

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

---

Федеральное государственное бюджетное учреждение  
высшего профессионального образования  
«Пензенский государственный университет  
архитектуры и строительства»  
(ПГУАС)

Г.И. Грейсух, Е.Г. Ежов, С.В. Казин, С.А. Степанов

# **РЕНТГЕНОВСКАЯ ОПТИКА: СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ И ОБЛАСТИ ПРИМЕНЕНИЯ**

Рекомендовано Редсоветом университета  
в качестве учебного пособия для студентов,  
обучающихся по направлению 27.03.01 «Стандартизация и метрология»

Пенза 2014

УДК 548.955  
ББК 22.37  
Р39

Рецензенты: и.о. зав. кафедрой «Физика» ФГБОУ ВПО «Пензенский государственный университет» доктор физико-математических наук, профессор М.Б.Семенов;  
доктор технических наук, профессор кафедры «Физика и химия» ФГБОУ ВПО «Пензенский государственный университет архитектуры и строительства» Г.А.Фокин

**Рентгеновская оптика: современное состояние и области применения:** учеб. пособие / Г.И. Грейсух, Е.Г. Ежов, С.В. Казин, С.А. Степанов. – Пенза: ПГУАС, 2014. – 88 с.

Изложены особенности рентгеновского излучения и основные области его применения. Описано устройство, основные особенности и возможности рентгеновского дифрактометра ДРОН-7, используемого для исследования внутреннего строения поликристаллических порошков, в частности проб строительных материалов. Рассмотрены особенности и достигнутые возможности различных типов оптики, предназначенной для преобразования пучков рентгеновского излучения.

Учебное пособие подготовлено на кафедрах «Физика и химия» и «Информационно-вычислительные системы» и предназначено для студентов и аспирантов, обучающихся по направлению 27.03.01 «Стандартизация и метрология» всех форм обучения, а также для всех тех студентов и аспирантов, которые используют рентгеновское излучение в своих научных и прикладных исследованиях.

© Пензенский государственный университет  
архитектуры и строительства, 2014  
© Грейсух Г.И., Ежов Е.Г., Казин С.В.,  
Степанов С.А., 2014

## Предисловие

Учебное пособие «Рентгеновская оптика: современное состояние и области применения» предназначено для использования студентами, обучающимися по направлению 27.03.01 «Стандартизация и метрология», при изучении учебных дисциплин «Физические основы измерений и эталонов» и «Методы и средства измерений», а также для студентов и аспирантов, которые в своих исследованиях, в частности образцов и проб строительных материалов, используют рентгеновское излучение. Учебное пособие, состоящее из четырех разделов, содержит описание физических основ и особенностей рентгеновского излучения, элементов и систем преобразования рентгеновских пучков, а также основных областей применения рентгеновского излучения в науке и технике.

Первый раздел посвящен описанию основных особенностей рентгеновского излучения и областей его практического применения. Особое место отведено рентгеновской кристаллографии и описанию рентгеновского дифрактометра, т.к. этот прибор имеется в одной из научных лабораторий Пензенского государственного университета архитектуры и строительства и играет важную роль в исследовании строительных материалов.

Во втором разделе рассматриваются основные вопросы, касающиеся взаимодействия рентгеновского излучения с веществом, а также основные типы зеркальных рентгеновских систем. Отмечены их основные достоинства и недостатки.

Третий раздел посвящен обзору бурно развивающегося в настоящее время направлению рентгеновской оптики, изучающего преломление рентгеновского излучения в веществе. Показано, как новейшие достижения в микроэлектронике и нанотехнологиях позволили создать рентгеновские рефракционные линзы – новый класс фокусирующих рентгеновских элементов.

В четвёртом разделе приведены основные сведения, касающиеся рентгеновской оптики, основанной на дифракции рентгеновского излучения на микроструктуре элементов. Описаны основные типы фокусирующих рентгеновских элементов. Особое внимание уделено построению рентгеновского микроскопа на основе дифракционных элементов типа зонных пластинок Френеля. Рассмотрены вопросы, касающиеся создания элементов с заданной микроструктурой.

Для понимания изложенного в учебном пособии материала необходимо знание курсов физики и химии в объемах, предусмотренных соответствующими учебными программами подготовки бакалавров-инженеров. Литература, приведенная в библиографическом списке, призвана помочь студенту и аспиранту при выполнении практических исследований с рентгеновским излучением.

## ВВЕДЕНИЕ

Открытые в 1895 г. Вильгельмом Рентгеном X-лучи занимают особое место в истории науки и технике. Весть об этом открытии практически мгновенно разлетелась по всему миру, и уже только за один год, последовавший за первым сообщением Рентгена, появилось на эту тему более тысячи публикаций в различных научных журналах и прессе. Такой всеобщий интерес к рентгеновскому излучению связан прежде всего с особенностями взаимодействия рентгеновского излучения с веществом и его высокой проникающей способностью.

В частности, было установлено, что поглощение рентгеновского излучения совершенно не зависит от оптических свойств вещества-поглотителя. Например, бесцветное и оптически прозрачное свинцовое стекло практически полностью поглощает рентгеновское излучение, и поэтому такое стекло используется для защиты персонала рентгеновских кабинетов. Напротив, лист бумаги, не прозрачный для света, не ослабляет рентгеновского излучения. Эта особенность рентгеновского излучения получила развитие в многочисленных областях применения, в частности в медицинской диагностике и технике неразрушающего контроля, включая контроль внутреннего строения вещества, определяющего его прочность и другие технические и физико-химические характеристики. Некоторые наиболее важные из этих областей описаны в подразд. 1.6.

Интерес к рентгеновскому излучению, особенно в наши дни, объясняется малой длиной волны такого излучения, что позволяет (по крайней мере, в принципе) сфокусировать рентгеновское излучение на площадку с размерами, соизмеримыми с размерами атомов. Это (наряду с описанными в подразд. 1.6 областями применения) позволяет работать с отдельными атомами: удалять их, управлять характеристиками, создавать атомные структуры с заданными свойствами и т.д. Список открывающихся возможностей здесь можно продолжать и продолжать. Однако их реализация невозможна без соответствующей оптики.

Усиление интереса к рентгеновскому излучению и оптике, позволяющей осуществлять преобразование пучков такого излучения, вызвано строительством в Европе с участием российской государственной

компании РОСНАНО рентгеновского лазера. Считается, что научные и технические последствия эксплуатации этого лазера будут соизмеримы с аналогичными последствиями знаменитого большого адронного коллайдера, запущенного в 2008 г.

Что же касается самой рентгеновской оптики, то существенный прогресс в ее развитии стал возможен благодаря достижениям в области высоких технологий, и прежде всего технологий, связанных с микроэлектроникой. В 80-90-е годы XX века этот прогресс был в основном связан с рентгеновской капиллярной и дифракционной оптикой (так, в частности, с помощью электронных литографов были созданы оптически сильные рентгеновские зонные пластинки; был предложен новый класс оптических устройств – элементы брэгг-френелевской оптики, подготовлены теоретические основы и разработаны методы изготовления таких элементов). В последнее десятилетие возникла и достигла достаточно серьезных успехов новая ветвь рентгеновской оптики – рефракционная рентгеновская оптика.

Одной из особенностей рентгеновского излучения является широкий диапазон параметров, его характеризующих. Интенсивность источников излучения может быть как очень высокой (в случае синхротронного и лазерного излучения), так и очень низкой (излучение, например, космических объектов). Длина волны излучения меняется в очень широких пределах, в результате чего, например, в широких пределах меняются поглощательная способность используемых материалов рентгеновской оптики и, несмотря на свою малость, их декремент показателя преломления. Существенно меняются и пространственные масштабы использования рентгеновской оптики от нано- и микрометров (в случае микронзондов и манипуляторов) до макроразмеров (метры и более, в случае астрономической оптики). Объединяющим здесь является, пожалуй, лишь то, что практически любая оптическая задача в рентгеновском диапазоне является экстремально сложной.

Несмотря на эти сложности, рентгеновский диапазон в настоящее время является одним из наиболее интенсивно осваиваемых. Практически во всех развитых странах, прежде всего на базе синхротронных источников, созданы центры рентгеновских исследований. Имеются такие центры и в нашей стране – РНЦ «Курчатовский институт» (г. Москва) и Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН (г. Новосибирск).

# 1. РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ И ЕГО ОСОБЕННОСТИ

## 1.1. Спектральный диапазон

*Рентгеновским* называется электромагнитное ионизирующее излучение, занимающее спектральную область между  $\gamma$ - и ультрафиолетовым (УФ) излучением в интервале длин волн  $10^{-3} < \lambda < 10$  нм [1]. В коротковолновой части диапазон рентгеновского излучения перекрывается с диапазоном  $\gamma$ -излучения и общепризнанного определения нижней границы рентгеновского излучения в настоящее время не существует. В этом диапазоне рентгеновское излучение и  $\gamma$ -излучение различают по способу их генерации.

В рентгеновской оптике для характеристики излучения часто вместо длины волны используется энергия соответствующих фотонов, измеренная в электрон-вольтах. Переход от длины волны  $\lambda$ , измеренной в нанометрах, к энергии фотона  $E$ , измеренной в электрон-вольтах, осуществляется с помощью уравнения

$$E(\text{эВ}) = 1236,57/\lambda (\text{нм}). \quad (1.1)$$

Рентгеновское излучение с  $\lambda < 0,2$  нм (энергия фотонов лежит в диапазоне примерно от 6 кэВ до 1 МэВ) условно называют *жестким* или коротковолновым; рентгеновское излучение с  $\lambda > 0,2$  нм (энергия фотонов лежит в диапазоне примерно от 100 эВ до 6 кэВ) условно называют *мягким* или длинноволновым.

## 1.2. Открытие рентгеновского излучения

Рентгеновское излучение было открыто немецким физиком Вильгельмом Рентгеном (рис. 1.1) [2], который обнаружил, что когда катодные лучи попадают на стекло трубки или на мишень, расположенную внутри трубки, возникают лучи, которые проникают сквозь непрозрачные для обычного света материалы и воздействуют на флуоресцирующие экраны и фотопластины.

Рентген исследовал основные свойства открытого им излучения: способность отражаться, поглощаться, ионизировать воздух и т.д.; предложил правильную конструкцию трубки для получения X-лучей – наклонный платиновый антикатод и вогнутый катод; первый сделал фотоснимки с помощью рентгеновских лучей. За открытие лучей, носящих его имя, Вильгельму Рентгену в 1901 г. первому среди физиков была присуждена Нобелевская премия.



Рис. 1.1. Вильгельм Рентген

### 1.3. Технические источники рентгеновского излучения

#### 1.3.1. Рентгеновские трубки

Со времен Вильгельма Рентгена по настоящее время основным лабораторным источником рентгеновского излучения является рентгеновская трубка [3, 4] – источник рентгеновского излучения, возникающего при бомбардировке вещества анода (антикатада) электронами, эмитируемыми катодом электровакуумной трубки (рис. 1.2). Электроды трубки (анод и катод) помещены в стеклянный, металлический или керамический корпус с окном (как правило, выполненным из бериллия) для выхода рентгеновского излучения. Работает трубка при высоком вакууме ( $\sim 10^{-5}$  мм рт. ст.).

Электроны, испущенные раскаленной нитью катода (электроны катодного пучка), ускоряются электрическим полем (разность потенциалов  $U$  порядка нескольких десятков киловольт) и попадают на анод, который выполняет функцию мишени. При проникновении катодного пучка в вещество анода электроны пучка сталкиваются с атомами материала анода, в результате чего кинетическая энергия электронов уменьшается за счет трех основных процессов:

а) ионизации атомов вещества анода в результате выбивания электронов из внешних электронных оболочек; при этом происходит

постепенное преобразование кинетической энергии электронов в тепловую энергию и энергию фотонов в оптическом спектральном диапазоне;

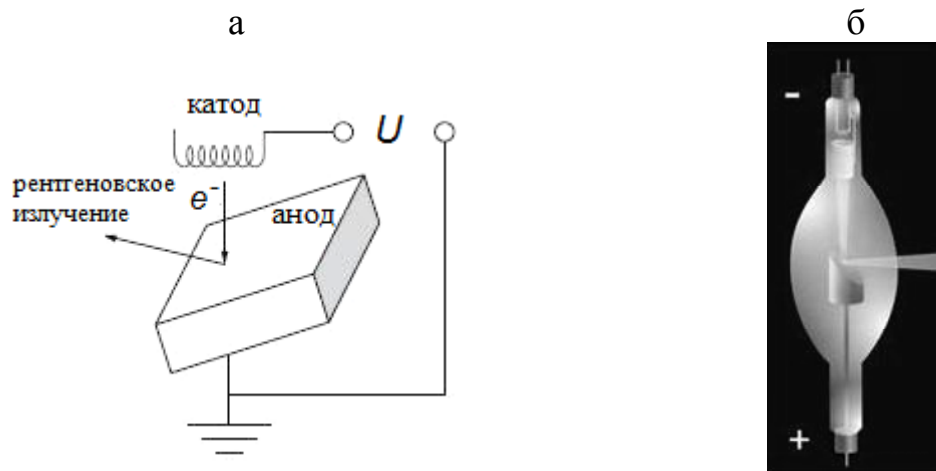


Рис. 1.2. Рентгеновская трубка: принципиальная схема (а) и общий вид (б)

б) резкого торможения электронов в электростатическом поле электронных оболочек атомов вещества анода; при этом возникает тормозное рентгеновское излучение;

в) ионизации атомов вещества анода в результате выбивания электронов из электронных оболочек, близких к атомному ядру; при этом возникает характеристическое рентгеновское излучение.

Тормозное рентгеновское излучение имеет сплошной спектр. Спектральное распределение интенсивности тормозного рентгеновского излучения  $I_\lambda$  характеризуется наличием коротковолновой границы  $\lambda_{\min}$  и характерным максимумом (рис. 1.3).

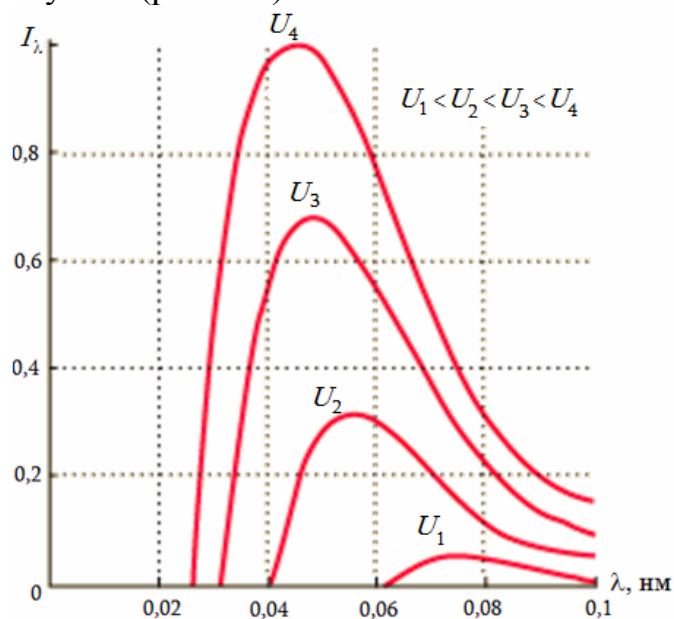


Рис. 1.3. Спектральное распределение интенсивности тормозного излучения для ряда значений ускоряющего напряжения



Аналитически спектральная плотность интенсивности тормозного рентгеновского излучения описывается формулой Крамера [5]

$$I_{\lambda} = \frac{kiZ}{\lambda^2} \left( \frac{\lambda}{\lambda_{\min}} - 1 \right), \quad (1.2)$$

где  $k$  – эмпирическая постоянная;

$i$  – сила тока в рентгеновской трубке;

$Z$  – порядковый номер химического элемента материала анода.

Коротковолновая граница тормозного излучения

$$\lambda_{\min} = hc/U, \quad (1.3)$$

где  $h$  – постоянная Планка;

$c$  – скорость света в вакууме.

При достижении в трубке некоторого критического значения ускоряющего напряжения, зависящего от порядкового номера химического элемента материала анода, характер рентгеновского спектра меняется: на фоне сплошного спектра появляются отдельные резкие пики интенсивности, характерные для материала используемого анода (рис. 1.4).

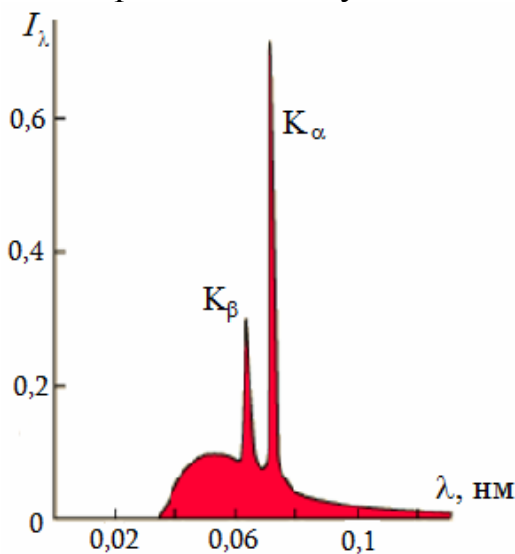


Рис. 1.4. Спектральное распределение интенсивности рентгеновского излучения при использовании молибдена в качестве материала анода и ускоряющем напряжении  $U = 35$  кВ

Одновременно с появлением характеристического излучения интенсивность сплошного спектра резко уменьшается. При дальнейшем повышении напряжения коротковолновая граница сплошного спектра продолжает смещаться, а интенсивность тормозного излучения и всех пиков характеристического спектра возрастает. При этом длины волн пиков характеристического спектра и соотношение их интенсивностей остаются неизменными.

Механизм возникновения характеристического излучения следующий. Если электрон катодного пучка имеет достаточную энергию, то при столкновении с атомом анода вещества он может проникнуть в глубь атома и выбить электрон, находящийся в его внутренней оболочке. Образовавшаяся вакансия может быть заполнена электроном с более внешней электронной оболочки атома. При таком переходе и испускается квант энергии, соответствующий рентгеновскому характеристическому излучению. Ширина пиков характеристического излучения достаточно узкая; измеренная в электрон-вольтах, она составляет несколько единиц (например, для  $K_{\alpha}$ -линии меди  $\Delta E = 4$  эВ [6]), что соответствует относительному спектральному интервалу  $\Delta\lambda/\lambda \approx 10^{-3} \dots 10^{-2}$ .

В большинстве применений рентгеновских трубок в качестве источников излучения (теневые методы, рентгеноспектральный и рентгеноструктурный анализ, рентгенолитография и т. д.) требуется, чтобы эффективный размер излучающей площадки составлял единицы и даже доли микрометра. Это реализуется в микрофокусных рентгеновских трубках прежде всего за счет фокусировки катодного пучка с помощью соответствующей электронной оптики [4, 7].

Основной «потребительской» характеристикой технического источника рентгеновского излучения является спектральная яркость  $B_{\lambda}$ , определяемая как число фотонов в относительном спектральном интервале  $\Delta\lambda/\lambda = 10^{-3}$ , излучаемых источником за 1 с с площадки  $1 \text{ мм}^2$  в телесном угле  $1 \text{ мрад}^2$ . Спектральная яркость первых рентгеновских трубок с «горячим» катодом была порядка  $10^6$  фотон/(с·мм<sup>2</sup>·мрад<sup>2</sup>). В микрофокусных рентгеновских трубках удается повысить приведенное значение спектральной яркости примерно на два порядка.

Основными недостатками рентгеновских трубок являются сравнительно невысокая мощность излучения и большая расходимость формируемых трубкой пучков. Последний недостаток обусловлен тем, что большая часть рентгеновской оптики является низкоапертурной и поэтому при сопряжении рентгеновской трубки с фокусирующими элементами эффективность использования излучения бывает, как правило, достаточно низкой. Из разработанных в настоящее время различных типов и конструкций фокусирующей рентгеновской оптики одним из наиболее эффективных типов при сопряжении с рентгеновской трубкой является капиллярная оптика.

### 1.3.2. Источники синхротронного и ондуляторного излучения

Существенно большей яркостью и гораздо меньшей расходимостью обладает синхротронное излучение, т.е. магнитотормозное излучение, испускаемое релятивистскими заряженными частицами (прежде всего электронами) в однородном магнитном поле (рис. 1.5) [8, 9]. Синхротронным это излучение было названо потому, что впервые оно было обнаружено в 1947 г. в США на синхротроне, сделанном «Дженерал электрик» [8]. Помимо высокой яркости и узкой направленности, синхротронное излучение отличается от излучения рентгеновских трубок тем, что оно является сильно поляризованным и возникает короткими импульсами.

