

НОВЫЕ ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

539.26

**ШИРОКОПОЛОСНАЯ РЕНТГЕНОВСКАЯ ОПТИКА
С БОЛЬШОЙ УГЛОВОЙ АПЕРТУРОЙ*****В. А. Аркадьев, А. И. Коломийцев, М. А. Кумахов,
И. Ю. Пономарев, И. А. Ходеев, Ю. П. Чертов, И. М. Шахпаронов***

(Институт атомной энергии им. И. В. Курчатова, Москва)

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	529
2. Капиллярные рентгенооптические системы	530
3. Поворот рентгеновского излучения	532
4. Рентгеновская линза	533
5. Плотность энергии рентгеновского излучения в фокусирующих системах	536
Список литературы	537

1. Введение. Задача управления пучками рентгеновского излучения весьма актуальна в связи с развитием целого ряда направлений науки и техники — таких, как рентгеновская микроскопия, рентгеновская астрономия, рентгеновская диагностика плазмы, рентгеновская литография и др. Последние достижения в создании мощных источников рентгеновского излучения (синхротронное излучение, пинчевые и лазерные источники, излучение при каналировании) при наличии рентгеновских фокусирующих систем могут существенно повысить плотность рентгеновского излучения на облучаемых объектах, что весьма перспективно в физике плазмы, физике твердого тела, лазерной технике и медицине.

Однако развитие оптики в рентгеновском диапазоне сталкивается с рядом трудностей, существенно отличных от имеющих в видимом и инфракрасном диапазонах. Это связано с очень низкой отражательной способностью рентгеновского излучения от поверхностей всех известных веществ при больших углах падения. Одним из путей преодоления указанной трудности является развитие оптики скользящего падения, в основе которой лежит явление полного внешнего отражения рентгеновских лучей. Известные зеркала скользящего отражения, применяемые в рентгеновских телескопах и микроскопах и являющиеся поверхностями второго порядка, работают на 1—2 отражениях и имеют весьма малый апертурный угол из-за небольшой величины угла полного внешнего отражения. С другой стороны, дифракционные и интерференционные элементы, такие как брэгговские и многослойные зеркала, зонные и фазовые пластинки и решетки, спектрально селективны и не позволяют управлять пучками с широким спектром рентгеновского излучения¹.

Принципиально новые возможности открываются в связи с разработкой предложенных М. А. Кумаховым² элементов рентгеновской оптики на многократных отражениях рентгеновского излучения от специальным образом изогнутых поверхностей. Создаваемые на этой основе различные рентгенооптические системы позволяют управлять рентгеновскими пучками в широком спектре частот и углов.

Одна из возможных конкретных реализаций указанного предложения состоит в создании фокусирующих систем из большого числа изогнутых полых капилляров. Распространяясь по этим капиллярам, рентгеновские лучи испытывают многократные отражения от внутренних стенок. В результате полный угол поворота рентгеновского излучения определяется изгибом волновода и может намного превышать критический угол полного внешнего отражения $\theta_{кр}$. В зависимости от геометрии размещения капилляров такие системы могут преобразовывать рентгеновский пучок с большой начальной расходимостью в близкий к параллельному или в сходящийся.

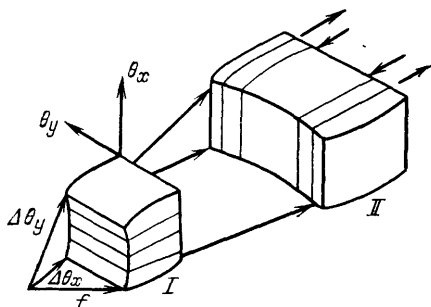


Рис. 1. Схема фокусировки излучения на периодических слоях

Создаваемые на этой основе различные рентгенооптические системы могут служить для решения многих прикладных задач: получение рентгеновского изображения исследуемого объекта, поворот рентгеновского излучения на значительные углы, концентрация излучения большой мощности на малой площади, уменьшение угловой расходимости рентгеновского пучка и т. д.

