)$.

В работе [12] представлены результаты теоретического исследования спирального коллиматора, отражающая поверхность которого образована вращением вокруг оптической оси участка логарифмической спирали

$$\rho = \rho_0 \exp \frac{\pi - \varphi}{\operatorname{tg} \varphi_0}, \quad 0 < \varphi_0 < \frac{\pi}{2}, \quad (3)$$

где ρ, φ — полярные координаты, область изменения которых определяется неравенствами

$$\rho_0 \leq \rho \leq \rho_0 \exp \frac{\pi - \varphi_0}{\operatorname{tg} \varphi_0}, \quad \varphi_0 \leq \varphi \leq \pi.$$

Максимальный коэффициент передачи спирального коллиматора, достигаемый при $\varphi_0 \rightarrow 0$, определяется выражением

$$\eta = \frac{1}{2} \frac{1 + \exp(-\pi\xi)}{1 + \xi}, \quad (4)$$

где ξ — тот же параметр, что и в (2).

В коротковолновой области, как правило, $\gamma \ll \delta$ и можно считать $\xi = \gamma/\delta^{3/2}$. Следовательно, в отличие от параболоида и тороидального коллиматора эффективность спирального коллиматора при $\lambda \rightarrow 0$ не падает, а возрастает и стремится к 1. Это связано с тем, что она определяется не величиной θ_c , а отношением мнимой и вещественной частей диэлектрической проницаемости, которое для всех материалов при малых длинах волн стремится к нулю.

Для эффективного отражения параметр спирали φ_0 не должен превышать критического угла. Но так как в области МРИ $\theta_c \ll 1$, то при реальных значениях ρ_0 и φ_0 либо размеры спирального коллиматора оказываются неприемлемыми, либо его эффективность становится существенно меньше 1.

Таким образом, спиральный коллиматор характеризует предельные возможности рентгеновской оптики скользящего падения по эффективности передачи энергии точечного широкополосного источника, однако его практическое применение при реальных значениях ρ_0 и φ_0 , по-видимому, невозможно. В связи с этим возникает необходимость в устройстве, близком по своим энергетическим характеристикам к спиральному коллиматору, но обладающему приемлемыми размерами.

Применим к рассмотренному тороидальному коллиматору (рис. 1,а) известный принцип вложения зеркал [1-4] и рассмотрим коллиматор МРИ, внешний вид которого представлен на рис. 1,б. Видно, что составляющие коллиматор зеркала выполнены в форме тороидальных поверхностей, расположенных таким образом, что внутренние кромки зеркал находятся на поверхности воображаемой сферы радиуса r , а касательные к ним пересекаются в ее центре, где помещается и точечный источник МРИ.

Следует заметить, что применение названного принципа к параболическому или спиральному коллиматору не дает ожидаемого результата. Независимо от количества вложенных зеркал коэффициент передачи тороидального коллиматора остается не выше величины θ_c^2 , а размеры спирального коллиматора, если его рассматривать полностью, определяются параметрами ρ_0 и φ_0 наружного зеркала (3).

Геометрические параметры многоэлементного тороидального коллиматора (МТК) определяются методом последовательного расчета положения и кривизны вложенных зеркал. При этом заданными считаются максимально допустимый внешний диаметр D , минимальное расстояние от источника МРИ до отражающей поверхности (т.е. радиус внутренней полости) r , длина волны и соответствующие ей оптические характеристики материала отражающего покрытия (λ , δ , γ), толщина зеркал h . Необходимым условием при построении коллиматора является выполнение неравенства $\theta \leq \theta_c$ для всех лучей в любой точке отражающей поверхности. Выполнение этого условия обеспечивается надлежащим выбором величины угла между касательными к внутренним кромкам соседних зеркал. Для тороидальных отражающих поверхностей величина этого угла определяется выражением (рис. 1,б)

$$\Delta\psi_i = \arccos \left[\frac{1}{1+p_i} \left(\cos \theta_m + \sqrt{\cos^2 \theta_m - (\cos^2 \theta_m - p_i)(p_i + 1)} \right) \right], \quad (5)$$

где $p_i = (r/\rho_i)^2$, ρ_i — радиус кривизны i -го зеркала, θ_m — максимальный угол скольжения (для крайнего луча).