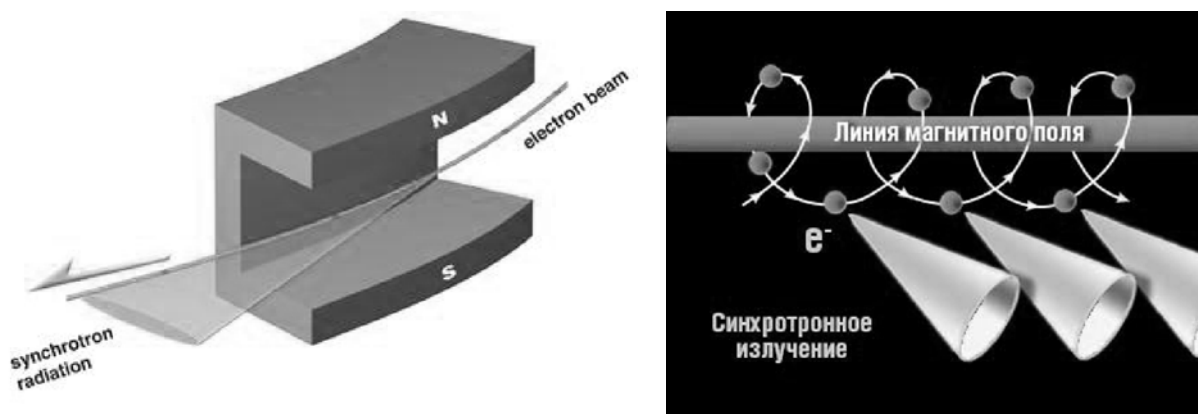


Рис. 1.5. Принцип генерации синхротронного излучения

Первые эксперименты, доказывающие наличие рентгеновской составляющей в синхротронном излучении, были проведены в 1960-х годах. В 1970-х годах эксперименты по изучению рентгеновской составляющей синхротронного излучения были продолжены на накопительных кольцах, в которых за счет использования высокого вакуума удается сохранить электронный пучок при постоянной энергии достаточно продолжительное время. Эти первые источники, специально не предназначенные для генерации синхротронного излучения, были названы источниками синхротронного излучения первого поколения; в них синхротронное излучение генерировалось за счет использования поворотных магнитов (рис. 1.6).

В источниках синхротронного излучения первого поколения размеры эффективной области излучения составляли 1...2 мм, что значительно больше размеров области излучения микрофокусных рентгеновских трубок. Однако благодаря использованию поворотных магнитов в них удалось существенно сузить диаграмму направленности излучения (до величин порядка десятых долей миллирадиана). Применение накопительных колец электронов и поворотных магнитов позволило (по сравнению с лучшими образцами рентгеновских трубок) увеличить спектральную яркость на 3...4 порядка и довести ее до значений  $B_{\lambda} \sim 10^9 \dots 10^{10}$  фотон/(с·мм<sup>2</sup>·мрад<sup>2</sup>) [6].

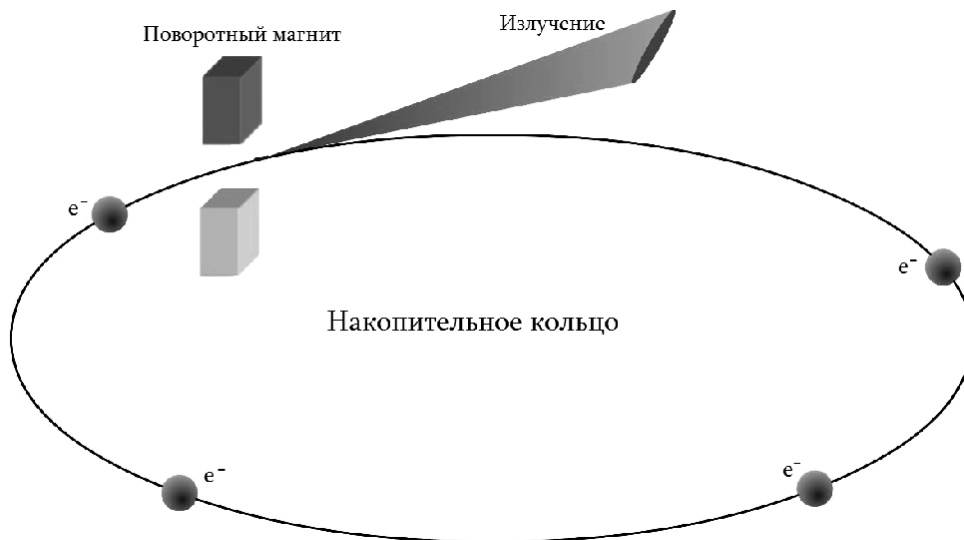


Рис. 1.6. Синхротронное излучение с использованием поворотного магнита

Диаграмма направленности излучения из поворотного магнита ограничена круговым конусом с углом раствора [9]

$$\theta \approx 1/\gamma, \quad (1.4)$$

где  $\gamma = E/m_0c^2$  – релятивистский множитель; (1.5)

$E$  и  $m_0$  – полная энергия релятивистского электрона в накопительном кольце и его масса покоя, соответственно;  
 $c$  – скорость света в вакууме.

Если в синхротронных источниках первого поколения само это излучение и являлось фактически паразитным, то, начиная с 1980-х годов появляются первые специализированные источники, получившие название источников синхротронного излучения второго поколения. В 1990-е годы была создана новая серия специализированных источников, получившая название источников синхротронного излучения третьего поколения, на которых основные идеи, заложенные при построении источников второго поколения, были доведены практически до совершенства, определяемого физическими границами реализуемости [6, 7].

В накопительных кольцах этих источников потери энергии пучка на синхротронное излучение возмещаются в радиочастотных резонаторах. Так как ускорение в них электрона может происходить лишь тогда, когда радиочастотное поле направлено соответствующим образом, электронный пучок циркулирует в виде серии сгустков. Электроны в накопительных кольцах удерживаются на орбите большим набором отклоняющих (дипольных), фокусирующих (квадрупольных) и корректирующих (секступольных) магнитов.

Отклоняющие магниты задают радиус орбиты, фокусирующие магниты предотвращают расхождение электронного пучка, корректирующие магниты устраняют хроматизм, благодаря чему в накопительном кольце формируется циркулирующий пучок с угловым разбросом, не превышающим нескольких микрорадиан. Помимо этого на пути циркулирующего пучка в прямолинейные промежутки накопителей электронов устанавливаются вигглеры или ондуляторы (рис. 1.7) – специальные устройства, представляющие собой пространственно периодические знакопеременные магнитные структуры, заставляющие электронный пучок двигаться по траектории с радиусом кривизны, отличающимся от того, который создается поворотным магнитом [10].

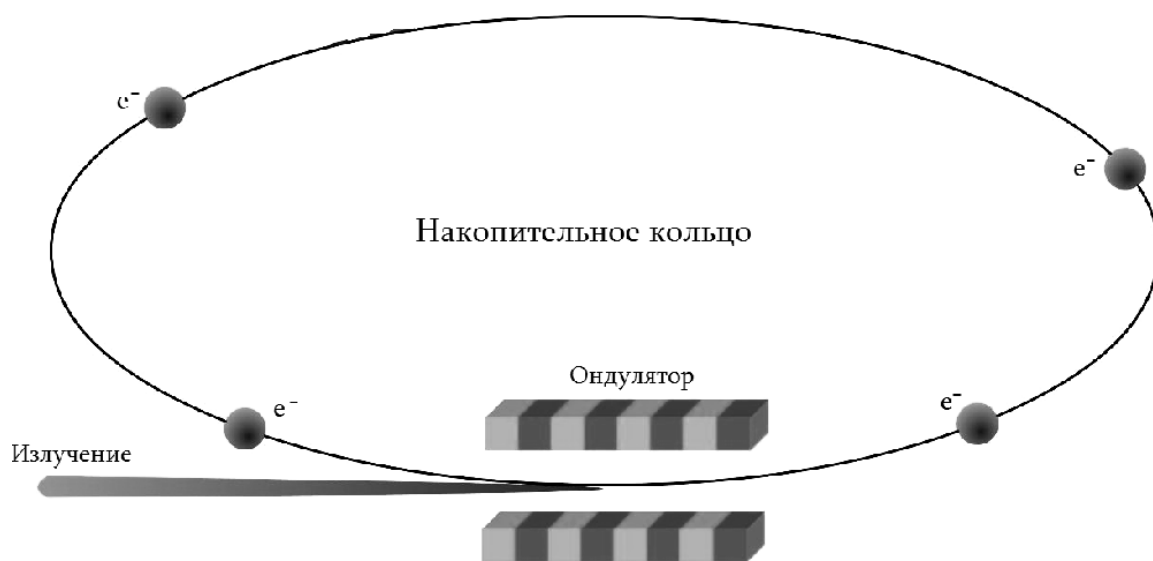


Рис. 1.7. Синхротронное излучение с использованием ондулятора

Вигглер имеет небольшое число полюсов  $N$ . При этом его магнитное поле, как правило, превышает магнитное поле поворотного магнита, что приводит к уменьшению радиуса кривизны траектории электронов и увеличению потока фотонов примерно в  $2N$  раз. Ондуляторы по сравнению с вигглерами имеют достаточно большое число полюсов с небольшим магнитным полем. Различают две разновидности ондуляторов. Планарный ондулятор вызывает поперечные колебания релятивистских электронов в направлении, перпендикулярном их поступательному движению. В результате таких колебаний электроны излучают цуги плоскополяризованных электромагнитных волн, распространяющиеся вдоль оси ондулятора и их поступательного движения (рис. 1.8).

Спиральный ондулятор заставляет электроны описывать спираль вокруг основной траектории и излучать цуги электромагнитных волн с круговой поляризацией. Излучение, испускаемое релятивистскими заряженными частицами (например электронами) при движении их по перио-

дически искривленной магнитным (или электрическим) полем траектории (синусоиде или спирали), получило название ондуляторного излучения.

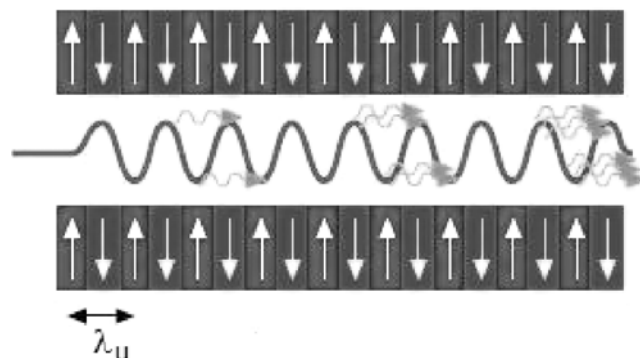


Рис. 1.8. К механизму возникновения ондуляторного излучения

Использование фокусирующих и корректирующих магнитов, а также ондуляторов позволяет на несколько порядков улучшить все основные параметры излучения, включая эффективный размер и яркость источника, а также расходимость излучающего пучка. В источниках синхротронного излучения третьего поколения в качестве генераторов излучения используются длинные ондуляторы с числом периодов  $N \sim 10^2 \dots 10^3$ . Это позволило повысить поток квантов по сравнению с излучением из поворотных магнитов в  $N$  раз, а также, благодаря конструктивной интерференции излучения из всех полюсов ондулятора, уменьшить телесный угол излучения во столько же раз (см. рис. 1.7). В итоге яркость излучения повысилась в  $N^2$  раз. Прогресс в повышении яркости источников рентгеновского излучения, обусловленный переходом от рентгеновских трубок к источникам синхротронного излучения различных поколений, иллюстрируется рис. 1.9 [11].

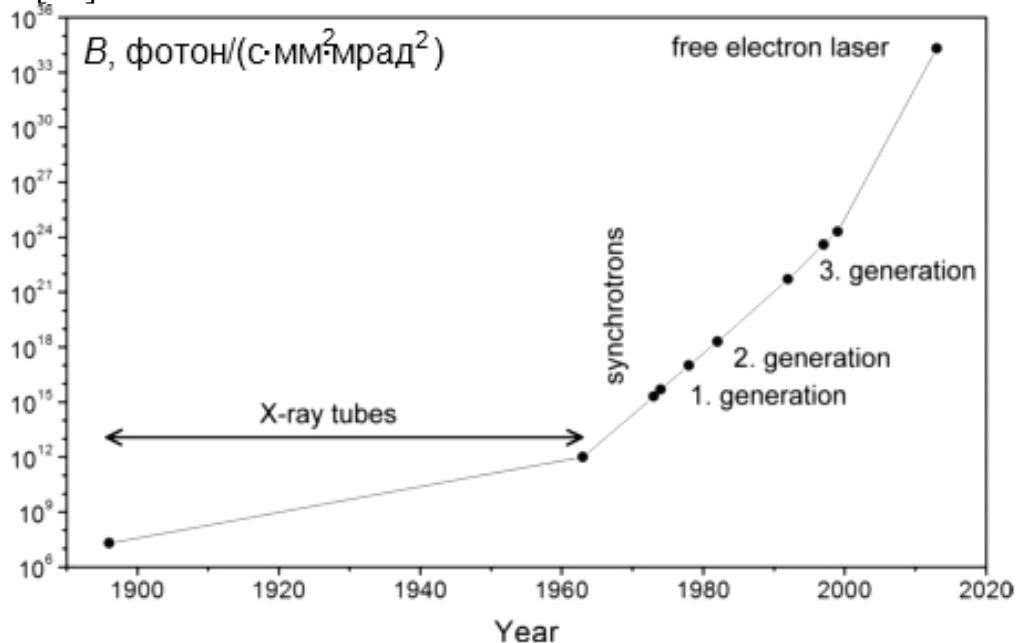


Рис. 1.9. Прогресс в достижимой яркости технических источников рентгеновского излучения

Принципиально различаются обычное синхротронное излучение (т.е. излучение, исходящее из поворотного магнита или вигглера), и ондуляторное излучение по спектральному составу. Если первое состоит из большого числа гармоник, практически сливающихся в сплошной спектр, то ондуляторное излучение (на свойства которого существенное влияние оказывают интерференционные эффекты, обусловленные периодичностью магнитного поля в ондуляторе) состоит из разделяющегося набора квазимонохроматических линий, соответствующих различным интерференционным порядкам (рис. 1.10) [6 8].

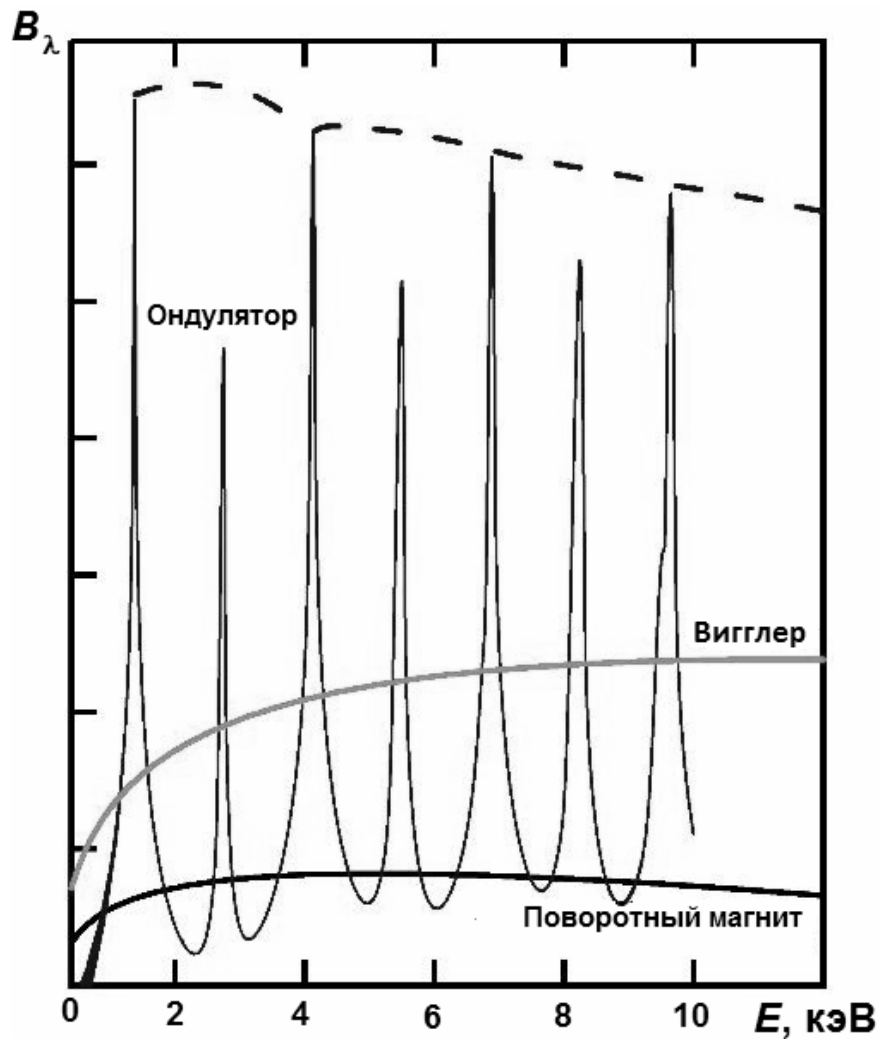


Рис. 1.10. Спектральное распределение ондуляторного излучения в сравнении с обычным спектром синхротронного излучения

Длина волны квазимонохроматической линии ондуляторного излучения, наблюдаемого под углом  $\theta$  к оси пучка в  $j$ -м интерференционном

порядке, получается как результат релятивистского сокращения периода ондулятора  $\lambda_u$  (см. рис. 1.8) и определяется выражением [12]

$$\lambda = \frac{\lambda_u}{2j\gamma^2} \left( 1 + \frac{K^2}{2} + \gamma^2 \theta^2 \right), \quad (1.6)$$

где  $K = \frac{eB_{\max} \lambda_u}{2\pi m_0 c}$  – параметр ондуляторности; (1.7)

$B_{\max}$  – максимальное значение магнитной индукции поля ондулятора.

Относительная спектральная ширина (монохроматичность) квазимонохроматической линии ондуляторного излучения при  $\theta=0$  определяется длительностью цуга и соответственно числом периодов ондулятора. Поэтому ее можно оценить с помощью соотношения [12]

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \sim \frac{1}{jN}. \quad (1.8)$$

Угловая расходимость ондуляторного излучения по порядку величины оценивается по формуле [10, 12]

$$\theta \sim \frac{1}{\gamma\sqrt{N}} \approx \sqrt{\frac{\lambda}{L}}. \quad (1.9)$$

Этой угловой расходимости ондуляторного излучения соответствует «эффективный» поперечный размер источника излучения [10]

$$l \sim \frac{1}{4\pi} \sqrt{\lambda L}. \quad (1.10)$$

Из формулы (1.6), в частности, видно, что продвижение в коротковолновую область производится путем увеличения величины  $\gamma$  (т.е. увеличения энергии электронов, поступающих из ускорителя в ондулятор, вигглер или поворотный магнит) и увеличения  $j$  (т.е. использования более высоких гармоник ондуляторного излучения). Наоборот, продвижение в длинноволновую область спектра в основном осуществляется за счет увеличения периода ондулятора  $\lambda_u$  и его длины. В настоящее время созданы или проектируются источники синхротронного излучения высокой яркости, покрывающие очень широкую область: от предельно жесткого рентгеновского до инфракрасного излучения (рис. 1.11-1.12) [6]. Если же обратиться к спектральной области, пограничной между мягким и жестким рентгеновским излучением, то в синхротронных источниках третьего по-



коления, предназначенных для излучения в этой области, ондуляторы имеют длину  $L=5\dots 20$  м (и соответственно число периодов  $N=10^2\dots 10^3$ ) [6].