Все сказанное о капиллярах можно распространить на системы из отражающих поверхностей.

Созданию фокусирующих систем указанного типа предшествовали мно-

гочисленные эксперименты по прохождению рентгеновского излучения различных энергий по прямым и изогнутым полым трубкам (см., например, ³⁻⁶). Необходимо также отметить работу ⁷, в которой многократные полные внешние отражения успешно использовались для создания так называемого бесщелевого коллиматора для рентгеновских лучей, и еще более раннюю работу ⁸, где также обсуждались возможности применения многократных отражений в рентгеновской оптике.

Помимо капиллярных рентгенооптических систем могут быть также созданы (например, напылением) фокусирующие периодические структуры, в которых чередуются слои из легких и тяжелых элементов. При этом слои из легких элементов служат «каналами» для излучения, а тяжелые слои отражают это излучение. Минимальный период отражающей структуры должен быть не менее c/ω_p , где ω_p — плазменная частота материала отражающей поверхности, c — скорость света. Это условие необходимо для того, чтобы существовало полное внешнее отражение в рентгеновском и гамма-диапазонах. Геометрия фокусировки такими слоями изображена на рис. 1, где первая система фокусирует излучение в одном измерении, а вторая — в другом, перпендикулярном первому. Такие периодические фокусирующие системы лучше использовать в гамма-оптике, так как гамма-кванты достаточно хорошо проходят через слои, образованные легкими элементами.

2. Капиллярные рентгенооптические системы. В настоящей работе мы подробно рассматриваем капиллярные рентгенооптические системы, которые, как отмечено выше, позволяют в широком диапазоне энергий эффективно формировать рентгеновские пучки требуемой конфигурации, а также просты по конструкции и технологичны в изготовлении. Характеристики таких систем могут быть рассчитаны по предложенной нами методике, основывающейся на экспериментальных данных.

Как показали проведенные исследования, внутренняя поверхность прямых и изогнутых стеклянных капилляров оказывается вполне пригодной для использования в рентгеновской оптике. Это означает, что такие капилляры могут служить эффективными рентгеноводами, т. е. транспортировать входящее в них излучение в достаточно широком спектре с потерями, суще-

ственными лишь при весьма большом числе отражений, поскольку потери на одно отражение можно довести до величин порядка 1 % при соответствующем выборе материала капилляра и качестве его внутренней поверхности. Материал капилляров сказывается на селективном поглощении излучения определенных длин волн, характерных для элементов поверхностного слоя; поэтому выбор материала отражателя сводится к исключению таких элементов для используемого спектрального диапазона.

Одним из основных факторов, определяющих характеристики системы в рентгеновском диапазоне, является степень захвата излучения отдельным изогнутым волноводом. Изгиб волновода удобно описывать безразмерным параметром

$$\gamma = \frac{R\theta_{кр}^2}{4r}, \tag{1}$$

где $\theta_{кр}$ — критический угол полного внешнего отражения, r — радиус внутреннего отверстия, R — радиус изгиба. Из геометрических соображений легко получить, что для излучения, входящего в капилляр параллельно оси, полное внешнее отражение по всему поперечному сечению канала определяется условием $\gamma \geq 1$. При $\gamma < 1$ часть излучения падает на стенки канала с углами скольжения больше $\theta_{кр}$ и, следовательно, погибает при первом же отражении. Таким образом, при $\gamma < 1$ изогнутый волновод «захватывает» и транспортирует не все падающее на его вход излучение, а только его часть, соответствующую заштрихованной на рис. 2 части канала. Уравнение границы зоны захвата определяется выражением

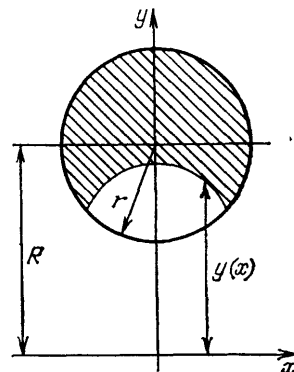


Рис. 2. Заполнение излучением поперечного сечения изогнутого капилляра при $\gamma < 1$

$$y(x) = [R + (r^2 - x^2)^{1/2}] \left(1 - \frac{r^2 \sin^2 \theta_{кр}}{r^2 - x^2} \right)^{1/2}, \tag{2}$$