Таким образом, выражение для коэффициента передачи многоэлементного тороидального коллиматора (МТК) можно представить в виде

$$\eta = \eta_0 + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^n \int_{\psi_i}^{\psi_i + \Delta\psi_i} \sin \psi \cdot R_F(\theta)^{N(\psi, \theta)} d\psi - \eta_s, \quad (6)$$

где η_0 — часть излучения источника, выходящая из коллиматора без взаимодействия с отражающими поверхностями; $R_F(\theta)$ — коэффициент однократного отражения, определяемый по формулам Френеля; $N(\psi, \theta) = \text{ent}(\psi/2\theta) + 1$ — число отражений луча (здесь $\text{ent}(x)$ означает целую часть x); n — количество зеркал; $\theta = \arccos(\cos \psi' - (r/\rho_i) \text{tg} \psi')$ — угол скольжения луча; $\psi' = \psi_i - \psi$; $\eta_s = (h/2r) \sum_{i=1}^n \sin \psi_i$ — член, учитывающий поглощение на внутренних кромках зеркал.

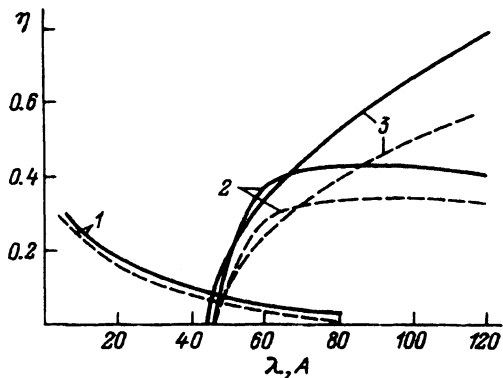


Рис. 2. Коэффициент передачи η коллиматора в зависимости от длины волны λ при $h = 0$ для зеркал, изготовленных из различных материалов.

1 — бериллий, 2 — углерод, 3 — рутений. Сплошные кривые — $\varphi = 0.1$, штриховые — 1 ($\varphi = \theta_m/\theta_c$).

Рассмотрим предельный случай, когда толщина каждого зеркала бесконечно мала, а их число велико ($n \rightarrow \infty$). Тогда каждый луч, выходящий из источника, падает на одну из отражающих поверхностей по касательной к ней ($\theta_m = 0$) и скользит вдоль нее за счет бесконечно большого числа отражений. В этом случае эффективность передачи коллиматора максимальна

$$\eta = \frac{1}{2} \int_0^{\pi} \sin \psi R(\psi) d\psi, \quad (7)$$

где $R(\psi) = \exp(-\xi\psi)$ — коэффициент многократного отражения луча при повороте на угол ψ при $\theta_m = 0$.

Из приведенного соотношения следует, что максимальная эффективность МТК совпадает с эффективностью спирального коллиматора при $\varphi_0 \rightarrow 0$ (4).

Этот вывод подтверждают результаты численного моделирования МТК и исследования его характеристик методом прогонки лучей [1,4]. Полученные таким образом зависимости (рис. 2) практически совпадают (при $h = 0$ и $\varphi = \theta_m/\theta_c < 0.1$) с аналогичными зависимостями для спирального коллиматора, рассчитанными по формуле (4).

Рассмотрим теперь коллиматор, состоящий из вложенных зеркал конечной толщины h . Радиус внутренней полости r и внешний диаметр коллиматора D будем считать заданными. Ясно, что в этом случае существует оптимальное количество n вложенных зеркал, при котором эффективность передачи наибольшая. Действительно, при увеличении n уменьшается используемая площадь поверхности входной апертуры коллиматора, а при уменьшении падает коэффициент передачи каждого зеркала, поскольку все большая часть лучей попадает на отражающие поверхности вне области ПВО.

На рис. 3 представлен график зависимости эффективности передачи коллиматора от параметра $\varphi = \theta_m/\theta_c$, определяющего в свою очередь общее количество зеркал. При $r = 0.1D$ и $h = (0.01 \dots 0.1)r$ оптимальное количество зеркал составляет 14...24 (длина волны излучения 100 Å, материал покрытия — рутений). Из графиков видно, что угол θ_m , при котором достигается максимальная эффективность коллиматора, несколько меньше θ_c и стремится к нему при увеличении h . Из приведенных соотношений для h , r и D следует, что при толщине зеркал $h = 1$ мм

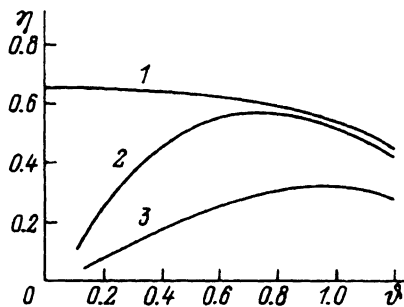


Рис. 3. Коэффициент передачи коллиматора η в зависимости от плотности установки зеркал $\vartheta = \theta_m / \theta_c$.

1 — $h = 0$, 2 — $0.01r$, 3 — $0.1r$.