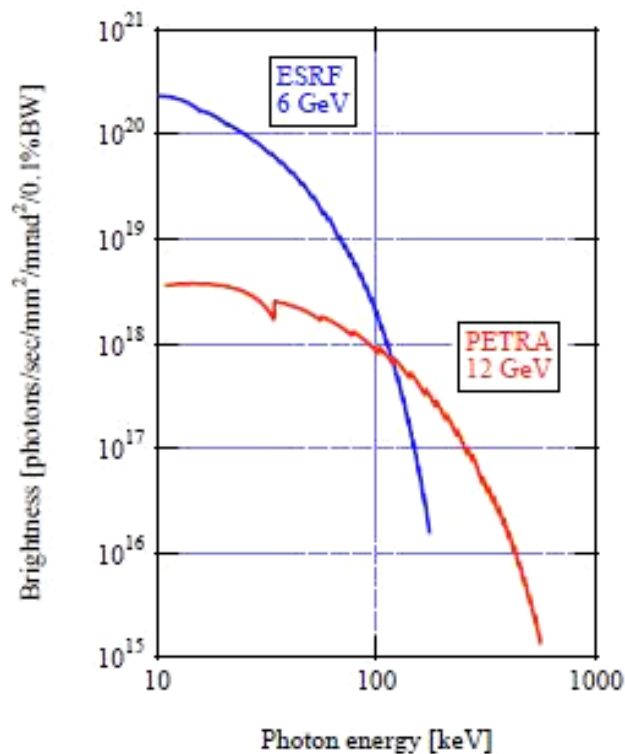


Рис. 1.11. Данные о характеристиках излучения синхротронных источников в предельно коротковолновой области рентгеновского излучения ( $\lambda \sim 10^{-3} \dots 10^{-1}$  нм)

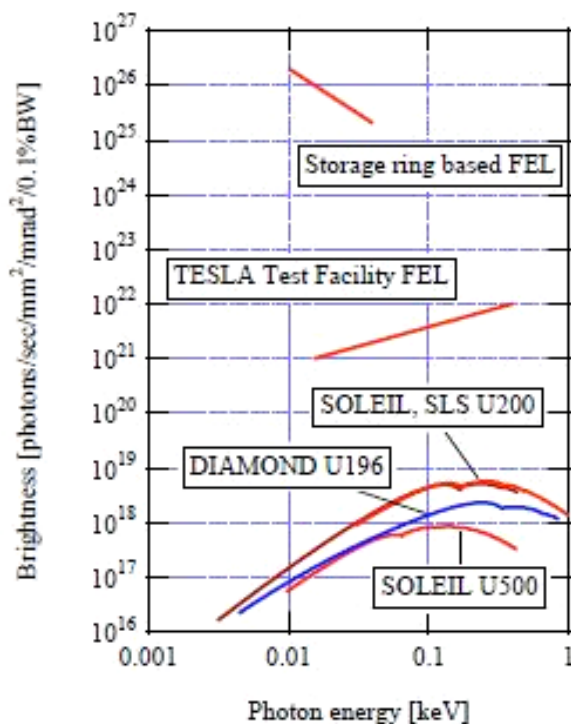


Рис. 1.12. Данные о характеристиках излучения синхротронных источников в длинноволновой спектральной области ( $\lambda \sim 1 \dots 10^3$  нм)

Поэтому из оценочных соотношений (1.8)-(1.10) следует, что в этих источниках «эффективные» поперечные размеры источника излучения составляют величину порядка десятых и даже сотых долей микрометра; расходимость излучения порядка микрорадианов, а относительная спектральная ширина квазимонохроматической линии излучения  $\Delta\lambda/\bar{\lambda} \sim 10^{-3} \dots 10^{-2}$ . В строящихся и проектируемых источниках синхротронного излучения третьего поколения предусматривается использование ондуляторов длиной  $L \sim 100$  м. Это приведет к улучшению практически на порядок всех вышеприведенных характеристик источника рентгеновского излучения.

На рис. 1.13-1.14 приведены результаты измерений спектральных характеристик ондуляторного излучения, проведенных на синхротронном источнике третьего поколения MAX II, (Лунд, Швеция) [13]. Из этих результатов следует, что реальные ширины квазимонохроматических линий ондуляторного излучения превышают оценочные значения, даваемые формулой (1.8), из-за влияния неоднородностей амплитуд магнитных полей в ондуляторе и разброса относительно среднего значения периодов магнитного поля по длине ондулятора.

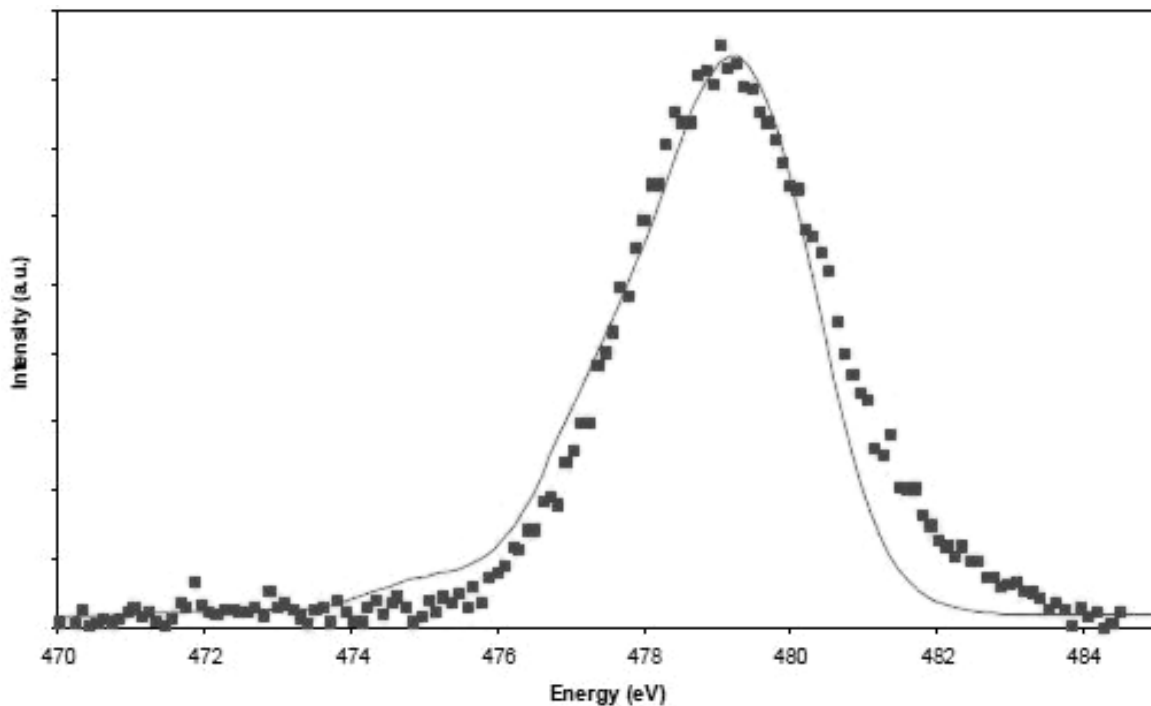


Рис. 1.13. Квазимонохроматическая линия ондуляторного излучения, соответствующая восьмой гармонике:  
 точки – результаты измерений; сплошная линия – результаты моделирования

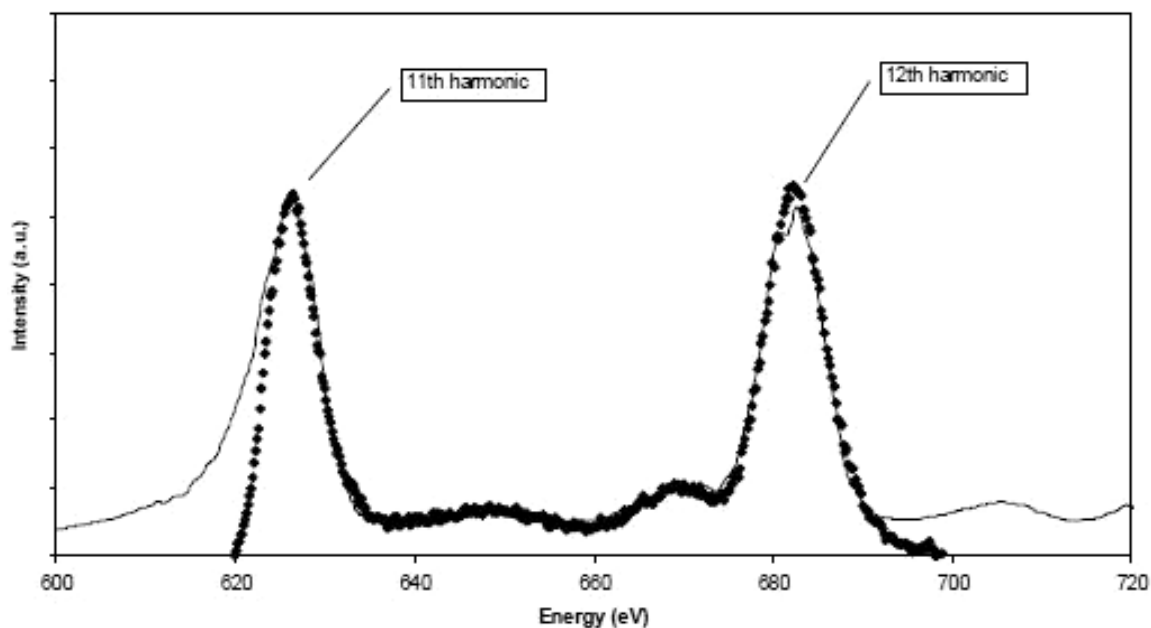


Рис. 1.14. Квазимонохроматические линии ондуляторного излучения, соответствующие одиннадцатой и двенадцатой гармоникам: точки – результаты измерений; сплошная линия – результаты моделирования

Таким образом, при проектировании оптической системы для фокусировки отдельной гармоники рентгеновского ондуляторного излучения необходимо рассчитывать систему под квазимонохроматическое излучение с относительной шириной спектрального диапазона порядка  $\Delta\lambda/\bar{\lambda} = 10^{-2}$ . При этом, учитывая, с одной стороны, малый эффективный поперечный размер источника излучения и узкую диаграмму направленности излучения, а с другой – достаточно большое расстояние от ондулятора до фокусирующего устройства (рис 1.15), необходимо считать, что световой диаметр этого устройства может лежать в диапазоне 0,5... 4 мм [14].

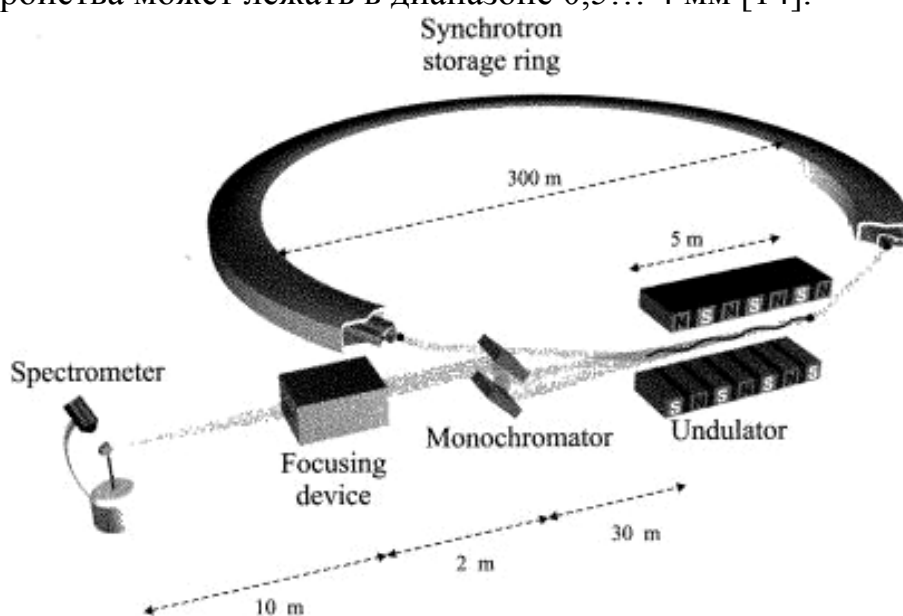


Рис. 1.15. Схема и основные габаритные соотношения типичного синхротронного источника третьего поколения

### 1.3.3. Рентгеновские лазеры на свободных электронах

Увеличение яркости источников рентгеновского излучения сопровождается и пропорциональным ростом потока пространственно когерентных квантов  $N_{\text{coh}}$ , поскольку в соответствии с [15]

$$N_{\text{coh}} \sim B_{\lambda} \lambda^2. \quad (1.11)$$

Тем не менее в самых современных источниках спонтанного ондуляторного излучения поток когерентных квантов составляет только  $10^{-3}$  от полного потока.

Дальнейшее существенное повышение яркости рентгеновских источников и создание мощных когерентных источников такого излучения связывается с созданием рентгеновских лазеров, в частности лазеров на свободных электронах, в которых ключевым элементом является длинный ондулятор, позволяющий, с одной стороны, синхронизировать движение электронов и излучаемых ими цугов электромагнитных волн, а с другой – получить продольную модуляцию плотности электронного пучка с длиной волны излучения [9, 10, 16-18].

Фундаментальное отличие лазеров на свободных электронах от обычных лазеров состоит в том, что их частота излучения не "привязана" к переходам между дискретными уровнями энергии в атомах, молекулах и ионах или к межзонным переходам в кристаллах. Поэтому лазеры на свободных электронах могут генерировать излучение с любой, наперед заданной длиной волны, от 1 мм до 0,1 нм (диапазон 1 мм ... 0,12 нм уже реализован [9, 10, 16-18]). При этом возможна оперативная перестройка длины волны монохроматического излучения посредством изменения магнитного поля в ондуляторах или энергии электронов из ускорителя [17].

До длин волн излучения порядка 10 нм построение лазеров на свободных электронах допускает (по крайней мере, в принципе) классическую схему, когда ондулятор помещается в резонатор с зеркалами, имеющими многослойные покрытия. Для длин волн порядка единиц нанометров и ниже достаточно эффективных зеркал, необходимых для создания резонаторов, не существует. Одним из выходов является построение безрезонаторного лазера на свободных электронах, в котором формирование когерентного пучка осуществляется в однопроходном режиме самоусиления спонтанного излучения.

На качественном уровне принцип работы безрезонаторного лазера на свободных электронах заключается в следующем (рис. 1.16) [16-17].

Релятивистский электронный сгусток движется вдоль ондулятора, генерируя под нулевым углом ондуляторное излучение с длиной волны

$$\lambda = \frac{\lambda_u}{2\gamma^2} \left( 1 + \frac{K^2}{2} \right). \quad (1.12)$$

При движении электронного сгустка вдоль ондулятора на начальном участке интенсивность ондуляторного излучения увеличивается пропорционально числу частиц в сгустке и пройденному им расстоянию в ондуляторе (рис. 16а). Это излучение распространяется в ондуляторе вдоль движения электронов со скоростью света, тогда как сами электроны, хотя и релятивистские, движутся немного медленнее. В результате электроны отстают от своего излучения и оно, если ток электронного сгустка достаточно большой, а ондулятор длинный, начинает оказывать сильное воздействие на электроны, вошедшие в ондулятор чуть ранее.

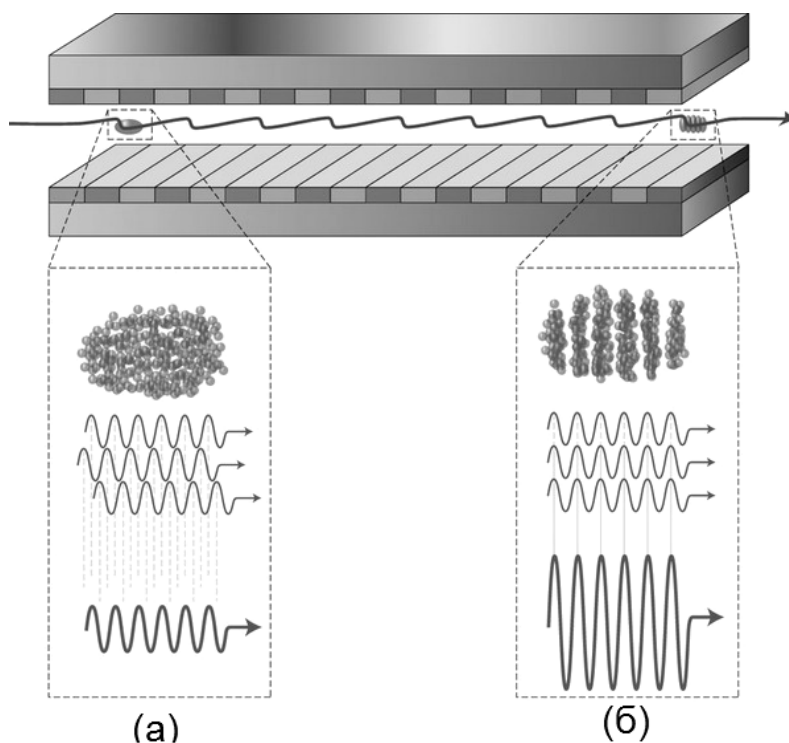


Рис. 1.16. Схема безрезонаторного лазера на свободных электронах, работающего в однопроходном режиме самоусиления спонтанного излучения: а – некогерентное излучение: сгусток электронов на начальном участке ондулятора излучает цуги электромагнитных волн, фазы которых сдвинуты относительно друг друга случайным образом; б – когерентное излучение: электроны, разбитые на микросгустки, излучают синфазные цуги

В результате обмена энергией с генерируемой электронами электромагнитной волной в электронном сгустке возникает продольная модуляция плотности, усиливающаяся по мере прохождения через ондулятор, благодаря синхронизму движения волны и электронов в ондуляторе (на каждом периоде ондулятора электронный сгусток отстает от электромагнитной волны точно на длину волны излучения). В результате обмена энергией с генерируемой электронами электромагнитной волной электронный сгусток оказывается "нарезанным" на микросгустки, отстоящие друг от друга на расстоянии, равном длине волны излучения. Если в сгустке длиной  $l'$  имеется  $N_e \sim 10^9 \dots 10^{10}$  электронов, то в каждом микросгустке

находится  $n_e = N_e \lambda / l' \sim 10^4 \dots 10^6$  электронов. Все микросгустки излучают когерентно (рис. 16б), поэтому поперечный размер и расходимость пучка на выходе из безрезонаторного лазера на свободных электронах, работающего в режиме самоусиления спонтанного излучения, на несколько порядков меньше, чем в случае обычного некогерентного излучения из ондулятора, а интенсивность излучения увеличивается в  $10^4 \dots 10^6$  раз.

В табл. 1.1 приведены данные о рентгеновских лазерах, которые в настоящее время построены и эксплуатируются, строятся либо проектируются. В 2005 г. в исследовательском центре DESY в Гамбурге был осуществлен запуск первого безрезонаторного лазера на свободных электронах (VUV-FEL), работающего в режиме самоусиления спонтанного излучения, излучающего в далекой ультрафиолетовой и мягкой рентгеновской областях спектра ( $\lambda = 6 \dots 30$  нм) и генерирующего импульсы длительностью  $10 \dots 50$  фс [18]. Пиковая яркость лазера в несколько десятков миллионов раз превышает яркость лучших образцов источников синхротронного излучения третьего поколения. Длина ондулятора этого лазера составила 260 м. В настоящее время там же запущен проект следующего лазера (XFEL), создание которого с участием РОСНАНО предполагается завершить в 2015 г. Этот лазер общей длиной 3,4 км должен давать когерентное излучение в еще более коротковолновой области спектра ( $\lambda = 0,1 \dots 6$  нм) [18, 19].

Т а б л и ц а 1.1

Действующие, строящиеся и проектируемые рентгеновские лазеры на свободных электронах

Название	Страна	Статус	$\lambda_{\min}$ , нм
FLASH	Германия	Действует	4,45
LCLS	США	Действует	0,12
XFEL	Германия	Строится	0,10
XFEL/SP-8	Япония	Строится	0,10
FERMI@Elettra	Италия	Строится	4,0
SwissFEL	Швейцария	Проект	0,10
PAL XFEL	Корея	Проект	0,10
LCLS-II	США	Проект	0,6
SPARX	Италия	Проект	0,6
FLASH-II	Германия	Проект	4,0

В 2008 г. в Брукхейвенской национальной лаборатории в Стэнфорде был осуществлен запуск лазера на свободных электронах (LCLS), также работающего в режиме самоусиления спонтанного излучения и генерирующего жесткое рентгеновское излучение ( $\lambda = 0,12 \dots 2,2$  нм) [20]. Рентгеновский лазер LCLS, электронный пучок которого разгоняется линейным ускорителем, формирует очень тонкий, слаборасходящийся

пучок. Сообщается, что на выходе из ондулятора его поперечные размеры составляют  $100 \times 100 \text{ мкм}^2$ , а на рабочем расстоянии 200 м поперечные размеры пучка увеличиваются до  $200 \times 200 \text{ мкм}^2$  [19].

Как уже отмечалось, главным достоинством режима самоусиления спонтанного излучения является возможность отказа от оптического резонатора. Однако при этом его негативной спецификой является элемент случайности в начальных условиях процесса формирования лазерного импульса, связанный со случайными вариациями параметров электронного пучка. В результате интенсивность и спектр лазерного импульса на выходе лазера на свободных электронах также оказываются подверженными хаотическим вариациям в каждой из реализаций эксперимента (рис. 1.17) [10, 16-17].

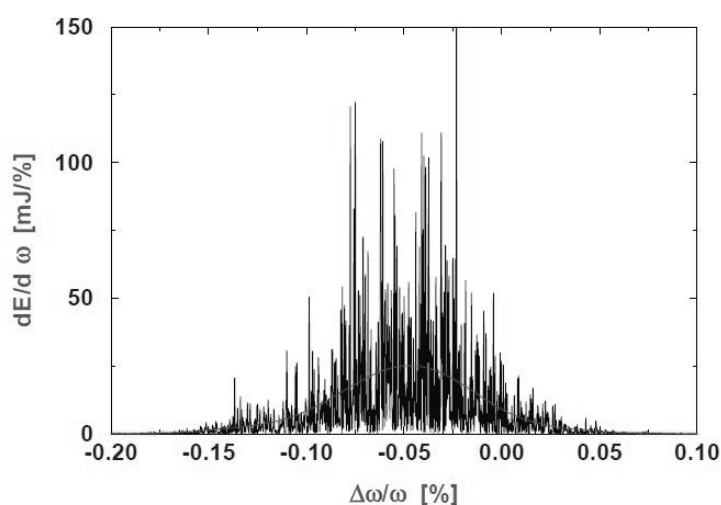


Рис. 1.17. Измеренный спектр излучения лазера на свободных электронах, работающего в режиме самоусиления спонтанного излучения:  
 синий цвет – спектр отдельных импульсов;  
 красный цвет – усредненный спектр по 50 импульсам

Кроме того, с увеличением длины ондулятора усугубляются проблемы, обусловленные неоднородностью амплитуд магнитных полей в ондуляторе и разбросом относительно среднего значения периодов магнитного поля по длине ондулятора. Поэтому, несмотря на то, что теоретически рентгеновский лазер на свободных электронах может иметь весьма узкую спектральную полосу излучения (порядка  $\Delta\lambda/\bar{\lambda} \sim 10^{-4} \dots 10^{-3}$  [39]), реально достижимая спектральная полоса может быть существенно шире. Например, для лазера FLASH измеренная по уровню 0,1 и усредненная по третьей и пятой гармоникам относительная ширина спектральной линии  $\Delta\lambda/\lambda = 0,025$  (рис. 1.18-1.19) [17].