а коэффициент захвата излучения κ изогнутым капилляром, определяемый из геометрических соображений как отношение заштрихованной на рис. 2 площади к площади всего канала вычисляется по формуле

$$\begin{aligned} \kappa &= 1 \text{ при } \gamma \geq 1, \\ &= \frac{1}{\pi} \left[\pi - 2\psi - \sin 2\psi + 4\gamma \ln \frac{1 + \operatorname{tg}(\psi/2)}{1 - \operatorname{tg}(\psi/2)} \right], \quad \psi \equiv \arccos \gamma^{1/3}, \text{ при } \gamma < 1. \end{aligned} \tag{3}$$

Зависимость $\kappa(\gamma)$, изображенная на рис. 3, является универсальной, так как не содержит явно конкретных геометрических параметров капилляра и энергии излучения.

На рис. 4 показаны расчетные границы зоны захвата, построенные по выражению (2) при различных значениях параметра γ , а на рис. 5 приведены фотографии рентгеновского пучка, полученные на выходе равномерно изогнутого капилляра при различных значениях радиуса кривизны. Тщательное сопоставление форм экспериментальных и расчетных «полумесяцев» при различных γ показало их практическое совпадение, за исключением области вблизи «рожек», которые на фотографиях являются не резкими, а скругленными.

С увеличением энергии γ -квантов коэффициент захвата излучения изогнутым капилляром снижается из-за уменьшения критического угла полного внешнего отражения согласно (1), (3). Поэтому эффективность конкретной капиллярной фокусирующей системы в области высоких энергий может стать незначительной в силу слабого заполнения отдельных капилляров излуче-

нием. Это означает, что в жестком рентгеновском диапазоне необходимо собирать системы из капилляров с возможно малыми размерами волноводных каналов, что обеспечивает лучшее заполнение этих каналов излучением.

3. Поворот рентгеновского излучения. В капиллярных рентгенооптических системах реализуется поворот излучения на большие углы. Поэтому расчет эффективности таких систем должен учитывать кроме рассмотренного

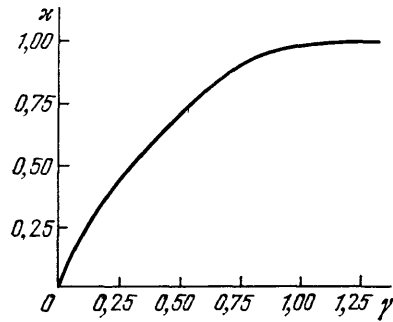


Рис. 3 Расчетная зависимость геометрического коэффициента захвата излучения x от параметра γ

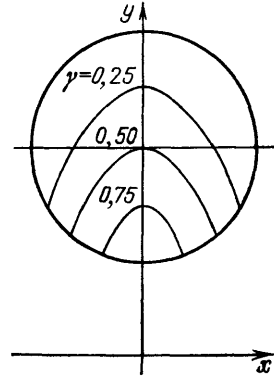


Рис. 4 Границы зон захвата излучения изогнутым капилляром в зависимости от степени изгиба

в предыдущем разделе неполного захвата излучения отдельными капиллярами также последующее ослабление излучения при многократных отражениях. Захваченное в канал излучение поворачивается в результате отражений от стенок на угол изгиба капилляра Φ и его затухание может быть