характерное значение внешнего диаметра окажется порядка 1 м. При этом эффективность передачи коллиматора будет близка к максимальной. Следует отметить, что расходимость пучка на выходе коллиматора определяется величиной θ_m и в любом случае не превышает $2\theta_c$.

Очевидно, что уменьшения размеров коллиматора при сохранении коэффициента передачи можно достичь за счет одновременного уменьшения радиусов кривизны и толщины зеркал. Если не рассматривать вопрос стойкости отражающих поверхностей к воздействию рентгеновского излучения, то допустимое уменьшение размеров МТК ограничено только ростом радиационных потерь с увеличением кривизны отражающих поверхностей и необходимостью выполнения условия $L \ll r\theta_c$, L — характерный размер источника. Однако в рентгеновском диапазоне радиационные потери в большинстве практически важных случаев пренебрежимо малы и их можно не учитывать, если радиусы кривизны по крайней мере не меньше сантиметра [1,9]. Отношение r/D , как показывают результаты численного моделирования, обычно не может быть больше 0.2 из условия обеспечения необходимого зазора между наружными кромками зеркал. С учетом этого получаем, что для лазерно-плазменного источника МРИ с параметрами $L = 1$ мм, $\lambda = 10 \text{ \AA}$) минимальный диаметр коллиматора, например, с бериллиевым отражающим покрытием ($\theta_c = 2^\circ$) составляет около 150 см.

Заключение

В настоящей работе рассмотрены характеристики некоторых типов рентгеновских зеркальных коллиматоров с точки зрения эффективности передачи энергии точечного источника. Проведена оценка предельных коэффициентов передачи для параболического, тороидального и спирального коллиматоров. Показано, что в диапазоне мягкого рентгеновского излучения для наиболее полного использования энергии источника, излучающего в телесном угле 4π , следует использовать эффект многократного отражения излучения при огибании им вогнутой поверхности (эффект “шепчущей галереи”). Наиболее приемлемыми характеристиками при этом обладает система с вложенными зеркалами тороидальной (или близкой к тороидальной) формы.

Результаты численного моделирования многоэлементного тороидального коллиматора показали, что при небольших габаритах он реально может обеспечить коэффициент передачи $\eta > 0.5$ в длинноволновой части мягкого рентгеновского диапазона при расходимости пучка $2\theta_c$. Максимальная эффективность коллиматора достигается в том случае, когда расстояние между внутренними кромками зеркал и их радиусы кривиз-

ны подобраны так, что угол скольжения крайнего луча в пучке, огибающем зеркало, несколько меньше критического угла ПВО. При этом для построения коллиматора на длину волны излучения 100 \AA достаточно $10 \dots 20$ вложенных зеркал.

Авторы признательны А.В.Виноградову за полезные консультации при выполнении работы и обсуждении полученных результатов.

Список литературы

- [1] Виноградов А.В., Брытов И.А., Грудский А.Я. и др. Зеркальная рентгеновская оптика. Л.: Машиностроение, 1989.
- [2] Мишетт А. Оптика мягкого рентгеновского излучения. М.: Мир, 1989.
- [3] Заявка № 0138440 ЕПВ (ЕР). БИ. № 12. 1985.
- [4] Pasqualini G., De Chiara P., Frontera F. // *Il Nuovo Cimento*. 1990. Vol. 3c. N 2 P. 445-451.
- [5] Аркадьев В.А., Коломийцев И.А., Куматов М.А. и др. // *УФН*. Т. 157. № 3. С. 529-537.
- [6] Chapman H.N., Nugent K.A., Wilkins S.W., Davis T.J. // *J. X-Ray Sci. and Technol.* 1990. N 2. P. 117-126.
- [7] Chapman H.N., Nugent K.A. // *Rev. Sci. Instrum.* 1991. Vol. 62. (6). P. 1542-1561.
- [8] Yamaguchi N., Aoki S. // *Jah. J. Appl. Phys.* 1987. Vol. 26. N 12. P. 2111-2115.
- [9] Кожевников И.В. // *Тр. ФИАН*. 1989. Т. 196. С. 143-167.
- [10] Виноградов А.В., Толстизин О.И. // Там же. С. 168-181.
- [11] Виноградов А.В., Елинсон В.М., Жилина В.И. и др. // *ДАН СССР*. 1987. Т. 292. № 33. С. 594-596.
- [12] Артюков И.А., Виноградов А.В., Кожевников И.В. // *Изв. АН СССР. Сер. физ.* 1991. Т. 56. № 4. С. 824-829.
- [13] Виноградов А.В., Толстизин О.И. // *Кр. сообщ. по физике ФИАН СССР*. 1985. № 9. С. 29-32.

Физический институт им. П.Н.Лебедева
Москва

Поступило в Редакцию
10 августа 1992 г.