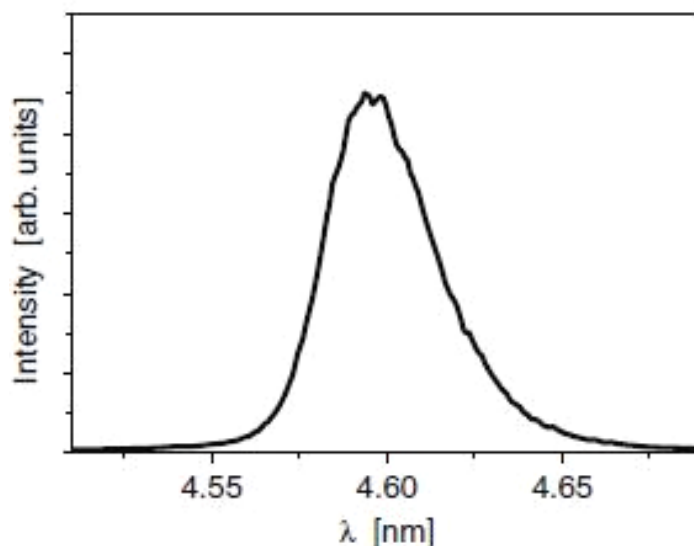


Рис. 1.18. Измеренный спектр излучения третьей гармоники лазера FLASH

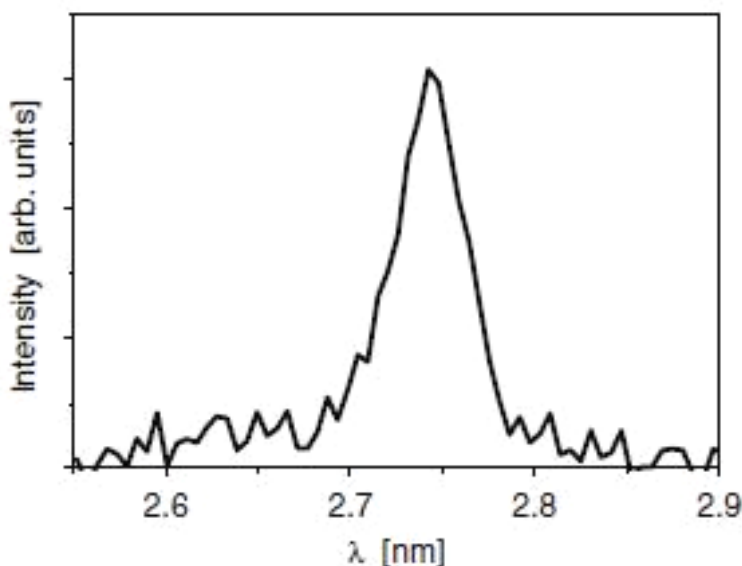


Рис. 1.19. Измеренный спектр излучения пятой гармоники лазера FLASH

Преодоление флуктуационного характера излучения возможно при введении (инъекции) в ондулятор лазера на свободных электронах достаточно интенсивного частотно-стабилизированного затравочного излучения. Именно это предусматривают будущие проекты развития лазера на свободных электронах [21]. Планируется создание в лазере системы из двух ондуляторов, разделенных узкополосным монохроматором.

В первом ондуляторе, работающем в режиме однопроходного самораспространения спонтанного излучения, должен генерироваться первоначальный импульс. Затем импульс излучения проходит дифракционный монохроматор высокого разрешения, который играет роль узкополосного фильтра, для создания когерентной затравки, усиливаемой до насыщения во втором



ондуляторном каскаде. Электронный пучок проходит, минуя монохроматор, по обводному магнитному каналу, в котором устраняется частичное структурирование сгустка по плотности, возникающее в первом ондуляторе.

Использование стабилизированной затравки должно увеличить спектральную яркость на выходе примерно в 100 раз. Предполагается, что выходная мощность «лазера на свободных электронах с затравкой» будет сосредоточена в одной спектральной линии, ширина которой по оценкам должна быть в сто раз уже, если сравнивать с "обычным" лазером на свободных электронах, работающим в режиме самоусиления спонтанного излучения без затравки. Кроме короткой длины волны и перестраиваемости новый вариант лазера на свободных электронах будет обладать пространственно-временной когерентностью, подобно классическим лазерам оптического диапазона.

Что же касается ближайшей перспективы, то у строящегося лазера XFEL планируется получить, в зависимости от типа используемого ондулятора, относительную спектральную полосу, лежащую в диапазоне  $\Delta\lambda/\bar{\lambda}=0,0008\dots 0,0073$  [19].

#### 1.4. Регистрация рентгеновского излучения

Для регистрации рентгеновского излучения используется несколько типов детекторов, которые, как правило, разделяют на фотографические и фотоэлектрические [22]. Первые включают в себя фотографические пленки и рентгеновские резисты, а вторые – фотоэмиссионные детекторы (ионизационные камеры, пропорциональные счетчики, микроканальные пластины) и детекторы с внутренним фотоэффектом (сцинтилляционные счетчики и приборы с зарядовой связью).

Требования к детекторам обусловлены необходимыми рабочими характеристиками, заданными их конструкцией:

- широкий интервал длин волн излучения (0,05 ... 0,25 нм);
- большой диапазон скоростей счета (0,1 ...  $10^6$  имп/с);
- высокая точность измерений;
- необходимость измерений дифракционных линий, накладывающихся на линии и фон с близкой длиной волны [ $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$ ,  $\beta$  – линии, «белый» фон (см. рис. 1.4), флюоресцентное излучение и т.д.]

Газовые счетчики (ионизационные камеры, счетчик Гейгера и пропорциональный счетчик) заполнены инертным газом и снабжены специальными электродами [23]. В них в результате воздействия рентгеновского кванта происходит ионизация атомов и образование фотоэлектронов. Приложенное напряжение обеспечивает каскад вторичной ионизации и газовый разряд, который регистрируется измерительной схемой. Если

энергия падающего рентгеновского кванта приводит к образованию  $N$  пар ионов, то заряд, собирающийся на аноде, будет равен  $BNe$ , где  $B$  – коэффициент газового усиления,  $e$  – заряд электрона. На рис. 1.20 представлена типичная зависимость скорости счета от приложенного напряжения. Величина напряжения определяет, в каком возможном режиме работает газовый детектор – ионизационной камеры, счетчика Гейгера или пропорционального счетчика.

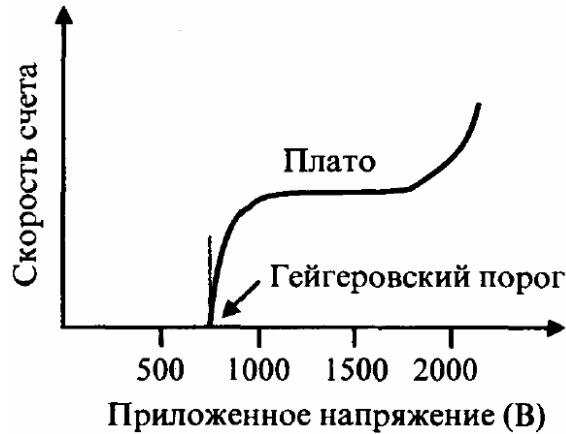


Рис. 1.20. Типичная зависимость скорости счета заряда, собирающегося на аноде газового детектора, от приложенного напряжения

В конструкции счетчика Гейгера (рис. 1.21) катодом служит металлический цилиндр  $C$ , заполненный либо аргоном, либо криптоном. Коаксиально с катодом помещается вольфрамовая проволока  $A$  – анод. Торцы цилиндра закрываются пластинкой из слюды  $B$ , служащей окном для рентгеновского излучения. Для каждого счетчика имеется минимальное напряжение  $V_G$  (гейгеровский порог), ниже которого прибор не работает. При значениях напряжения  $V > V_G$  вторичные электроны приобретают энергию, достаточную для повторной ионизации, процесс ускоряется и между электродами происходит разряд. Для счетчика характерно также так называемое «плато»: в этой области при данной интенсивности входящего рентгеновского пучка число разрядов, регистрируемых в единицу времени, не зависит от приложенного напряжения. Обычно рабочее напряжение счетчика Гейгера выбирается в середине такого «плато». При дальнейшем увеличении напряжения возникает лавина ударной ионизации и, как результат, резкое увеличение спонтанных разрядов (что может привести к поломке счетчика).

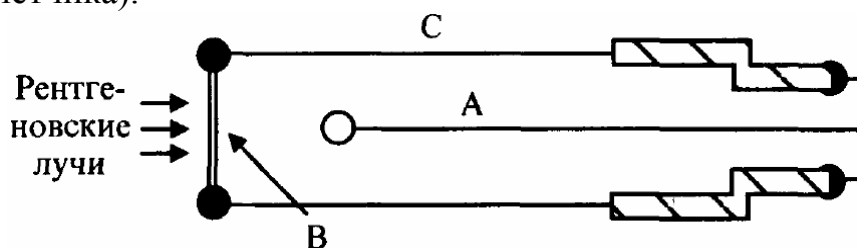


Рис. 1.21. Схема счетчика Гейгера

Чувствительность измерений счетчика Гейгера мала – около  $10^2$  имп/с, поэтому такой счетчик применяют, как правило, в качестве дозиметров. Недостатком счетчика Гейгера является то, что после разряда в течение некоторого времени счетчик не может регистрировать рентгеновские кванты. Это «мертвое время», длительность которого порядка  $10^{-4}$  с. Кроме того, даже при отсутствии входящего пучка счетчик Гейгера продолжает регистрировать отдельные импульсы (собственная активность).

При напряжениях ниже  $V_G$  газовый счетчик перестает действовать как счетчик Гейгера. Величина электрического поля недостаточна для интенсивной вторичной ионизации и не вызовет разряда большой интенсивности. Преодолеть указанную проблему позволяет пропорциональный счетчик. От конструкции счетчика Гейгера пропорциональный счетчик отличается формой анода в виде тонкой нити или острия для обеспечения вблизи анода значительно большей напряженности электрического поля, чем в остальном пространстве между анодом и катодом.

Наиболее распространены цилиндрические пропорциональные счетчики, где катодом является металлический цилиндр (корпус счётчика), внутри которого аксиально протянута тонкая проволока – анод (рис. 1.22). На аноде будет собираться определенное количество электронов, высвободившихся при взаимодействии рентгеновских квантов с атомами газа-наполнителя. Таким образом, зарегистрированный заряд будет пропорционален энергии входящего рентгеновского пучка.

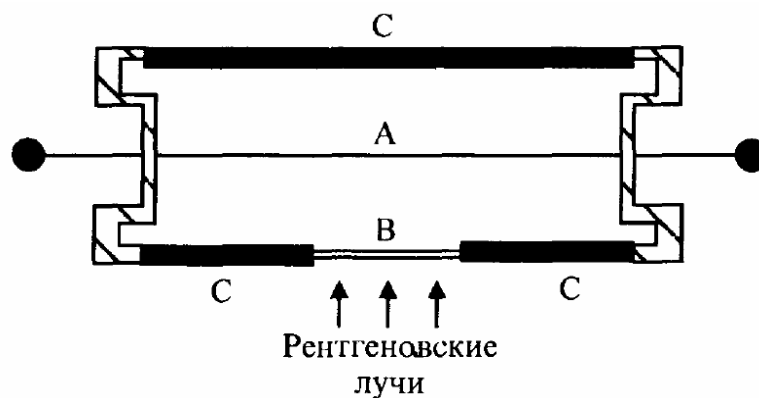


Рис. 1.22. Схема пропорционального счетчика

Пропорциональный счетчик имеет следующие основные преимущества перед счетчиком Гейгера:

- наличие «селектора» зарядов, что позволяет регистрировать только рентгеновские кванты, заключенные в заданных интервалах энергий;
- малость «мертвого» времени, в результате чего отдача пропорционального счетчика остается линейной вплоть до очень больших интенсивностей.

Сцинтилляционный счетчик (рис. 1.23) представляет собой сочетание люминесцентного кристалла и фотоэлектронного умножителя (ФЭУ). Используются кристаллы, например активированный NaI, которые при поглощении рентгеновского кванта испускают свет. Эти фотоны сцинтилляции, достигая катода ФЭУ, преобразуются в фотоэлектроны. Фотоэлектроны ускоряются электростатическим полем и, попадая на первый диод умножителя, выбивают из него вторичные электроны. Каждый фотоэлектрон выбивает на последующем диоде несколько вторичных электронов.

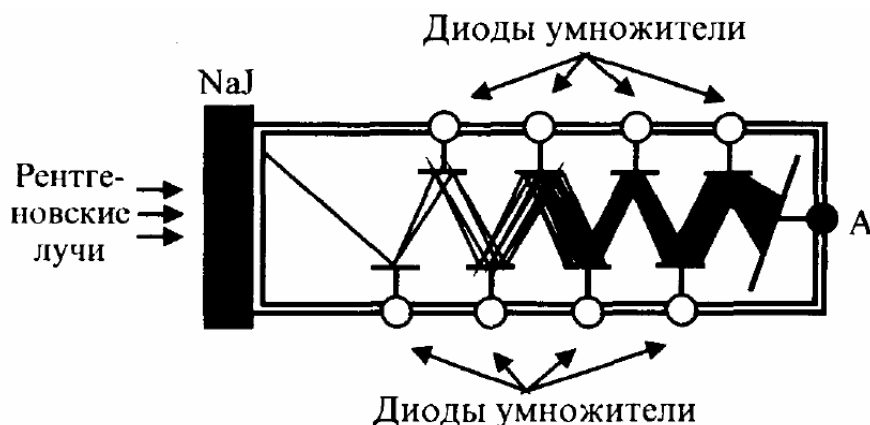


Рис. 1.23. Схема сцинтилляционного счетчика

Повторение эффекта на каскаде из 10 ... 15 диодов определяет на выходе ФЭУ импульс напряжения, пропорциональный энергии регистрируемого рентгеновского кванта. Аналогично пропорциональному счетчику, сцинтилляционный счетчик может работать с электронным дискриминатором величины импульса. Эффективность люминесцентного кристалла может быть очень большой (особенно для коротких длин волн) при малом числе «паразитных» импульсов. Область линейности сцинтилляционного счетчика очень велика.

Были рассмотрены лишь основные принципы работы детекторов, применяемых для регистрации рентгеновских лучей. В современном эксперименте широко используются усовершенствованные конструкции детекторов, позволяющих одновременно регистрировать рентгеновское излучение в широком интервале углов в одной плоскости (линейные детекторы) либо в пространстве (двухкоординатные детекторы).

## 1.5. Особенности поглощения рентгеновского излучения

К числу наиболее замечательных свойств рентгеновского излучения относится их своеобразный закон поглощения. Оказывается, что поглощение рентгеновского излучения веществом совершенно не зависит от его

оптических свойств. Эта особенность объясняется тем, что при распространении рентгеновского излучения в веществе его интенсивность вдали от так называемых краев поглощения достаточно точно подчиняется закону [3, 24]

$$I = I_0 \exp(-cZ^4\lambda^3 d), \quad (1.13)$$

где  $I_0$  – интенсивность рентгеновского параллельного пучка при толщине слоя вещества  $d=0$ ;

$c$  – некоторая постоянная, испытывающая скачок на критических длинах волн;

$Z$  – атомный номер вещества;

$\lambda$  – длина волны.

Для характеристики поглощательной способности вещества в рентгеновской области спектра вводят глубину проникновения излучения  $\tau$ , равную расстоянию, при прохождении которого интенсивность рентгеновского излучения в веществе падает примерно на 63% от первоначального значения, т.е. уменьшается в  $e$  раз. Из уравнения (1.13) следует, что глубина проникновения рентгеновского излучения в вещество определяется выражением

$$\tau \sim 1/(Z^4\lambda^3). \quad (1.14)$$

Из уравнения (1.14), в частности, видно, что если исключить химически неустойчивые щелочные металлы, и прежде всего литий ( $Z=3$ ), наиболее прозрачным веществом в рентгеновской области спектра является бериллий ( $Z=4$ ). Именно из этого материала, как правило, изготавливают «окна» рентгеновских источников, в частности рентгеновских трубок, выводящие рентгеновское излучение наружу.

Из уравнения (1.14) также следует, что свинец ( $Z=82$ ) является одним из лучших поглотителей рентгеновского излучения. Поэтому этот материал широко используется для защиты от него. В частности, свинцовосодержащие стекла хорошо пропускают видимое излучение и практически полностью поглощают рентгеновское излучение. Именно такие стекла широко используются в различных рентгеновских аппаратах, а также в оборудовании лабораторий и помещений, содержащих рентгеновскую технику и источники рентгеновского излучения.

Наконец, из уравнения (1.14) видно, что в отличие от фотонов жесткого рентгеновского излучения длина пробега фотонов мягкого рентгеновского излучения практически во всех веществах (включая воздух) очень мала и не превышает нескольких микрометров.

Особые поглощательные свойства рентгеновского излучения, их малая длина волны и, соответственно, большая энергия фотонов используются в различных областях применения рентгеновского излучения.

## 1.6. Основные области применения рентгеновского излучения

### 1.6.1. Абсорбционная рентгенография

*Абсорбционная рентгенография* – это регистрация «теневого» изображения исследуемого объекта, возникающего вследствие неодинакового поглощения рентгеновского излучения разными участками объекта (рис. 1.24) [22]. С момента открытия рентгеновских лучей широко используется в медицине (рис. 1.25) и дефектоскопии (рис. 1.26).

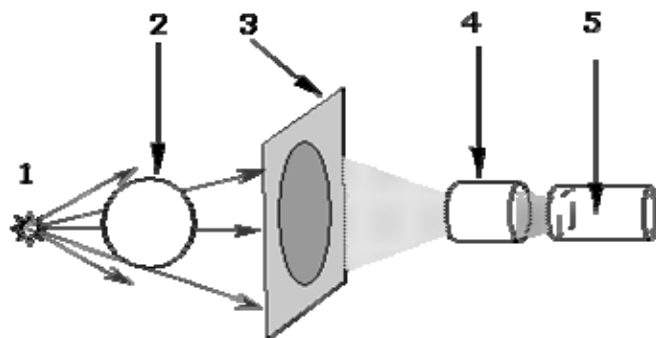


Рис. 1.24. Схема установки для получения абсорбционных рентгенограмм: 1 – источник рентгеновского излучения; 2 – объект исследования; 3 – люминесцентный экран; 4 – объектив; 5 – камера с ПЗС матрицей



Рис. 1.25. Одна из первых рентгенограмм, полученных Рентгеном



Рис. 1.26. Рентгенограмма замка, расположенного под стальной плитой

### 1.6.2. Рентгеновская микроскопия

Рентгеновская микроскопия [25], по своему пространственному разрешению занимает промежуточное положение между оптической и электронной микроскопией. Вместе с тем она имеет ряд преимуществ, связанных с физикой взаимодействия рентгеновского излучения с веществом, перед другими локальными методами исследования. В частности, по сравнению с электронной микроскопией микроскопия мягкого рентгеновского излучения позволяет исследовать биологические объекты в жидкой фазе. В настоящее время создано несколько типов рентгеновских микроскопов: проекционные (рис. 1.27), контактные, изображающие и сканирующие. Два последних типа имеют более широкие возможности, включая высокое разрешение, однако для преобразования рентгеновских пучков они требуют использования соответствующей оптики (рис. 1.28).