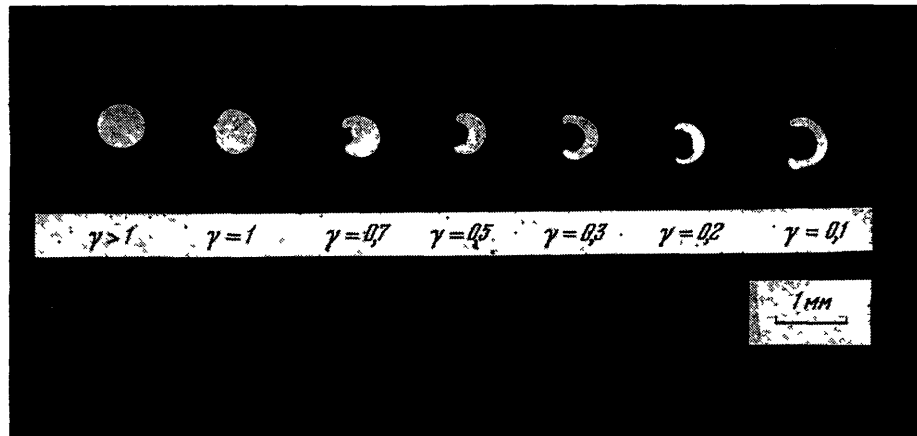


Рис. 5. Распределение излучения по сечению капилляра при различных степенях изгиба

оценено коэффициентом ослабления⁹

$$R_{\Phi} \approx \exp(-\beta \alpha^{-3/2} \Phi),$$

где величины α и β определяются действительной и мнимой частями показателя преломления вещества:

$$n = 1 - \frac{\alpha}{2} + i \frac{\beta}{2} \quad (\alpha, \beta \ll 1). \quad (4)$$

Коэффициент ослабления R_{Φ} является характеристикой отражательной способности вещества при повороте излучения на заданный угол Φ . Его значения

были вычислены в работе ¹⁰ для различных веществ в широком диапазоне энергий γ -квантов. Результаты расчетов для $\Phi = 0,25$ рад, представленные на рис. 6, показывают, что в принципе возможен поворот жесткого рентгеновского излучения на заметный угол без больших потерь. Более того, максимумы величин R_Φ лежат именно в жестком рентгеновском диапазоне, что

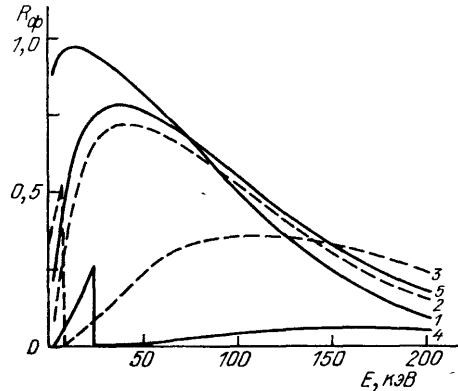


Рис. 6. Коэффициенты ослабления рентгеновского излучения при повороте на угол $\Phi = 0,25$ рад вогнутой цилиндрической поверхностью. 1 — Be, 2 — Al, 3 — Cu, 4 — Ag, 5 — стекло C-52

подтверждает принципиальную возможность создания рентгеновской оптики скользящего отражения на многократных отражениях.

Введем понятие пропускной способности системы как отношение мощности излучения на ее выходе к мощности, падающей на вход системы. Очевидно, величина пропускной способности является характеристикой, учитывающей все потери излучения в системе. Для увеличения пропускной способности необходимо уменьшить толщину стенок капилляров, выбрать оптимальные размеры и материал капилляров. В области высоких энергий пропускная способность конкретной системы начинает падать из-за уменьшения захвата излучения отдельными капиллярами. С другой стороны, в области малых энергий ($E \lesssim 1$ кэВ) пропускная способность системы также снижается из-за возрастающего поглощения излучения в этом диапазоне. Таким образом, каждая конкретная капиллярная система имеет естественную рабочую полосу пропускания, которая, как показывают расчеты, может составлять ~ 10 — 20 кэВ.

Проведенные измерения в диапазоне энергий $0,5$ — $1,5$ кэВ на синхротронном излучении в вакууме и 4 — 40 кэВ на излучении рентгеновской трубки в воздухе доказывают высокую эффективность капиллярных рентгенооптических систем для поворота и транспортировки излучения, не достижимую иными известными способами.

4. Рентгеновская линза. В качестве примера приводим описание фокусирующей рентгеновской системы ¹¹, захватывающей излучение от источника в апертурном угле 23° и на расстоянии 108 см фокусирующей в пятно диаметром порядка 1 мм.

