

О СВОЙСТВАХ ИДЕАЛЬНОГО ОПТИЧЕСКОГО КОНЦЕНТРАТОРА В РЕНТГЕНОВСКОЙ ОБЛАСТИ

А.В. Виноградов, О.И. Толстихин

УДК 535.8

Для хорошо отражающих материалов идеальной оптической системой, концентрирующей излучение линейного источника, является внеосевой эллипс. В работе рассматриваются концентрирующие свойства такой системы в рентгеновской области длин волн.

В отражающих элементах рентгеновской оптики используется только небольшой интервал углов скольжения $\Psi \leq \Psi_c$ (Ψ_c — критический угол полного внешнего отражения), в котором коэффициент отражения рентгеновского излучения отличен от нуля. Это приводит к большим абберациям и, наряду с малостью длины волны, является причиной чрезвычайно высоких требований, предъявляемых к точности изготовления отражающих поверхностей рентгенооптических приборов — микроскопов и телескопов. Например, в проектируемом телескопе AXAF /1/ диаметром 1,2 м разброс наклонов отражающей поверхности не должен превышать $0,25 \cdot 10^{-6}$, а высота шероховатостей $10 \div 15 \text{ \AA}$. В то же время имеется круг задач, в которых не требуется высокое качество изображения или высокое угловое разрешение. Речь идет не об "изображающей", а о "концентрирующей" рентгеновской оптике /2, 3/. К таким задачам относятся спектроскопия, рентгенолитография и т.п. В этом случае, во-первых, требования к поверхности могут быть существенно снижены. Во-вторых, не обязательно использовать многокомпонентные системы (обычно это две или более соосных поверхности вращения кривых второго порядка) /4, 5/, одно из основных назначений которых — устранение аббераций. В-третьих, появляется возможность оптимизации формы отражающей поверхности концентратора. В частности, в рентгеновском телескопе /6/ для этой цели предлагалось использовать "идеальный оптический концентратор" /7/.

В настоящей работе рассматривается применение аналогичной системы для концентрации излучения точечных рентгеновских источников. Под точечным источником понимаются рентгеновские трубки, импульсные и ка-

пикулярные разряды и т.п. (в отличие от синхротронов и ондуляторов). Рассмотрим для простоты плоский случай. Пусть d — размер источника, а q_0 — плотность потока излучения на его поверхности. Какова максимальная плотность потока q , которую можно создать на объекте, расположенном на расстоянии $l \gg d$? Идеальный оптический концентратор в этом случае представляет собой совокупность двух эллиптических зеркал, окружающих источник AB и объект $A'B'$, как показано на рис. 1. Фокусы эллипса BB' совпадают с точками A и A' , а фокусы эллипса AA' совпадают с точками B и B' .

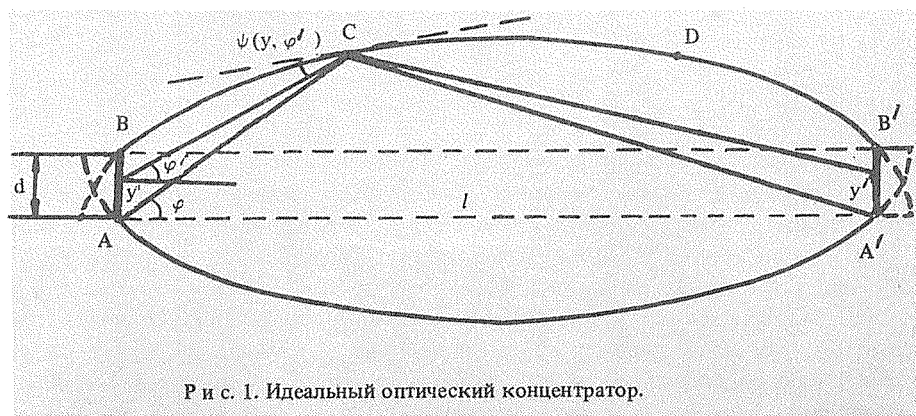


Рис. 1. Идеальный оптический концентратор.

Если зеркала изготовлены из идеального отражающего материала, то легко убедиться, что $q = q_0$. Действительно, в этом случае любой луч от источника AB придет на мишень $A'B'$. В частности, луч uC (рис. 1), отразившись в точке C зеркала BB' , проходит под меньшим углом к оси AA' , чем луч ACA' , и потому либо сразу попадет на объект в точку y' , либо вновь попадет на зеркало в некоторой точке D . В последнем случае к паре лучей CD и AD можно применить те же рассуждения, что и к паре лучей uC и AC . В силу симметрии системы сказанное справедливо и для лучей, падающих на зеркало AA' .

Реальные вещества, как было отмечено выше, заметно отражают в рентгеновском диапазоне лишь при малых углах скольжения. В этом случае, очевидно, $q < q_0$ и отношение плотности потока на поверхностях объекта и источника $a = q/q_0$ есть функция от ψ_c и геометрии системы, которая полностью определяется отношением $d/l = (1 - e^2)/2e$, т.е. эксцентриситетом эллипса e . Найдём выражение для $a(\psi_c, e)$, считая для простоты, что интенсивность излучения равномерно распределена по источнику, и что каждый