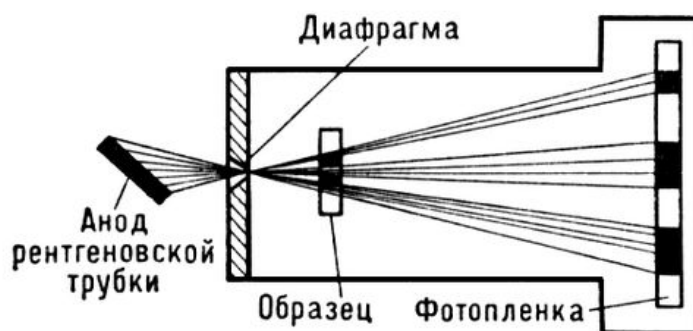


Рис. 1.27. Принципиальная схема проекционного рентгеновского микроскопа

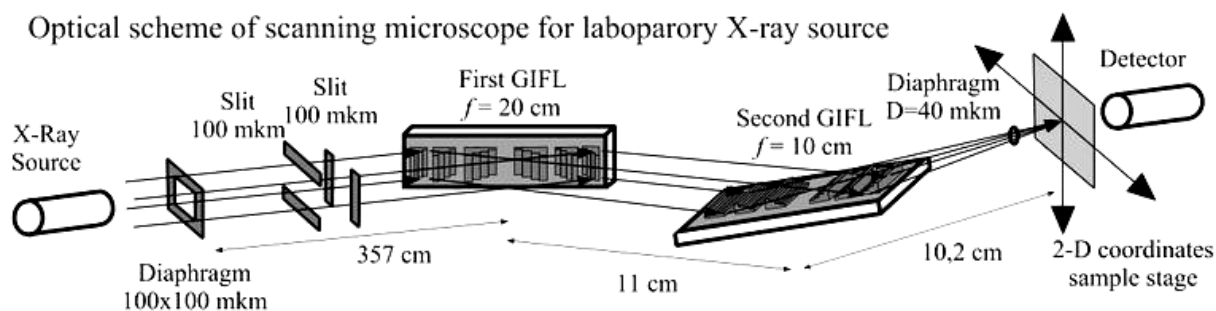


Рис. 1.28. Оптическая схема рентгеновского сканирующего микроскопа с использованием оптических элементов скользящего падения

### 1.6.3. Рентгеновская литография

*Рентгеновская литография* – метод микроэлектронной технологии, заключающийся в формировании с субмикронным разрешением защитной маски заданного профиля на поверхности подложки [26, 27]. Схема формирования маски представлена на рис. 1.29.

Излучение рентгеновского источника 1 с размером излучающей поверхности  $d$  попадает на рентгеношаблон, расположенный на рас-

стоянии  $L$  от него и состоящий из прозрачной для излучения мембраны 2 и сильно поглощающего покрытия 3, в котором сформирован рисунок. Пройдя через свободные от маскирующего покрытия участки шаблона, излучение экспонирует пленку резиста 4, покрывающую поверхность подложки 5. Благодаря малой длине волны рентгеновского излучения методы рентгеновской литографии обладают высокой разрешающей способностью (порядка 10 нм).

По сравнению с электронной и ионной литографиями в рентгеновской литографии малы радиационные повреждения формируемых структур и высока производительность благодаря возможности одновременной обработки больших площадей образца. Рентгеновская литография также отличается большой глубиной резкости, а также малым влиянием подложки и ее топографии на разрешающую способность.

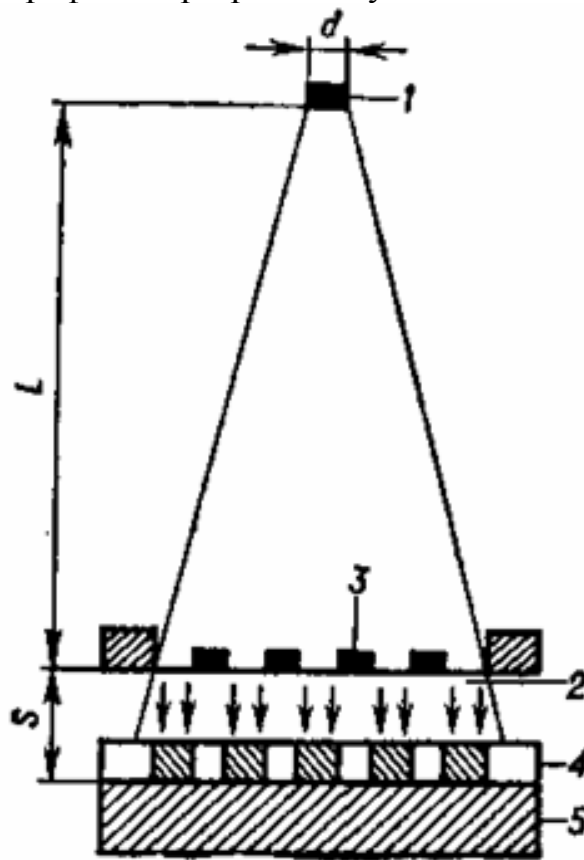


Рис. 1.29. Схема рентгеновской литографии

#### 1.6.4. Рентгеновская кристаллография. Дифрактометры

*Рентгеновская кристаллография* (рентгеновский структурный анализ) – это метод исследования расположения атомов в кристаллических веществах. В основе метода лежит тот факт, что атомное строение кристалла определяется тем, как пучок рентгеновских лучей дифрагирует на нем в разных направлениях (рис. 1.30) [28].



Различные задачи рентгеновской кристаллографии экспериментально решаются, как правило, с помощью дифрактометров. В нашей стране наибольшее распространение получили отечественные приборы серии ДРОН (аббревиатура слов: дифрактометр рентгеновский общего назначения).

В научно-исследовательской лаборатории Пензенского государственного университета архитектуры и строительства функционирует рентгеновский дифрактометр ДРОН-7 (см. рис. 1.31) [29]; поэтому основные особенности и возможности рентгеновской кристаллографии рассмотрим на примере именно этого прибора.

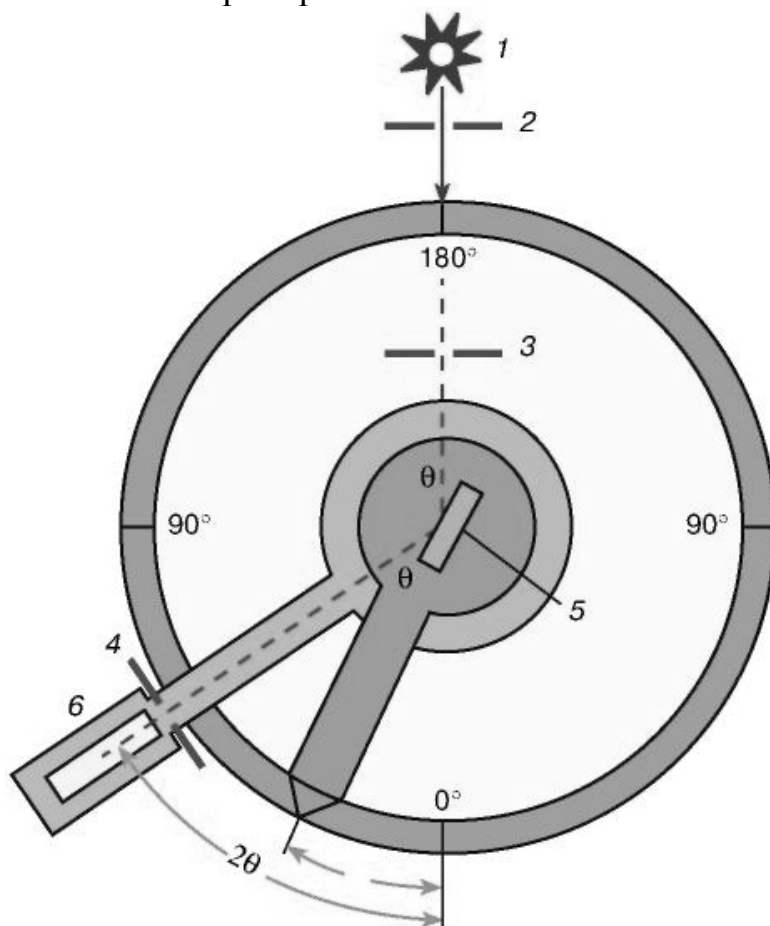


Рис. 1.30. Схема рентгеновской установки У. Брэгга по изучению строения кристаллов:

1 – источник рентгеновского излучения; 2, 3, 4 – коллимирующие щели; 5 – исследуемый кристалл; 6 – ионизационная камера

С помощью дифрактометра типа ДРОН могут быть решены следующие основные метрологические, технологические и научно-исследовательские задачи материаловедения:

- качественный и количественный анализ фазового состава сырья, продукции и промышленных отходов;
- определение структурных характеристик и анализ степени чистоты кристаллических материалов;

- анализ напряженного и текстурированного состояния материалов и покрытий;
- определение ориентировки монокристаллических заготовок;
- разработка технологии получения материалов с заданными свойствами и создание новых кристаллических материалов;
- исследование фазовых превращений и химических реакций в специальных условиях;
- определение атомной структуры вещества.



Рис. 1.31. Внешний вид дифрактометра ДРОН-7

Основные элементы конструкции дифрактометра типа ДРОН представлены на рис. 1.32 [30].

Гониометр является основой рентгеновского дифрактометра и представляет собой прецизионный оптико-механический прибор для одновременной регистрации направления дифрагированного на исследуемом образце рентгеновского излучения и положения исследуемого образца в

момент возникновения дифракции. Точность оптической и механической систем гониометра определяет качество всех дифракционных измерений. В гониометрах типа ДРОН определять положение исследуемого образца и детектора можно с точностью до  $0,005^\circ$ .

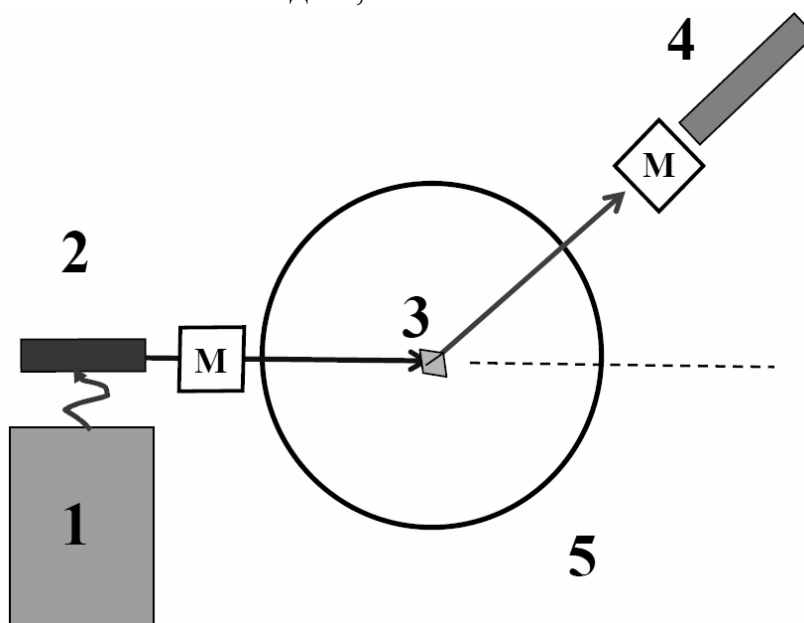


Рис. 1.32. Конструкция дифрактометра типа ДРОН:  
 1 – высоковольтный генератор; 2 – рентгеновская трубка;  
 3 – исследуемый образец (монокристалл или кристаллический порошок);  
 4 – детектор (система регистрации рентгеновского излучения);  
 5 – рентгеновский гониометр; М – монохроматор

Монохроматоры дифрактометра призваны выделить узкую спектральную линию характеристического излучения данной длины волны из спектра излучения рентгеновской трубки, представляющего собой наложение сплошного и линейчатого спектров соответственно тормозного и характеристического излучений (см. рис. 1.4). Основой монохроматоров рентгеновских дифрактометров являются плоские или изогнутые кристаллы и селективно-поглощающие фильтры ( $\beta$ -фильтры). Схема фокусировки в горизонтальной плоскости приведена на рис. 1.33.

Фокус рентгеновской трубки  $F$  и приемная щель детектора  $D$  расположены на окружности гониометра радиуса  $R_r$ , в центре которой находится плоский образец  $P$ . Ось круга гониометра расположена на поверхности образца, а детектор может перемещаться по этому кругу.

В дифрактометрах типа ДРОН используется фокусирующая схема Брэгга – Brentano [23, 31], основанная на следующем свойстве окружности (эту окружность называют окружностью фокусировки, и она на рис. 1.33 показана пунктиром): если из точки, лежащей на окружности (точка  $F$  на рис. 1.33), направить пучок расходящихся лучей, то после отражения от этой окружности все лучи вновь соберутся в одной точке, лежащей на окружности фокусировки (точка  $D$  на рис. 1.33). Фокусировка по Брэггу –

Брентано основана на равенстве вписанных углов, опирающихся на одну и ту же дугу; поэтому, если пренебречь отклонением плоской поверхности исследуемого образца от окружности фокусировки, то можно считать, что все лучи, отраженные от разных точек образца, попадают в приемную щель детектора  $D$  (см. рис. 1.33).

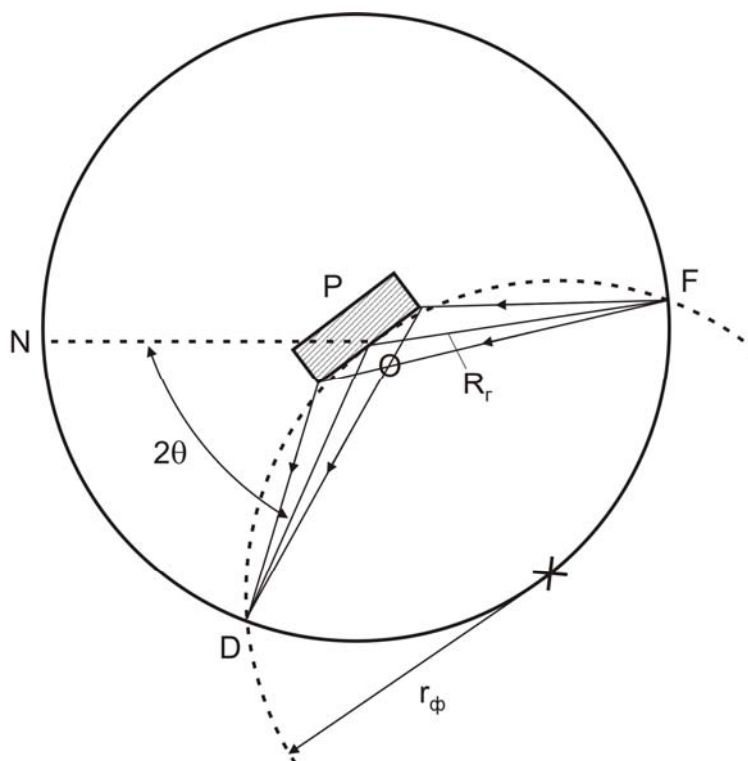


Рис. 1.33. Схема фокусировки по Брэггу – Брентано:  
 $P$  – исследуемый образец;  $N$  – нулевая линия гониометра;  
 $O$  – центр окружности гониометра;  $R_r$  – радиус круга гониометра;  
 $F$  – фокус рентгеновской трубки;  $D$  – приёмная щель детектора;  
 $r_\phi$  – радиус окружности фокусировки

Поскольку поверхность плоского образца лишь в одной точке (на оси гониометра) совпадает с окружностью фокусировки, то фокусировка по Брэггу – Брентано не является идеальной. Ее можно улучшить уменьшением горизонтальной (в плоскости окружности фокусировки) и вертикальной (в плоскости, перпендикулярной к окружности фокусировки) расходимостей пучка рентгеновских лучей, а искажения дифракционной картины вследствие нарушения условий фокусировки можно снизить за счет регулирования сечения регистрируемого детектором пучка дифрагированных рентгеновских лучей, уменьшая размеры входных щелей.

Так как в гониометрах должно выполняться условие фокусировки при любом угле поворота образца, а детектор может регистрировать интенсивность рентгеновского излучения только для фиксированного угла рассеяния, то при вращении образца необходимо осуществлять и вращение детектора. Совпадение этих осей вращения гарантируется заводом-изготовителем, и невыполнение этого условия делает гониометр

непригодным к работе. Общая ось вращения образца и детектора должна находиться при любом положении образца строго на его отражающей поверхности, и эту ось должна пересекать ось первичного пучка излучения рентгеновской трубки. При этом нормаль к отражающей плоскости образца должна лежать в плоскости, в которой лежат оси первичного и отраженного пучков (линии  $FO$  и  $OD$  на рис. 1.33), и быть перпендикулярной оси вращения гониометра. Что же касается угловых скоростей вращения гониометра и детектора, то, поскольку при повороте нормали к отражающей плоскости образца на угол  $\theta$  ось отраженного пучка поворачивается на угол  $2\theta$ , угловая скорость вращения детектора должна быть вдвое большей угловой скорости вращения исследуемого образца, а следовательно, и гониометра. Такое соотношение этих угловых скоростей обеспечивается с помощью редуктора гониометра.

Конструкция кожуха рентгеновской трубки обеспечивает использование точечной или линейной проекции фокуса трубки. В случае применения точечной проекции расходимость первичного и дифрагированного пучков рентгеновских лучей ограничивают системой диафрагм (щелей) в горизонтальном и вертикальном направлениях. Горизонтальная расходимость пучка ограничивается диафрагмами (щелями) 2 и 5 (рис. 1.34), вертикальный размер пучка – диафрагмами 1 и 7. При использовании линейной проекции фокуса трубки дополнительно устанавливают щели Соллера 3, уменьшающие вертикальную расходимость.

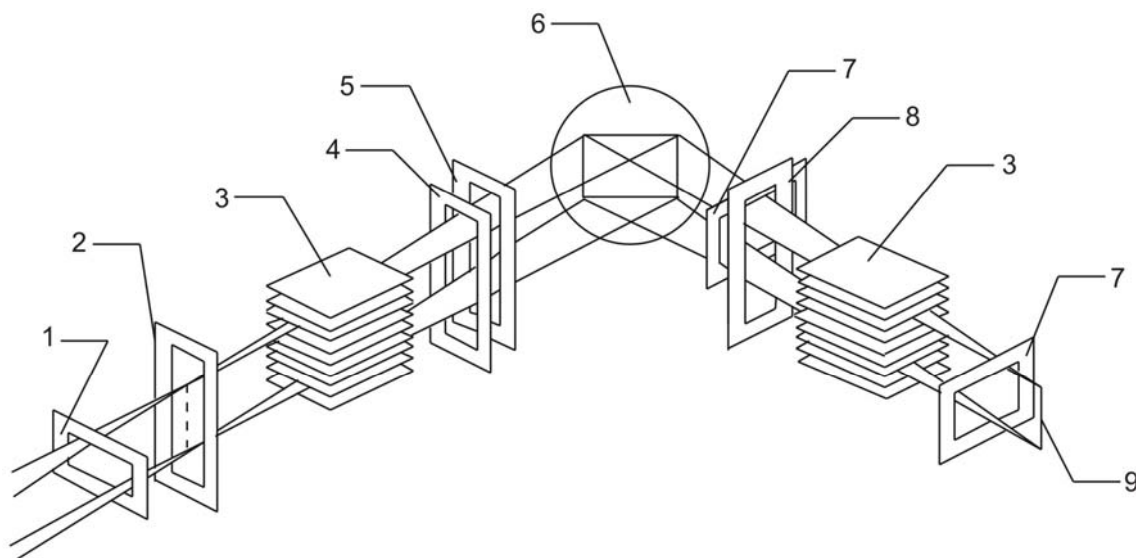


Рис. 1.34. Рентгенооптическая схема дифрактометра ДРОН-7:

1 – регулируемая горизонтальная диафрагма, ограничивающая размер окна детектора по вертикали; 2 – входная вертикальная диафрагма, определяющая горизонтальную апертуру окна детектора; 3 – щели Соллера, уменьшающие вертикальную расходимость пучка; 4 – селективно-поглощающий фильтр ( $\beta$ -фильтр); 5 – антирассеивающая вертикальная диафрагма; 6 – плоский образец; 7 – горизонтальные диафрагмы, ограничивающие размер первичного пучка по горизонтали; 8 – вертикальная диафрагма, ограничивающая размер первичного пучка по вертикали; 9 – фокус рентгеновской трубки

Отсутствие щелей Соллера приводит к искажению профилей дифракционных пиков и к смещению их положений в сторону ближних углов. Для уменьшения уровня фона на ближних углах дополнительно устанавливают антирассеивающую вертикальную диафрагму 5.

Типичный вид дифрактограммы, т.е. распределения интенсивности рентгеновского излучения, получаемого в результате дифракции излучения на кристаллографических плоскостях исследуемого образца и зарегистрированного детектором дифрактометра типа ДРОН, показан на рис. 1.35.

В заключение отметим, что с кинематической точки зрения дифрактометры типа ДРОН, т.е. дифрактометры общего назначения, имеют лишь одну степень свободы: образец и детектор могут вращаться вокруг только одной оси. Конструкция автоматических дифрактометров характеризуется более сложной кинематикой с несколькими осями возможного вращения образца и детектора. Последнее, в частности, необходимо при решении сложных экспериментальных задач определения координат атомов в элементарной ячейке и уточнения структур кристаллов.