Фотография фокусирующей системы приведена на рис. 7. Вся система длиной 98 см состоит из 2000 стеклянных капилляров с внешним диаметром $0,4$ мм и диаметром канала $0,36$ мкм. Они образуют плотную гексагональную упаковку в поперечном сечении, при этом площадь каналов составляет 73% всей площади входного и выходного концов системы. Фокусные расстояния системы равны 5 см, считая от концов капилляров, и определяются наклонным прямолинейным участком этих капилляров к оси системы. Прямолинейные участки имеют длину по 5 см. В средней части капилляры равномерно изогнуты с радиусом кривизны от 2 м во внешнем слое и до $R = \infty$ для центрального прямого капилляра. Оптимальная для данной системы энергия E_0 составляет $1,7$ кэВ. При этой энергии все слои системы должны полностью захватывать излучение. В области $E > E_0$ для слоев, начиная с внешних,

условие $\gamma \geq 1$ перестает выполняться и геометрический коэффициент захвата κ становится меньше единицы, однако благодаря большому количеству капилляров во внешних слоях системы вклад их в плотность энергии фокусного пятна остается существенным.

Испытания системы проводились на воздухе. Источником излучения служила рентгеновская трубка БСВ-25 с медным анодом; минимальная

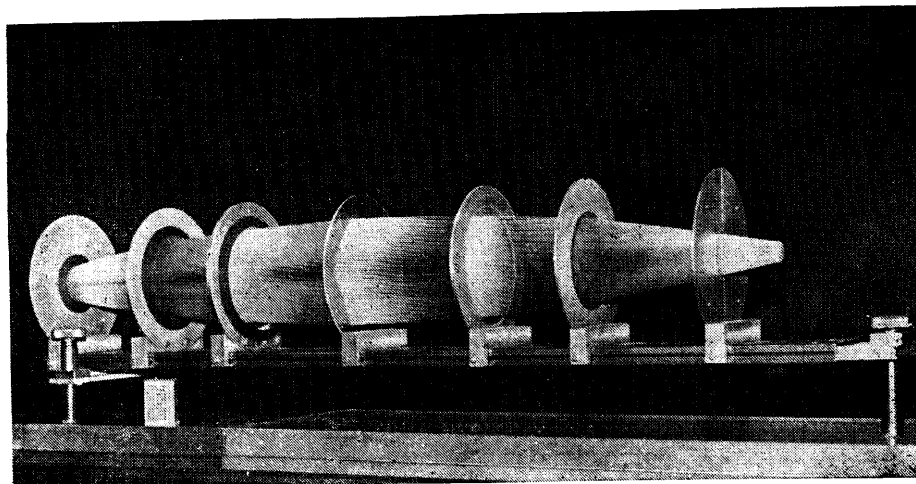


Рис. 7. Рентгеновская фокусирующая система

энергия излучения составляла 4 кэВ. Отношение плотности энергии в фокусном пятне к плотности энергии в этой же точке при отсутствии фокусирующей системы показано на рис. 8. Видно, что увеличение плотности энергии, обусловленное

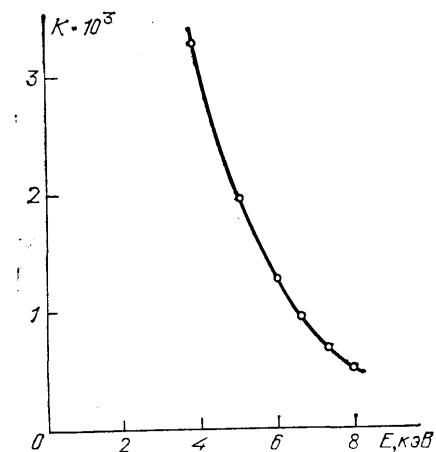


Рис. 8. Зависимость коэффициента усиления плотности излучения от энергии для фокусирующей системы, показанной на рис. 7

фокусировкой, на энергии 4 кэВ превышает 3000. Плотность энергии в фокусе системы на порядок превышает плотность энергии на ее выходе. При более мягком излучении эффективность системы должна стать существенно больше.