элемент источника dy излучает изотропно в интервале углов $-\pi/2 \leq \varphi' \leq \pi/2$. Примем, также, что коэффициент отражения зеркала $R(\Psi) = 1$ при $\Psi \leq \Psi_c$ и $R(\Psi) = 0$ при $\Psi > \Psi_c$, где $\Psi = \Psi(y, \varphi')$ — угол скольжения, т.е. в отражении излучения от источника dy участвует лишь та часть зеркала, для которой

$$\Psi(y, \varphi') \leq \Psi_c. \quad (1)$$

Выражение для a получим, рассматривая отражение от одного из зеркал, например, верхнего BB' . Тогда

$$a = \int_0^d \frac{\Delta\varphi'(y)}{\pi/2} \frac{dy}{d} = \int_0^1 \frac{\Delta\varphi'(x)}{\pi/2} dx; \quad x = \frac{y}{d}, \quad (2)$$

где $\Delta\varphi'(y)$ — интервал углов φ' , удовлетворяющих условию (1). Подчеркнем, что формула (2) относится только к энергии, направляемой зеркалом. Вклад лучей, попадающих от источника прямо на объект, минуя зеркало, не рассматривается. Очевидно, по порядку величины он равен $\delta a \sim d/\pi l = (1 - e^2)/2\pi e$. Величину $\Delta\varphi'(x)$ в формуле (2) для эффективности a найдем из выражений

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \Psi &= \frac{(1 - x \sin \varphi)(1 - e \cos \varphi)}{e \sin \varphi + x(1 + e^2) \cos \varphi - ex(1 + \cos^2 \varphi)}, \\ \operatorname{tg} \varphi' &= \operatorname{tg} \varphi - x \frac{1 - e \cos \varphi}{\cos \varphi}, \end{aligned} \quad (3)$$

которые неявно задают функцию $\Psi(x, \varphi')$ и непосредственно следуют из уравнения эллипса в полярных координатах.

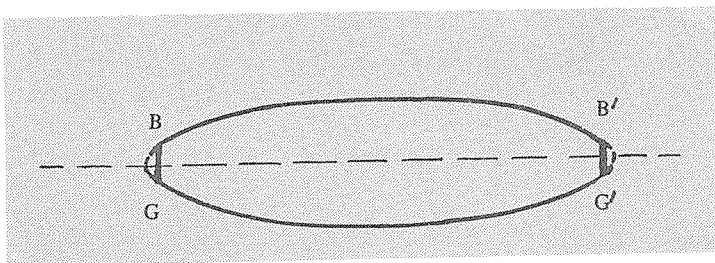
Выражение (2) верно в случае, если среди лучей, испытывающих многократное отражение, нет таких, для которых угол скольжения при повторном попадании на зеркало больше Ψ_c . Таких лучей заведомо нет, если $\Psi(1, \varphi') < \Psi_c$ для всех φ' . Можно показать, что в таком приближении, в котором будет получено выражение для $a(\Psi_c, e)$, это условие выполняется.

Считая $(1 - e) \ll \Psi_c^2$, из (3) с точностью до членов $\sim [(1 - e)/\Psi_c]^2$ можно получить

$$\Delta\varphi'(x) = 2\Psi_c(1 - (1 - e)/\Psi_c^2 + x\Psi_c). \quad (4)$$

Используя (4), получим из (2) искомое выражение для плотности потока, направляемого на объект идеальным оптическим концентратором:

$$a(\Psi_c, e) = (4\Psi_c/\pi)[1 - (1 - e)/\Psi_c^2 + \Psi_c/2]. \quad (5)$$



Р и с. 2. Эллиптическое зеркало.

Интересно сравнить его с долей энергии β_1 точечного ($d = 0$) рентгеновского источника, преобразуемой параболическим зеркалом в параллельный пучок. Такое зеркало удобно рассматривать как предельный случай эллиптического зеркала, верхняя часть которого совпадает с зеркалом BB' на рис. 1, а нижняя GG' соответствует отрезку того же эллипса (рис. 2). Пусть $\beta(e)$ — доля энергии точечного источника, передаваемого эллиптическим зеркалом $BB'G'G$ на объект $B'G'$. Тогда, очевидно, $\beta(e) < \beta_1$. При удалении объекта $B'G'$ эксцентриситет $e \rightarrow 1$ так, что $\beta(e) \rightarrow \beta_1 = 4\Psi_c/\pi$. Отсюда ясно, что отрицательная поправка $-(1-e)/\Psi_c^2$ в правой части (5) связана с отличием эллипса от параболы. Легко убедиться, что положительная поправка $\Psi_c/2$ есть результат интегрирования последнего члена в (4) по поверхности источника, т.е. следствие конечности размеров источника.

Таким образом, из настоящей работы следует: 1) идеальный оптический концентратор приближается (при $e \rightarrow 1$) по эффективности к параболе, преобразующей излучение точечного источника в параллельный пучок; 2) наличие положительной добавки $\Psi_c/2$ в правой части (5) показывает, что, по-видимому, изменением формы отражателя можно добиться еще более эффективной передачи плотности потока излучения протяженных источников на поверхность объекта.

Поступила в редакцию 10 июня 1985 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Zombeek M.V. SPIE, 316, 174 (1981).
2. Cantu A.M., Tondello G. Appl. Opt., 14, 996 (1975).
3. Pearlman J., Benjamin R. Appl. Opt., 16, 94 (1977).
4. Wolter H. Ann. Phys., 10, 94 (1952); 10, 286 (1952).
5. Бейгман И.Л. и др. Труды ФИАН, 77, 14 (1974).
6. Schmidtke G. Appl. Opt., 16, 244 (1977).
7. Баранов В.К. Оптико-механическая промышленность, 6, 1 (1965).