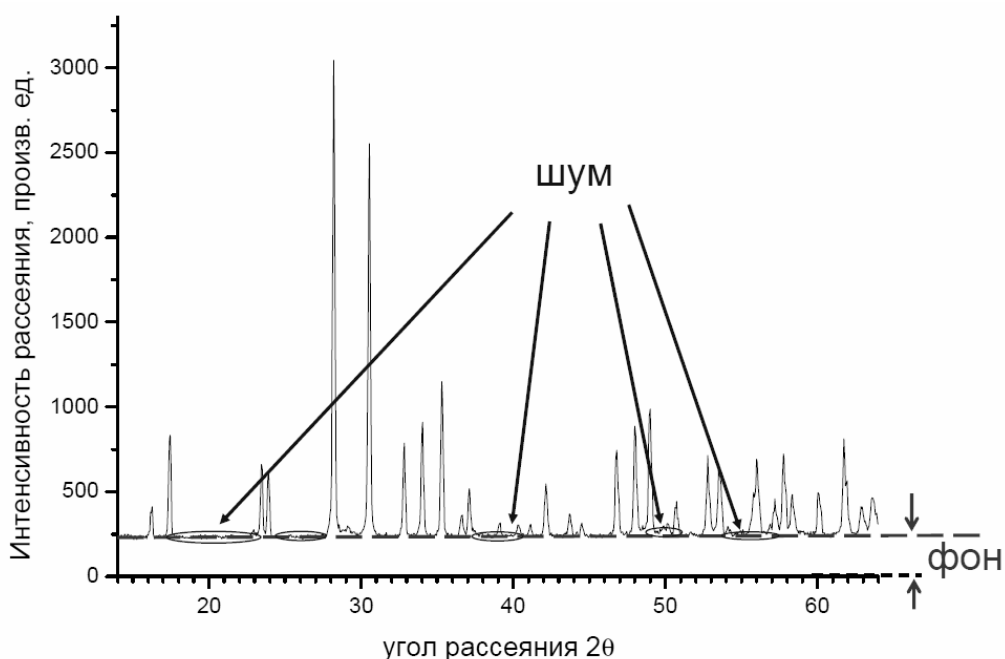


Рис. 1.35. Дифрактограмма ортотанталата иттрия ( $YTaO_4$ )

### 1.6.5. Рентгеновская спектроскопия

При взаимодействии образца с рентгеновским излучением часть излучения проходит через образец, часть рассеивается и часть поглощается веществом образца. Поглощение рентгеновского излучения веществом приводит к проявлению сразу нескольких эффектов, одним из которых является рентгеновская флуоресценция – испускание веществом вторичного рентгеновского излучения. Рентгеновскую флуоресценцию можно рассматривать как процесс, происходящий в три стадии (рис. 1.36):

- рентгеновский фотон с высокой энергией «выбивает» из атома электрон с одной из его внутренних электронных оболочек;
- возникает нестабильное высокоэнергетическое состояние атома с электронной вакансией;
- вакансию занимает электрон с одной из внешних электронных оболочек; избыточная энергия выделяется в виде кванта рентгеновской флуоресценции. По энергии и количеству этих квантов судят о строении исследуемого вещества [32].

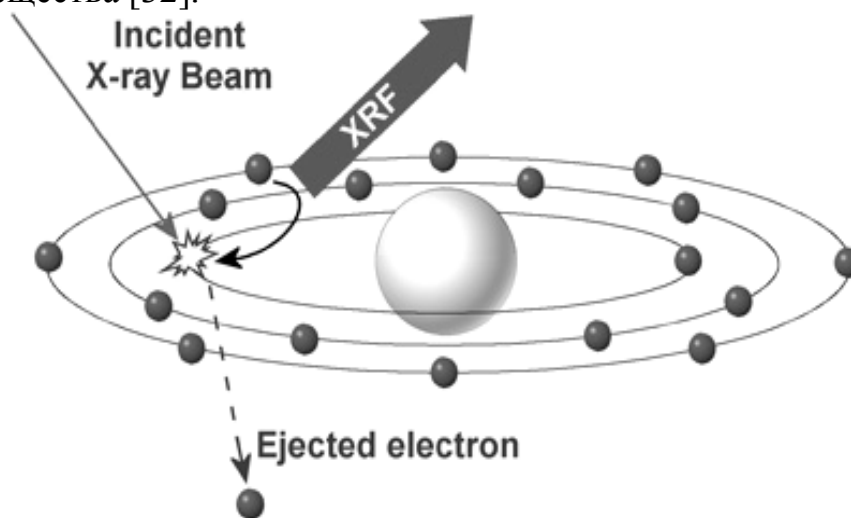


Рис. 1.36. Рентгеновская флуоресценция

### 1.6.6. Рентгеновская томография

Рентгеновская томография [33] – это метод послойного исследования структуры неоднородных объектов, основанный на зависимости коэффициента пропускания в рентгеновском диапазоне от состава и плотности вещества (рис. 1.37). Методы рентгеновской томографии широко используются в медицинской диагностике и технике неразрушающей дефектоскопии.

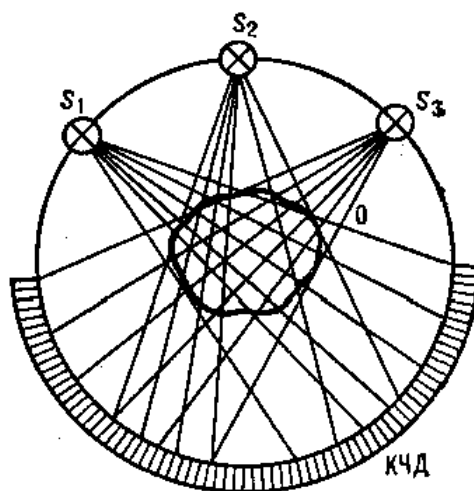


Рис. 1.37. Схема рентгеновского томографа с несколькими источниками ( $S_1$ ,  $S_2$ ,  $S_3$ ) и координатно-чувствительным детектором (КЧД)

### 1.6.7. Рентгеновская астрономия

Рентгеновская астрономия – это раздел экспериментальной астрономии, исследующий источники космического рентгеновского излучения [35, 36]. Рентгеновское излучение от космических объектов не может быть зарегистрировано на поверхности Земли из-за поглощения в атмосфере. Поэтому первые эксперименты в области рентгеновской астрономии проводились с помощью детекторов, размещенных на аэростатах и высотных ракетах. С их помощью удалось зарегистрировать рентгеновское излучение только одного космического объекта – Солнца. Рентгеновское излучение от более удаленных объектов – пульсаров, квазаров, черных дыр – удалось зарегистрировать благодаря размещению рентгеновских телескопов на искусственных спутниках Земли (рис. 1.38).



Рис. 1.38. Космический аппарат с рентгеновским телескопом

Таким образом, практически во всех областях эффективное применение рентгеновского излучения требует использования соответствующей оптики, которая была бы способна осуществлять, по крайней мере, простейшие преобразования с рентгеновскими пучками, и прежде всего их фокусировку. В дальнейшем будут рассмотрены основные пути создания рентгеновских фокусирующих элементов.



## 2. РЕНТГЕНОВСКАЯ ОПТИКА ОТРАЖЕНИЯ

### 2.1. Показатель преломления

Специфика воздействия рентгеновского излучения на вещество определяется тем, что в этой спектральной области оптическая константа вещества  $\delta$ , иногда называемая декрементом показателя преломления и описывающая поляризуемость, положительна и очень мала (величина  $\delta \sim 10^{-8} \dots 10^{-4}$  увеличивается с ростом длины волны  $\lambda$  по квадратическому закону:  $\delta \sim \lambda^2$ ) [3]. Поэтому выражения для диэлектрической проницаемости  $\varepsilon$  и показателя преломления вещества  $n$  в рентгеновской области спектра записывают в виде

$$\varepsilon = 1 - 2\delta + i\beta \quad (2.1)$$

и

$$n = 1 - \delta, \quad (2.2)$$

где  $\beta$  – оптическая константа вещества, описывающая его поглощательную способность, причем  $\beta \sim \lambda^3$ .

В связи с тем, что для рентгеновского излучения показатель преломления  $n < 1$  (первым это экспериментально получил шведский ученый В. Стенстрем [25]) и вакуум является оптически наиболее плотной средой, при падении рентгеновского луча под малым углом скольжения  $\theta$  из вакуума на гладкую поверхность вещества происходит *полное внешнее отражение* (ПВО) луча. Критический угол

$$\theta_c = \sqrt{2\delta}, \quad (2.3)$$

и с возрастанием длины волны  $\lambda$  этот угол увеличивается по линейному закону. Причем, если  $\theta_c$  измерять в градусах, а  $\lambda$  – в нанометрах, то достаточно грубо можно считать, что по порядку величины [26]

$$\theta_c \approx \lambda. \quad (2.4)$$

Здесь отметим, что полное внешнее отражение наблюдается лишь в той области рентгеновского излучения, в которой можно положить  $\beta = 0$ . Последнее же соответствует случаю жесткого рентгеновского излучения для длин волн короче 0,2...0,5 нм, для которых константа  $\beta \sim 10^{-4} \dots 10^{-6}$ .

На явлении полного внешнего отражения основано действие зеркал скользящего падения [36]. Такие зеркала в случае мягкого рентгеновского излучения получают полировкой соответствующих поверхностей. При этом, если зеркало используется для формирования изображения, то

высота шероховатостей, как правило, не должна превышать 1...2 нм. Современная технология позволяет получать столь гладкие поверхности достаточно большого диаметра.

## 2.2. Многослойные зеркала

Амплитудный коэффициент отражения при углах скольжения, превышающих критический угол  $\theta_c$ , составляет  $10^{-2} \dots 10^{-4}$ . Для увеличения коэффициента отражения при углах скольжения, превышающих критический угол, отражательную оптику мягкого рентгеновского излучения делают многослойной, чередуя слои вещества с большой атомной массой, такого, как вольфрам или молибден, и вещества с малой атомной массой, такого, как углерод или кремний. По принципу действия такие структуры аналогичны многослойным тонкопленочным покрытиям в оптике видимого диапазона, и их действие основано на конструктивной интерференции волн, отраженных от различных границ раздела структуры. При этом, очевидно, что толщина отдельного слоя должна быть порядка длины волны, а число пар слоев в современных зеркалах колеблется от 10 до 1500. При таком большом числе слоев коэффициент отражения удается довести до величины порядка 50...70% и выше [38, 39]. В нашей стране наибольшие успехи в изготовлении многослойных рентгеновских зеркал достигнуты в Институте физики микроструктур РАН (г. Н.Новгород) [39].

В случае жесткого рентгеновского излучения многослойные зеркала получают на основе монокристаллов, работающих как брэгговские отражатели (рис. 2.1). Достигнутые параметры рентгеновских зеркал приведены в табл. 2.1 [11].

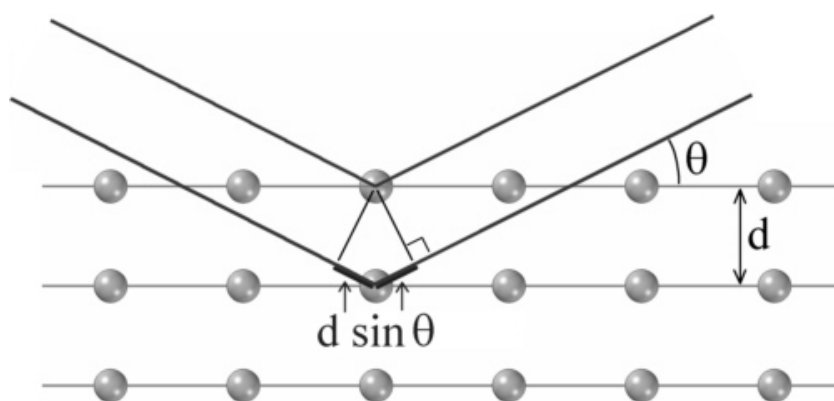


Рис. 2.1. Брегговское отражение от кристалла

Т а б л и ц а 2.1

## Параметры рентгеновских зеркал

Параметр	Значение
Энергия фотонов, кэВ	0,1...100
Длина волны, нм	0,01...10
Фокусное расстояние, мм	5...10000
Размер зеркала, мм	2...3000
Материалы:	
подложек	стекло, BK7, кварц, Si, ULE <sup>TM</sup> , Zerodur <sup>TM</sup>
зеркал ПВО	Au, Pt, Rh, Pd, Al, Si, C, Ru
пар слоев многослойных структур	W/C, Mo/Si, Ni/C, Cr/Sc, La/B4C, Ta/Si
Число пар слоев многослойных структур	10-1000
Период чередования пар, нм	1...12
Спектральный коэффициент отражения	0,1...0,9

### 2.3. Зеркала на криволинейных поверхностях

Искривленные зеркала для мягкого рентгеновского излучения получают либо путем точения соответствующей заготовки, либо путем предварительного изготовления более простой по форме поверхности с последующим контролируемым ее изгибом до желаемой формы. Второй способ применительно к монокристаллам используется при изготовлении фокусирующей отражающей оптики жесткого рентгеновского излучения.

В случае скользящего падения источник излучения оказывается сильно смещенным от оптической оси зеркала, поэтому осуществляемое им преобразование формы волнового фронта сопровождается значительными aberrациями, преобладающей из которых, как правило, является астигматизм. В результате при однократном отражении от сферического зеркала получить сколь-нибудь приемлемое изображение невозможно [37].

### 2.4. Системы скользящего падения

Для компенсации aberrаций используются составные системы, в которых излучение при скользящем падении отражается от двух и более сферических или асферических поверхностей. Исторически первой системой такого типа была система, предложенная в 1948 г. Полем Кирпатриком и Альбертом Баезом [40]. Оптическая схема Кирпатрика-Баеза представлена на рис. 2.2 и в простейшем случае состоит из двух цилиндрических зеркал со скрещенными плоскостями падения. На основе

этой системы были созданы первые рентгеновские зеркальные микроскопы и телескопы.

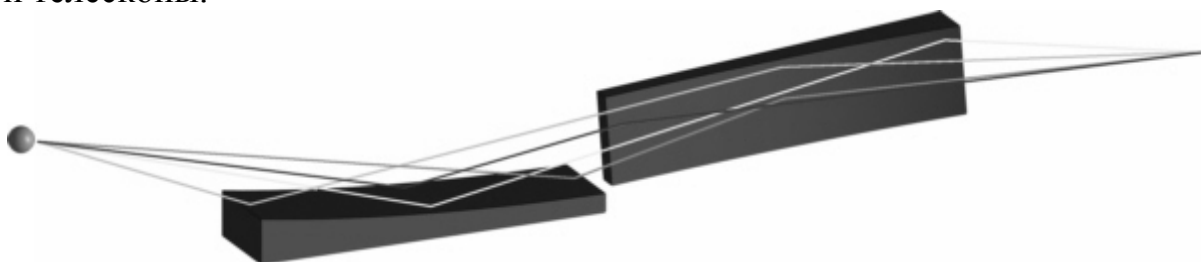


Рис. 2.2. Оптическая схема Кирпатрика – Баеза

Скрещенная система Кирпатрика – Баеза имеет ряд недостатков. Во-первых, эта система анаморфотна, поскольку коэффициенты увеличения во взаимно перпендикулярных направлениях неодинаковы из-за разницы расстояний от зеркал до источника и его изображения. Во-вторых, в системе не устранены сферическая aberrация и кома, что существенно ограничивает ее апертуру. Для уменьшения aberrаций Монтель [41] предложил схему из двух соприкасающихся и расположенных перпендикулярно друг другу зеркал, имеющих форму эллиптических цилиндров (рис. 2.3). Однако из-за трудности изготовления такие системы распространения не получили.

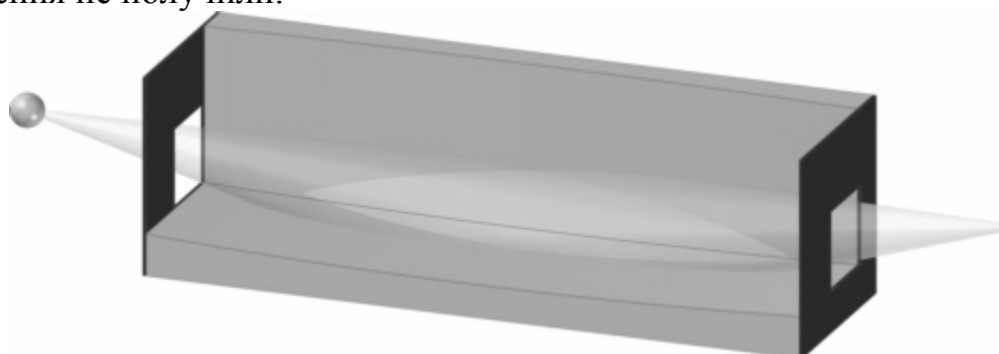


Рис. 2.3. Оптическая схема Монтеля

Крупный шаг в развитии изображающей рентгеновской оптики был сделан в 1952 г. Гансом Вольтером из Кильского университета, который предложил использовать осесимметричные, глубоко асферические зеркала с поверхностями второго порядка [42]. Такие зеркала не имеют астигматизма и сферической aberrации, апертура пучка может быть значительно большей, чем в системах скрещенных зеркал. Вольтер показал, что кома, препятствующая построению изображений с помощью одиночных осесимметричных зеркал скользящего падения, значительно снижается в системах с четным числом отражений. К ним относятся системы «параболоид – гиперболоид», «эллипсоид – гиперболоид», «параболоид – эллипсоид» и ряд других.

Различают три *оптические схемы Вольтера*. В схеме Вольтера I типа оба отражения происходят на внутренних поверхностях (рис. 2.4). При этом первое зеркало является эллиптическим (при конечном расстоянии до предмета) или параболическим (при бесконечно удаленном предмете). Второе зеркало является гиперболическим, так что один из фокусов гиперboloида совпадает с одним из фокусов эллипсоида или параболоида.

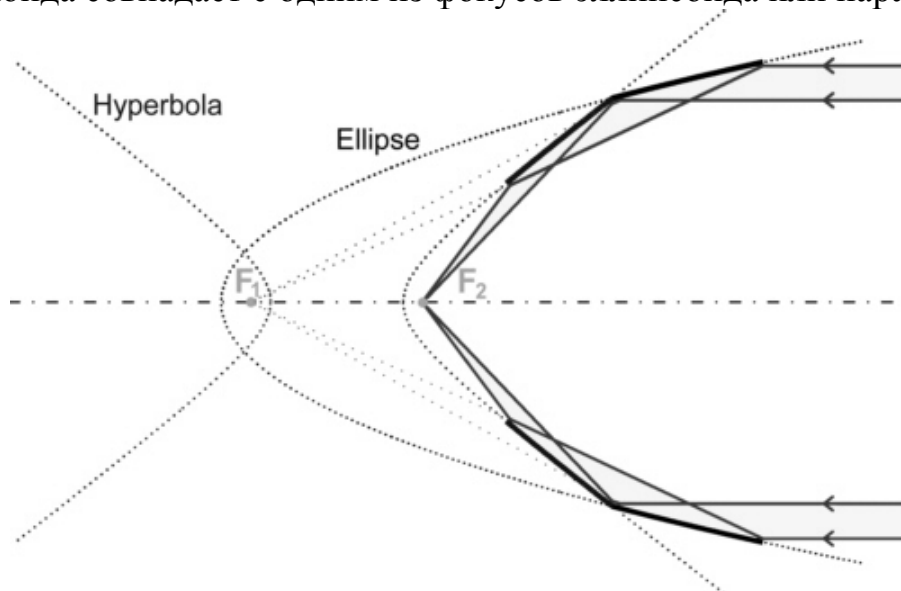


Рис. 2.4. Оптическая схема Вольтера I типа (источник справа)

В схемах Вольтера II и III типов используются те же зеркала. Однако в схеме II типа первое отражение происходит на внутренней, а второе – на внешней поверхности (рис. 2.5), а в схеме III типа, наоборот, первое отражение происходит на внешней, а второе – на внутренней поверхности (рис. 2.6).