На рис. 9 показаны рентгеновские фотографии, полученные при различных расстояниях от выходного конца системы. Эти фотографии иллюстрируют процесс образования фокусного пятна и дальнейшую его эволюцию. На фотографиях хорошо видна неоднородность засветки каналов капилляров в слоях и тенденция уменьшения засветки внешних капилляров по отношению к внутренним. Неоднородность в слоях обусловлена различными погрешностями как в сборке, так и в изготовлении капилляров. Хаотичное заполнение сечения каналов излучением по сравнению с рис. 4 объясняется наличием в фокусирующей системе

участков на концах, где показанные на рис. 4 фигуры заполнения успевают переотразиться.

Расходящееся излучение переводится в почти параллельный пучок с помощью полулинзы, которая в отличие от описанной выше фокусирующей системы имеет на выходе не сходящиеся, а параллельные друг другу

прямолинейные концы капилляров. Например, расходимость рентгеновского излучения в центральной части созданной рентгеновской линзы (см. рис. 7)

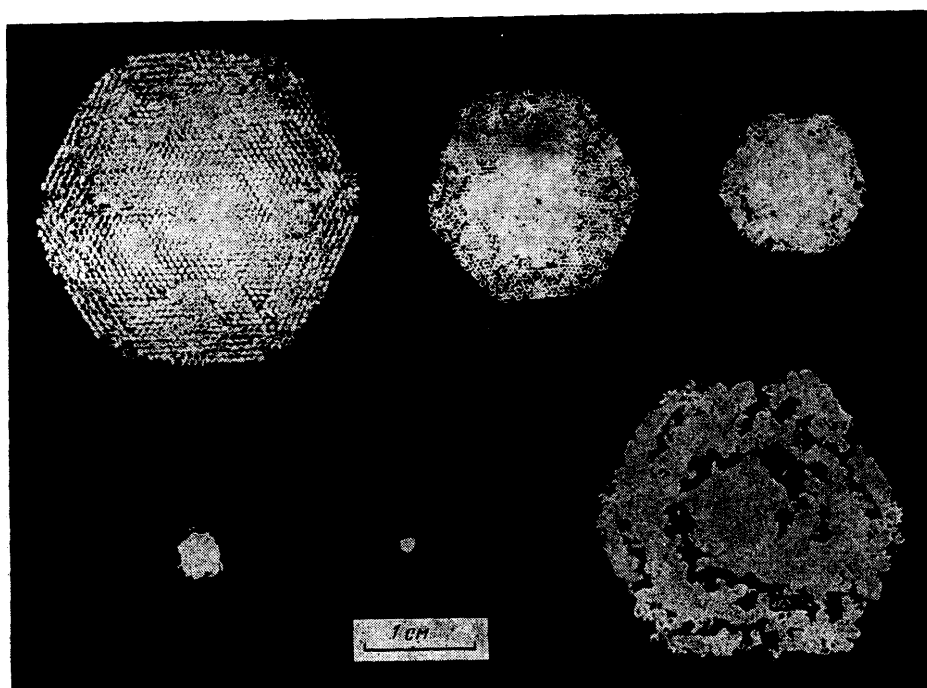


Рис. 9. Картины распределения рентгеновского излучения на различных расстояниях от выхода фокусирующей системы (в мм): 2 (а), 20 (б), 30 (в), 40 (г), 50 (д) и 100 (е)