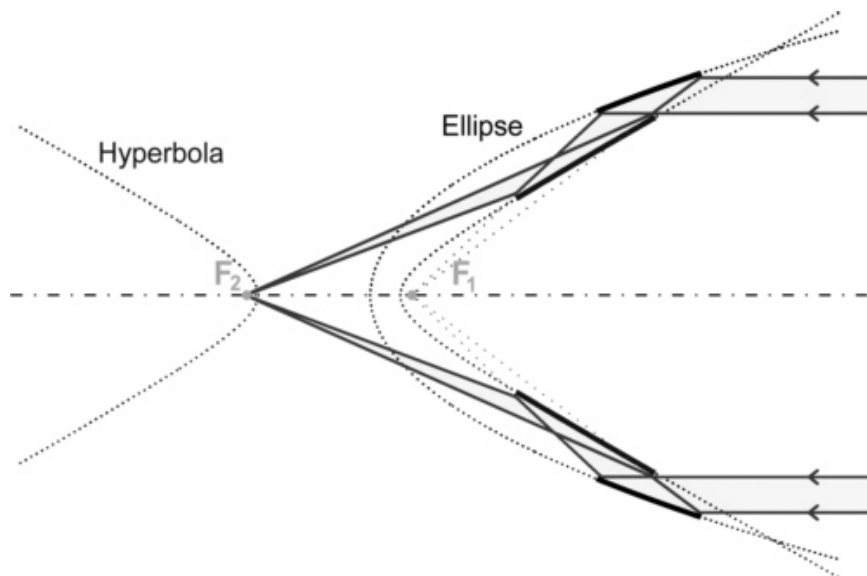


Рис. 2.5. Оптическая схема Вольтера II типа (источник справа)

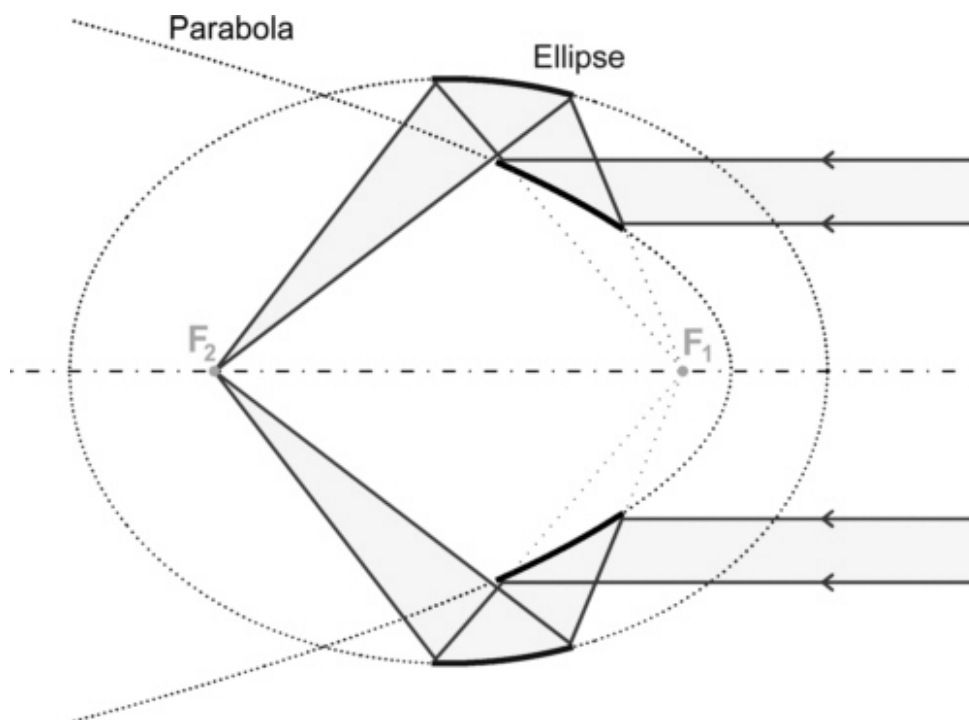


Рис. 2.6. Оптическая схема Вольтера III типа (источник справа)

Как уже отмечалось, вследствие осевой симметрии для лучей, проходящих через фокус, и использования асферических поверхностей второго порядка в системах Вольтера, по сравнению с системой Кирпатрика – Баеза, полностью отсутствует астигматизм и сферическая aberrация, а также существенно снижена кома. Подробный анализ рассмотренных зеркальных систем и методы их aberrационного расчета приведены в [37].

## 2.5. Совмещенные системы

Геометрическая собирающая площадь объективов Вольтера, схемы которых представлены на рис. 2.4-2.6, определяется узким кольцевым отверстием, ширина которого зависит от длины зеркал и угла скольжения. Увеличение длины зеркал приводит к росту aberrаций, а максимально допустимый угол скольжения ограничивается критическим углом полного внешнего отражения. Эти ограничения приводят к тому, что коэффициент использования площади входного сечения таких объективов не превышает 10%.

Для увеличения геометрической площади и повышения светосилы объектива используют несколько конструктивных решений. В одном из них применяют совмещенные системы скользящего падения, состоящие из нескольких пар зеркал различного диаметра, имеющих общую оптическую

ось и одинаковое фокусное расстояние. В такой системе зеркала как бы вкладываются друг в друга (или иначе образуют «гнезда»). На рис. 2.7 приведена конструкция объектива с вложенными зеркалами, собранного по схеме Вольтера I типа, а на рис. 2.8 – ход лучей в таком объективе.

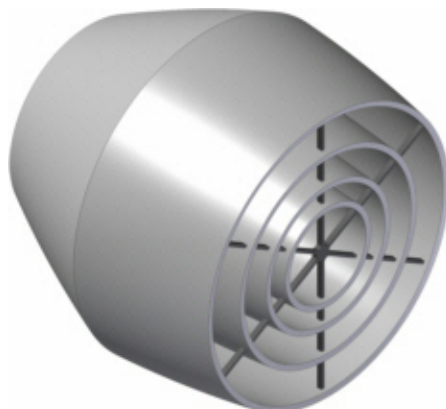


Рис. 2.7. Конструкция объектива типа «Вольтер-I» с вложенными зеркалами

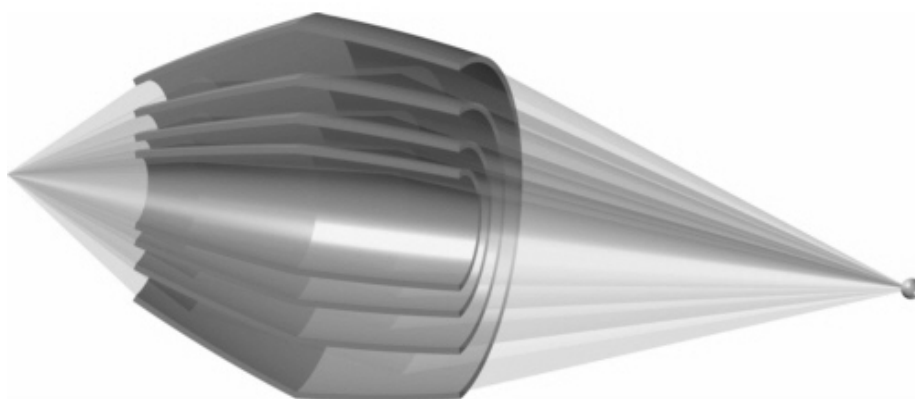


Рис. 2.8. Ход лучей в объективе типа «Вольтер-I» с вложенными зеркалами (источник справа)

Большинство современных рентгеновских телескопов имеют совмещенные зеркальные системы, состоящие из 2...10 пар зеркал с относительной длиной  $L/f=0,1...0,2$ , где  $f$  – фокусное расстояние объектива [43].

## 2.6. Многоэлементные системы

Предельным случаем совмещенных систем являются многоэлементные системы, состоящие из нескольких десятков или сотен зеркальных элементов с двойным отражением. Сами же зеркальные элементы могут быть выполнены по-разному. Например, для объективов, работающих с единичным увеличением, это могут быть круглые трубки с отражающими внутренними стенками (рис. 2.9) либо узкие зеркальные полоски, перпендикулярные друг другу (рис. 2.10) [44].

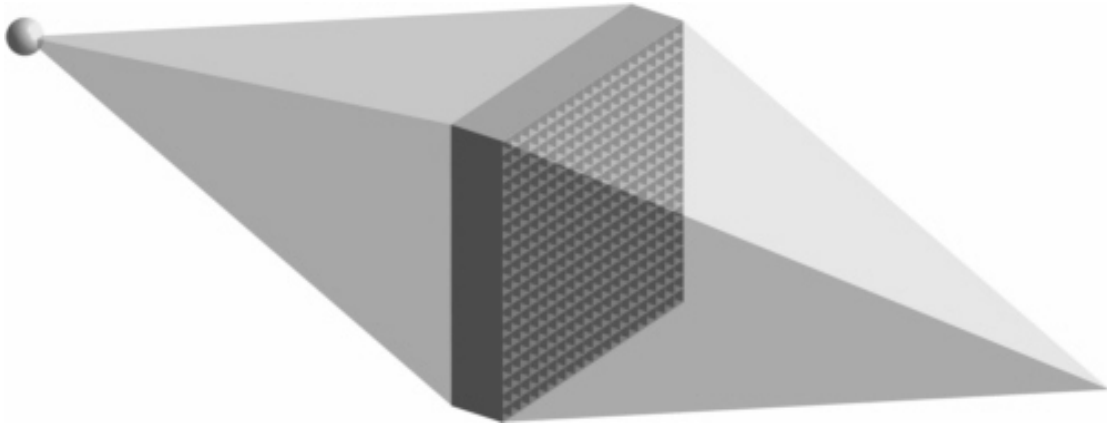


Рис. 2.9. Многоэлементная система фасеточного типа с круглыми трубками, имеющими отражающие внутренние стенки

Если же объектив фасеточного типа работает с неединичным увеличением, то трубки с отражающими внутренними стенками делают коническими [45] либо придают их сечениям квадратную форму [46], а поверхности, на которой размещены трубки, подвергают изгибу (рис. 2.11, 2.12).

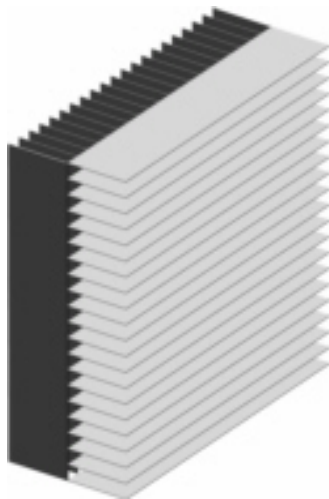


Рис. 2.10. Многоэлементная система, состоящая из двух рядов плоских скрещенных зеркал



Интересно, что глаза у некоторых видов ракообразных, в частности у омара, устроены примерно так, как показано на рис. 2.11 и 2.12. Поэтому в англоязычной литературе многоэлементные зеркальные системы фасеточного типа часто называют «lobster eye optics» (lobster-омар) [46].

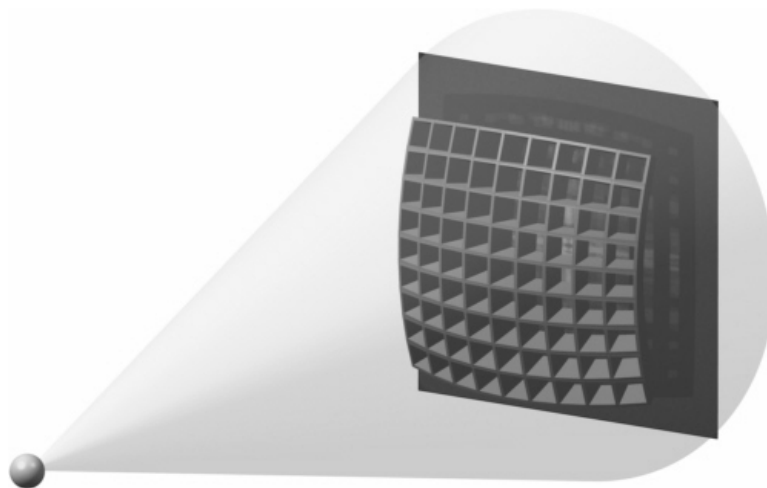


Рис. 2.11. Многоэлементная система фасеточного типа с трубками квадратного сечения, размещенными на искривленной поверхности

Достоинствами многоэлементных систем помимо простоты и низкой стоимости изготовления являются очень высокий коэффициент использования геометрической площади входного сечения (более 50%) и широкий спектральный интервал, ограничиваемый со стороны коротких длин волн только качеством поверхности зеркал [37].

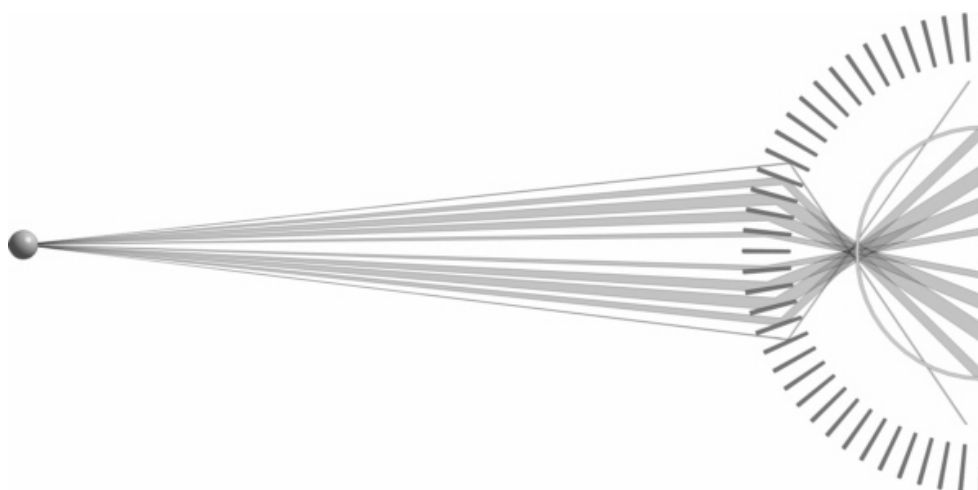


Рис. 2.12. Ход лучей в многоэлементной системе фасеточного типа

## 2.7. Капиллярная оптика

Многослойные рентгеновские зеркала, обладая целым рядом преимуществ, имеют высокую спектральную селективность, поэтому в тех случаях, когда необходимо управлять пучками широкополосного излучения, многослойная оптика становится неэффективной. Новые возможности по управлению пучками широкополосного излучения открывают элементы скользящего падения с многократным отражением. К ним, в частности, относится рентгеновская капиллярная оптика, предложенная в 80-е годы прошлого века нашим соотечественником профессором Мурадином Абубекировичем Кумаховым [47-51]. Первые образцы капиллярной оптики Кумахов изготовил, работая в одной из лабораторий Института атомных исследований им. Курчатова. В 1991 году на базе его лаборатории был создан Институт рентгеновской оптики.

В рентгеновской капиллярной оптике лучи, распространяясь по капилляру (как правило, выполненному из стекла, и имеющему длину 10...1000 мм), испытывают однократное или многократное полное внешнее отражение и собираются в требуемой плоскости. Различают поли- и монокапиллярные системы.

Поликапиллярная система (или линза Кумахова) представляет собой пучок из стеклянных капилляров и в определенной степени является аналогом световода [52]. Поликапиллярная оптика достаточно эффективно может транспортировать входящее в капилляры излучение, поворачивать рентгеновский пучок за счет изгиба капилляров на требуемый угол, концентрировать излучение от рентгеновского источника в заданной плоскости (рис. 2.13).

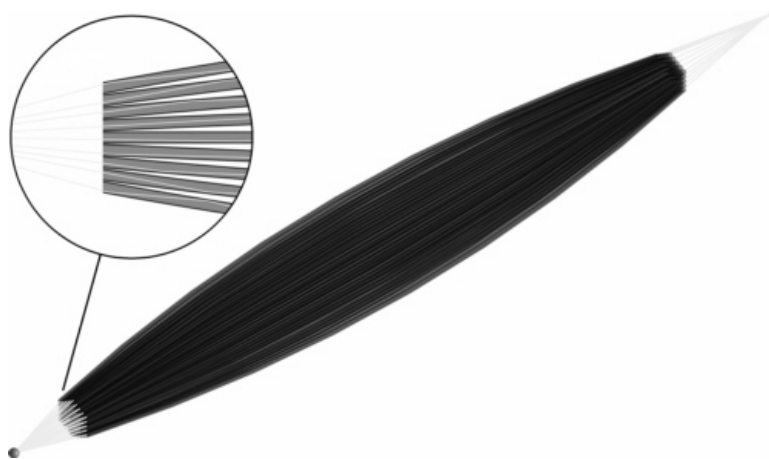


Рис. 2.13. Перенос рентгеновского излучения с помощью поликапиллярной оптики

В монокапиллярной системе рентгеновское излучение транспортируется в единственном стеклянном капилляре также за счет полного внеш-

него отражения (рис. 2.14). При этом внутренняя поверхность капилляра имеет форму эллипсоида или параболоида вращения. Если это эллипсоид, то в одном из фокусов располагается источник рентгеновского излучения, а в другом фокусе – капилляр формирует изображение источника. В случае параболоида капилляр либо коллимирует рентгеновский пучок (источник излучения находится в фокусе параболоида), либо фокусирует излучение, если источник находится в бесконечности. В любом случае излучение в монокапилляре испытывает единственное отражение от его внутренних стенок.

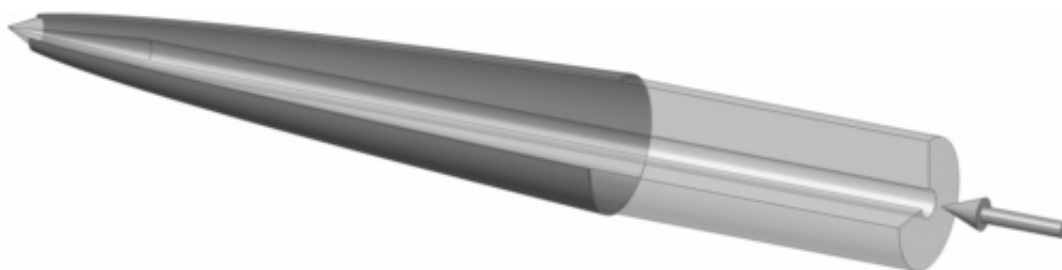


Рис. 2.14. Фокусировка излучения монокапилляром (источник справа)

Таким образом, в настоящее время на основе оптики скользящего падения разработаны достаточно эффективные, с точки зрения энергетики, свободные от хроматизма оптические системы. Однако в силу малых углов скольжения зеркальные изображающие системы имеют высокий уровень полевых аберраций и соответственно малый угол поля зрения. Поэтому применительно к рентгеновским телескопам, где полевые углы достаточно малы, альтернативы зеркальной оптике практически нет (особенно при регистрации мягкого рентгеновского излучения) [53]. Что же касается других рентгеновских оптических систем, то в них зеркальная оптика далеко не всегда является безальтернативной. Это связано как с проблемами изготовления поверхностей требуемых формы и качества для жесткого рентгеновского излучения, так и с отмеченными выше аберрационными проблемами.

## 3. РЕНТГЕНОВСКАЯ РЕФРАКЦИОННАЯ ОПТИКА

### 3.1. Проблемы создания

Уже отмечалось, что одним из свойств рентгеновского излучения, принципиально отличающего его от оптического излучения, является то, что показатель преломления веществ в рентгеновском спектральном диапазоне меньше единицы и отличается от нее на очень малую величину, называемую декрементом показателя преломления  $\delta \sim 10^{-8} \dots 10^{-4}$ .

Чтобы оценить требуемые значения радиусов кривизн рентгеновской рефракционной линзы, рассмотрим частный случай тонкой двояковогнутой линзы, ограниченной поверхностями с одинаковыми радиусами кривизны, и воспользуемся формулой (2.2), связывающей показатель преломления  $n$  и его декремент  $\delta$ . В результате формула зависимости радиуса кривизны рефракционной линзы от ее фокусного расстояния примет вид

$$R = -2\delta f. \quad (3.1)$$

Откуда получаем, что при фокусном расстоянии  $f=1$  м рентгеновская рефракционная двояковогнутая линза (в зависимости от длины волны излучения) должна быть ограничена поверхностями с радиусами кривизны  $R \sim 0,01 \dots 100$  мкм. Это, а также относительно высокое поглощение рентгеновского излучения, характерное для его длинноволновой области, служили долгие годы обоснованием практической невозможности создания рентгеновских рефракционных линз [1, 54].

Однако успехи в области технологий микроэлектроники, достигнутые в 90-х годах прошлого века, открыли возможность создания такого сорта линз. При этом, как показывают оценки, для того чтобы в линзе или призме преломление превалировало над поглощением, в состав материала должны входить химические элементы, неорганические или органические соединения с эффективным атомным номером  $Z_{\text{eff}} \leq 12 \dots 14$  [55]. Поэтому рентгеновская рефракционная оптика изготавливается, как правило, из кремния, легких металлов либо полимеров.

### 3.2. Рефракционные синглеты

Если рефракционная линза ограничена сферическими поверхностями, то очевидно, что ее световой диаметр не может быть больше диаметра линзы. Кроме того, из-за сферической аберрации шарообразная рефракционная линза сформирует пятно, ненамного меньшее, чем ее диаметр;

поэтому при использовании рефракционного синглета желательно, чтобы ее преломляющая поверхность имела идеальную форму, например параболоида вращения в случае бесконечно удаленного источника. Помимо идеальной фокусировки параболический профиль при заданном радиусе кривизны в вершине поверхности может в принципе обеспечить световой диаметр любого размера.

Рефракционные синглеты с параболическим профилем поверхности (рис. 3.1) для фокусировки жесткого рентгеновского излучения были изготовлены из кремния по технологии глубокого фотоанодного травления в 1998 г. в Институте проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН (г. Черноголовка) [56, 57]. Здесь отметим, что в работе [55] представлен на сегодняшний день наиболее полный обзор (по крайней мере, на русском языке) достижений в области рентгеновской рефракционной оптики.

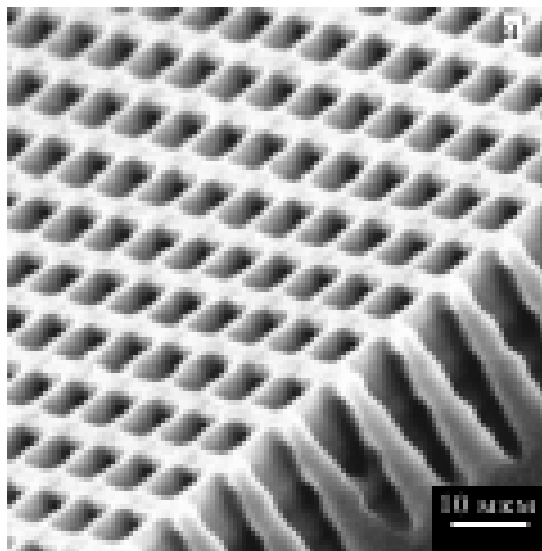


Рис. 3.1. Матрица из короткофокусных рентгеновских линз с параболическим профилем поверхности

Изготовленные синглеты имели световой диаметр  $D=8$  мкм при радиусе кривизны в вершине параболоида  $R=0,35$  мкм. Измеренное фокусное расстояние для излучения  $\text{CuK}_\alpha$  (энергия фотонов  $E=8,05$  кэВ, длина волны  $\lambda \approx 0,15$  нм) составляло  $f=20$  мм, размер фокального пятна не превышал  $0,7$  мкм.