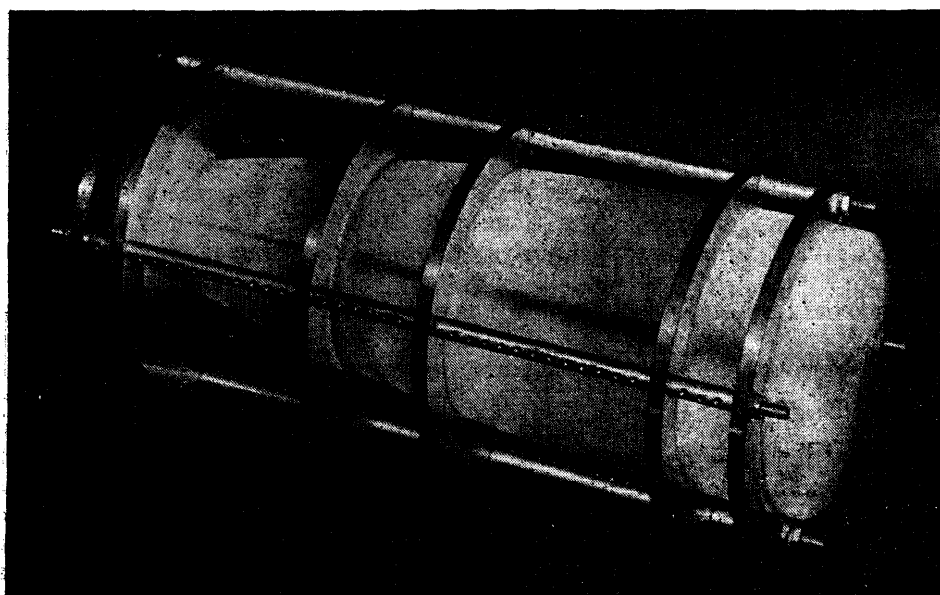


Рис. 10. Рентгенооптическая система для формирования квазипараллельного пучка

уменьшается по сравнению с начальной расходимостью (23°) на 1—2 порядка в зависимости от энергии излучения.

Такие системы представляют интерес для астрофизики, рентгеновской литографии и т.д.

Примером рентгенооптической системы, предназначенной для целей рентгеновской литографии, является устройство, показанное на рис. 10, которое представляет собой как бы усеченную посередине рентгеновскую линзу на рис. 7. Аналогично последней эта система состоит из капилляров (на этот раз из 12 000 шт.), которые в совокупности захватывают расходящееся из точечного источника излучение в телесный угол 0,25 стерadians и переводят его в квазипараллельный (в пределах угла полного внешнего отражения) пучок. Данная система рассчитана на энергию рентгеновского излучения 1–2 кэВ. Ее пропускная способность может достигать 50 %.

Описанные системы демонстрируют возможность эффективного управления пучками рентгеновского излучения в широком спектральном диапазоне методами капиллярной рентгеновской оптики, не достижимую известными ранее устройствами, что открывает перспективу применения таких систем в науке и технике, особенно в сочетании с мощными современными источниками рентгеновского излучения.

5. Плотность энергии рентгеновского излучения в фокусирующих системах. Важнейшей характеристикой фокусирующей рентгенооптической системы типа описанной выше линзы является ее способность создавать высокую концентрацию излучения на мишени. Оценим максимальную плотность мощности рентгеновского излучения, которую можно получить с помощью традиционных рентгеновских источников и предложенных средств фокусировки.

Диаметр фокусного пятна в рассматриваемой оптике определяется соотношением

$$d_f = 2(r + f\varphi), \quad (5)$$

где r — радиус канала капилляра, f — фокусное расстояние, φ — угол, под которым излучение выходит из капилляра. В реальных системах $f \sim \sim 1$ см и $\varphi \ll 10^{-4}$. В существующей технологии изготовления поликапилляров можно получить диаметр канала до 10^{-4} см, поэтому достижимый диаметр фокусного пятна имеет тот же порядок.

Пусть рентгеновский источник имеет мощность J . Тогда плотность мощности рентгеновского излучения можно рассчитать по формуле

$$W = \frac{\eta J}{S}, \quad (6)$$

где η — доля фокусируемой мощности, S — площадь фокального пятна.

Анализ показывает, что в зависимости от спектра излучения в рентгеновском диапазоне для изотропного источника коэффициент η меняется от 10^{-2} до $25 \cdot 10^{-2}$.

В качестве примера рассмотрим два варианта: 1) $S = 10^{-4}$ см²; 2) $S = 10^{-7}$ см².

Если источником служит рентгеновская трубка, то

$$J = kiZU^2, \quad (7)$$

где $k \approx 10^{-9}$ В⁻¹, i — средний ток в амперах, Z — атомный номер материала анода, U — напряжение трубки в вольтах. Мощность больших рентгеновских трубок колеблется от 10 до 100 кВт. В рентгеновское излучение переходит в зависимости от напряжения, материала анода и тока от 10^{-1} до 10^{-2} мощности электронного пучка. В больших рентгеновских трубках с вращающимся анодом средняя мощность рентгеновского излучения может составлять от нескольких десятков до нескольких сотен ватт.

Отсюда видно, что при $S = 10^{-4}$ см² и $\eta = 5 \cdot 10^{-2}$ на непрерывных рентгеновских трубках можно получить плотность мощности

$$W \approx 5 \cdot 10^2 J \text{ Вт/см}^2,$$

т.е. $W = 5 \cdot 10^4$ Вт/см² при $J = 100$ Вт.

В настоящее время наибольшую плотность рентгеновского излучения получают на накопительных кольцах синхротронов. Это огромные установки с энергией электронного пучка 1—2 ГэВ, пульсирующим током пучка около сотни миллиампер и радиусом кольца порядка десяти метров.

С помощью синхротрона можно получить плотность излучения порядка 1—10 Вт/см². Как видно, рассматриваемая оптика на обычной рентгеновской трубке в качестве источника может дать значительно более высокую плотность рентгеновского излучения.

Площадь рентгеновского пятна синхротронного излучения обычно составляет около $1 \times 0,1 \text{ см}^2$, т.е. 10^{-1} см^2 . Основную часть синхротронного излучения почти без потерь капиллярная фокусирующая система может перевести в пятно размером $S \approx 10^{-4} \text{ см}^2$, т.е. может увеличить плотность синхротронного излучения на 3 порядка.

Полученные результаты показывают, что рассматриваемая рентгеновская оптика может найти широкое применение в физических экспериментах в сочетании с перспективными источниками, такими как мощные рентгеновские трубки, синхротроны, лазерно-плазменные и пинчевые рентгеновские источники.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- ¹ Underwood J. H., Attwood D. T.//Phys. Today. April 1984. V. 34, No. 4. P. 44; перевод: УФН. 1987. Т. 151. С. 105.
- ² Кумахов М. А. Излучение каналированных частиц в кристаллах.— М.: Энергоатомиздат, 1986.
- ³ Mallozzi P. J., Epstein H. M., Jung R. G., Applebaum D. C., Fairand B. P., Gallagher W. J., Uecker R. L., Muckerheide M. C.// J. Appl. Phys. 1974. V. 45. P. 1891.
- ⁴ Vetterling W. T., Pound R. V.//J. Opt. Soc. Am. 1976. V. 66. P. 1048.
- ⁵ Mosher D., Stephanakis S.//Appl. Phys. Lett. 1976. V. 29. P. 105.
- ⁶ Аркадьев В. А., Коломийцев А. И., Кумахов М. А., Лабузов В. В., Чертов Ю. П., Шапаронов И. М.//Поверхность. 1987. № 2. С. 44.
- ⁷ Лейкин В. Н., Мингазин Т. А., Зеленев В. И.//ПТЭ. 1984. № 6. С. 33.
- ⁸ Lely D. A., Rijssel T. W.//Philips Techn. Rundschau. 1951. Bd. 13, Nr. 4. S. 96.
- ⁹ Виноградов А. В., Ковалев В. Ф., Кожевников И. В., Пустовалов В. В.//ЖТФ. 1985. Т. 55. С. 244.
- ¹⁰ Аркадьев В. А., Кумахов М. А., Фаязов Р. Ф.//Письма ЖТФ. 1988. Т. 14. С. 226.
- ¹¹ Аркадьев В. А., Коломийцев А. И., Кумахов М. А., Лабузов В. В., Пономарев И. Ю., Ходеев И. А., Чертов Ю. П., Шапаронов И. М.//Ibidem. С. 97.