### 3.3. Составные линзы

Известно, что если несколько линз соединить в систему, то ее оптическая сила может быть больше оптических сил отдельных линз, входящих в эту систему. Поэтому технологические трудности формирования профилей поверхностей рентгеновских рефракционных линз, имеющих

достаточно большую оптическую силу, могут быть существенно уменьшены при использовании составных линз, представляющих собой цепочку (линейку) синглетов, расположенных вдоль оптической оси, соединяющей источник рентгеновского излучения и его изображение (рис. 3.2).

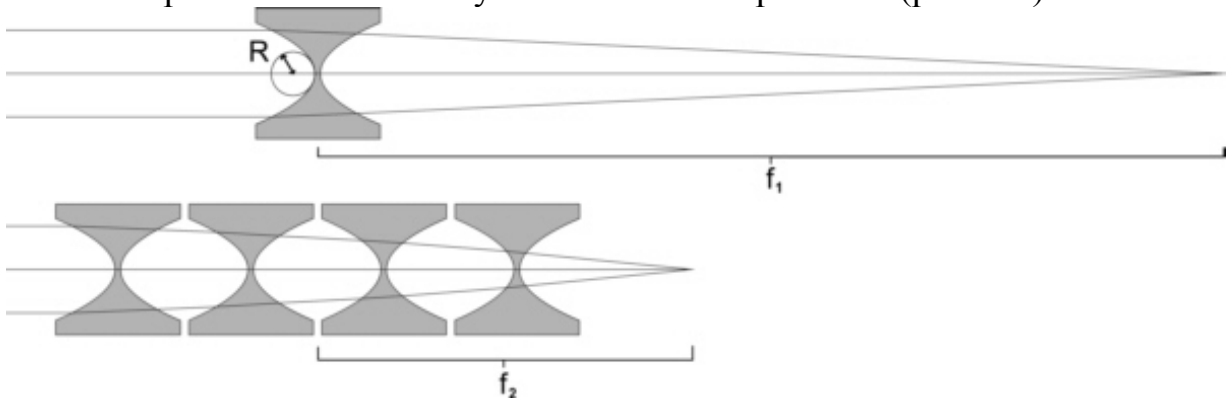


Рис. 3.2. Фокусировка синглетом (фокусное расстояние  $f_1$ ) и линейкой синглетов (фокусное расстояние  $f_2 < f_1$ )

Оценить выигрыш от использования составной линзы можно, воспользовавшись формулой, связывающей фокусное расстояние  $f_2$  линзы, составленной из идентичных синглетов с параболическим профилем поверхности, с фокусным расстоянием  $f_1$  отдельного синглета [55]:

$$f_2 = \frac{f_1}{N} + \frac{L}{6}, \quad (3.2)$$

где  $N$  – число синглетов в цепочке;

$L$  – длина цепочки, измеренная вдоль оптической оси.

В [55] также отмечается, что при использовании составных линз становится практически несущественной разница между точным параболическим профилем и сферическим или цилиндрическим профилями.

К настоящему времени предложено и экспериментально реализовано несколько вариантов составных линз. Некоторые достигнутые параметры составных линз приведены в табл. 3.1 [11].

Т а б л и ц а 3.1

Типичные достигнутые параметры составных линз

Параметр	Значение параметра
Длина волны излучения, нм	0,001...0,25
Световой диаметр, мкм	30...1500
Декремент показателя преломления	$10^{-5}$ ... $10^{-9}$
Число синглетов	10...200
Фокусное расстояние, мм	Более 5 мм
Материал	Бериллий, кремний, резист (SU-8), алюминий, никель, золото

Впервые составные линзы были изготовлены в 1996 г. в виде линейки цилиндрических пустот путем сверления отверстий в двух взаимно перпендикулярных направлениях в алюминиевом бруске (рис. 3.3) [57]. Однако составные линзы такой конструкции имеют ряд недостатков, главным из которых является большое поглощение из-за оставшегося материала между пустотами, обусловленное, в частности, формой и расположением отверстий.

В настоящее время известны различные варианты изготовления составных рентгеновских рефракционных линз с цилиндрическим преломляющим профилем, опробованы различные материалы с малым поглощением, в том числе бериллий и полимеры [55]. Предложены также составные линзы со сферическим профилем в виде набора из сотен газовых пузырьков в капилляре, заполненном жидкостью (эпоксидной смолой) (рис. 3.4) [58]. Преимущество такой конструкции в простоте ее изготовления. Основной недостаток – проблема контроля формы пузырьков, что приводит к большой сферической аберрации.

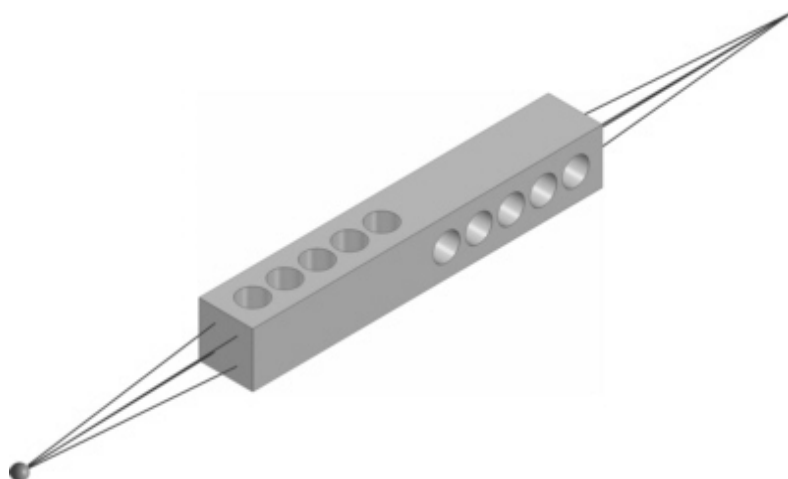


Рис. 3.3. Линейка из скрещенных цилиндрических рентгеновских рефракционных линз

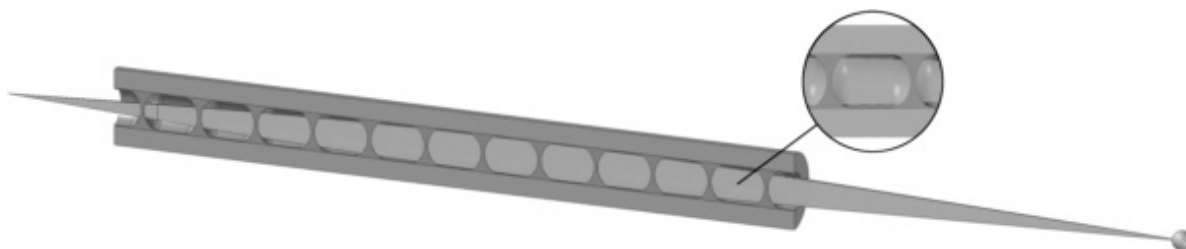


Рис. 3.4. Составная рентгеновская рефракционная линза, состоящая из газовых пузырьков в капилляре

Следующий вариант конструкции составной рентгеновской рефракционной линзы – это мультипризменная линза, или так называемая линза-«аллигатор», представляющая собой две расположенные рядом линейки из большого числа треугольных призм, обращенных острыми краями друг к другу (рис. 3.5) [59]. Постепенно уменьшая расстояние между ребрами призм, удается сфокусировать рентгеновское излучение в линию. Оказывается, что фокусирующий эффект рассматриваемой системы практически такой же, как у линзы с параболическим профилем, т.е. линза-«аллигатор» почти не имеет сферической аберрации. Это, а также простота изготовления линзы-«аллигатора» делает ее удобной в ряде применений.

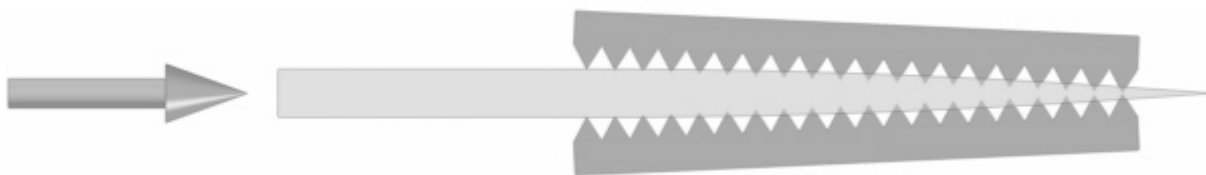


Рис. 3.5. Рентгеновская линза-«аллигатор»

Очевидным шагом в развитии конструкции линзы-«аллигатора» является мультипризменная составная линза, образованная вращением треугольных призм (рис. 3.6) и позволяющая сфокусировать рентгеновское излучение уже не в линию, а в точку (рис. 3.7).

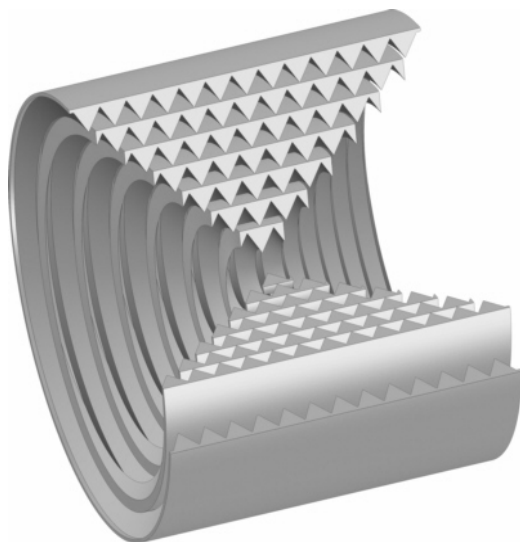


Рис. 3.6. Структура составной рентгеновской линзы, образованной вращением треугольных призм



Однако более удачной является технология изготовления составной рентгеновской рефракционной линзы, позволяющая формировать профили в виде параболоидов вращения путем, например, механической обработки (рис. 3.8) [60].

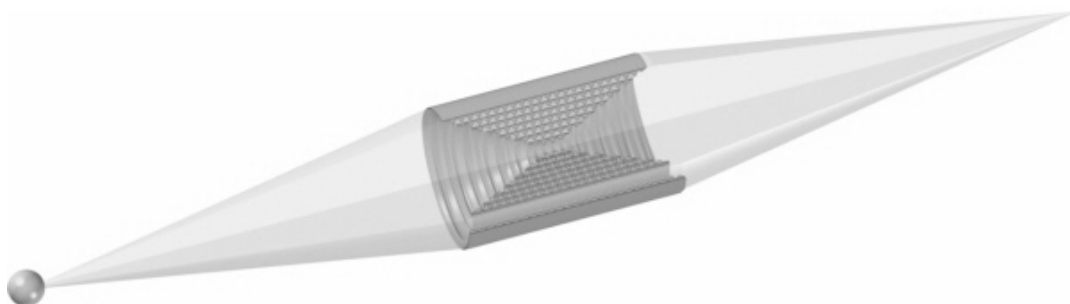


Рис. 3.7. Фокусировка излучения составной линзой, сформированной вращением треугольных призм

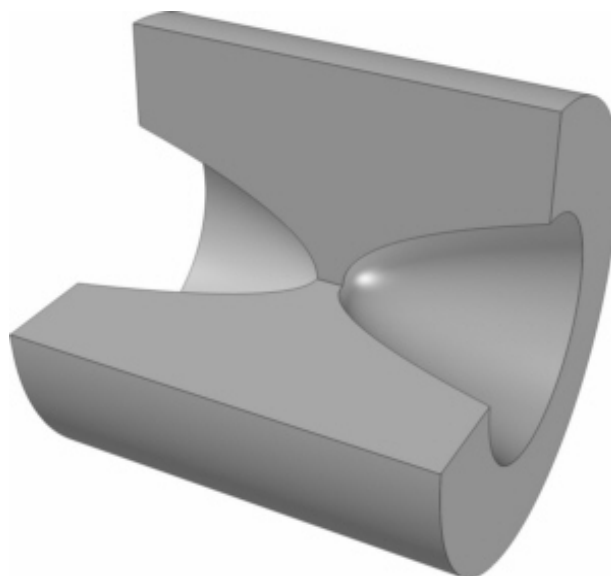


Рис. 3.8. Отдельный фрагмент составной рентгеновской рефракционной линзы с параболическим профилем

Обработка осуществляется путем штамповки в заготовке заданного профиля с помощью специальной иглы. Составные линзы такого типа (рис. 3.9), выполненные из алюминия или бериллия, очень устойчивы к интенсивному рентгеновскому излучению, а за счет оптимального профиля обеспечивают фокусировку излучения в пятно, близкое к дифракционному пределу.

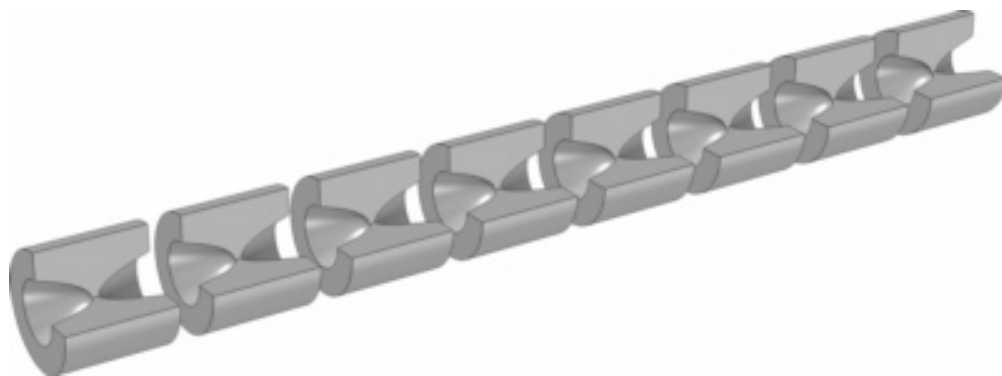


Рис. 3.9. Цепочка из отдельных фрагментов, образующая составную рентгеновскую рефракционную линзу, с параболическими профилями элементов

Недостатком технологии, используемой при получении линз, описанных в [60], является ограничение на минимальный радиус кривизны в вершине поверхности, обусловленное механической нестабильностью иглы при штамповке. В [60] сообщается об изготовлении линзы со световым диаметром  $D=1$  мм при радиусе кривизны в вершине параболоида  $R=200$  мкм. Среднеквадратичная величина шероховатости сформированного профиля составляет 0,1 мкм.

Уменьшить радиус кривизны, доведя его до нескольких микрометров или даже его долей, позволяет переход от механической обработки к технологии, в основе которой лежит электронная либо рентгеновская литография, позволяющая получать планарные синглеты заданного профиля с гораздо меньшими радиусами кривизны [61]. Очевидно, что если профили таких планарных синглетов параллельны между собой, то набранная из них составная линза фокусирует излучение в линию, если же профили образуют скрещенную систему, то составная линза фокусирует излучение в точку (рис. 3.10).

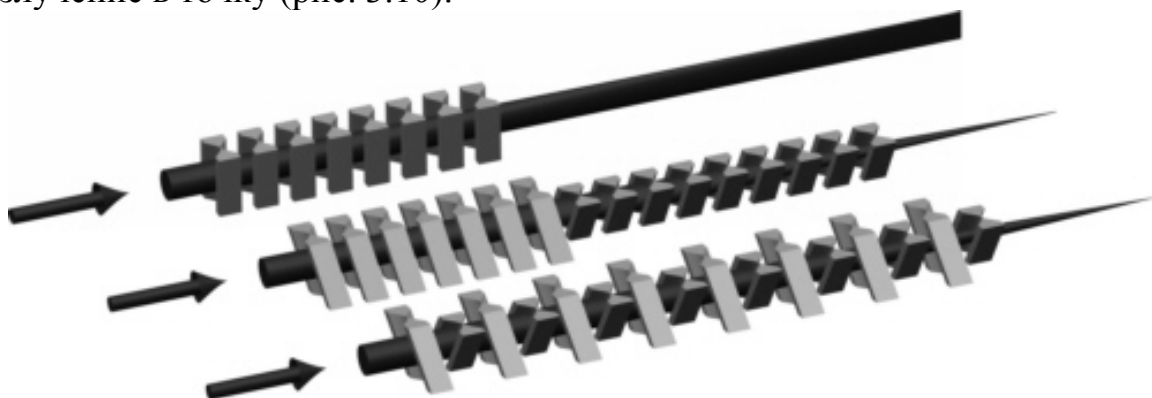


Рис. 3.10. Фокусировка излучения составной линзой, набранной из планарных синглетов в линию и точку

### 3.4. Пути достижения высокой апертуры

При проектировании рентгеновской рефракционной оптики всегда необходимо учитывать поглощение излучения, которое наблюдается даже для легких материалов. Очевидно, что в случае параболического профиля длина пути, проходимого лучами в материале линзы, пропорциональна квадрату ее светового диаметра. В результате из-за поглощения полезная апертура оказывается ограниченной несколькими сотнями микрометров. Существенно больший световой диаметр можно получить, исключив пассивные участки материала, т.е. перейдя к линзе Френеля [62]. Основные этапы перехода от параболического преломляющего профиля к линзе Френеля показаны на рис. 3.11.

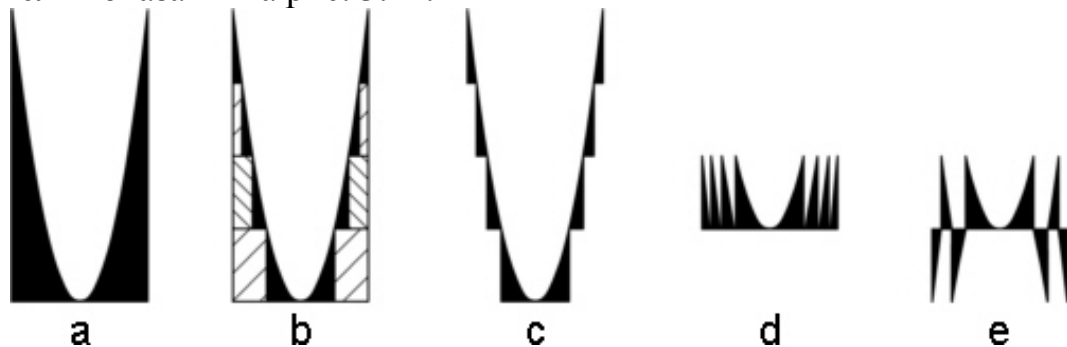


Рис. 3.11. Этапы перехода от параболического преломляющего профиля к линзе Френеля:  
а – параболический профиль исходного синглета; б, с – удаление пассивных участков материала без изменения оптических свойств синглета;  
d – сдвиг оставшихся элементов с целью формирования более компактной конструкции; e – разворот каждого второго элемента структуры с целью облегчения процесса травления

Поскольку при большой апертуре линзы Френеля реализовать с высокой точностью длинный тонкий треугольный край структуры достаточно сложно, она разбивается на систему полосок, как показано на рис. 3.12 [63].

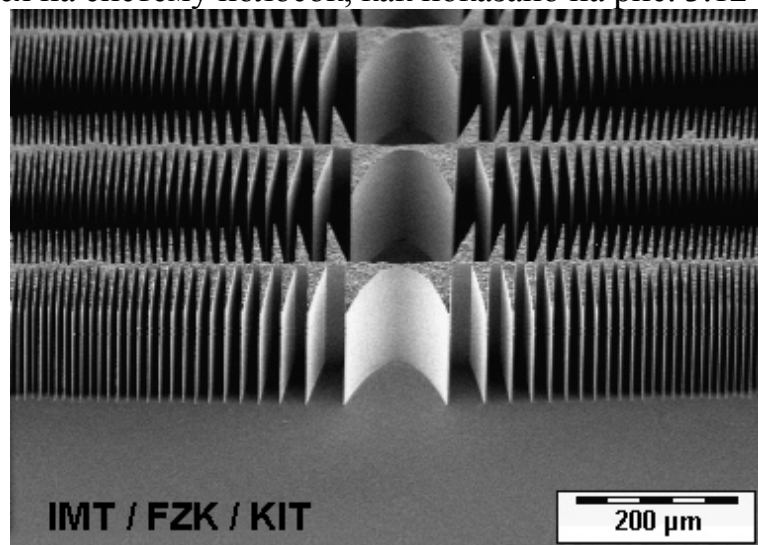


Рис. 3.12. Высокоапертурная френелевская цилиндрическая линза, выполненная из никеля, для фокусировки жесткого рентгеновского излучения в линию

Другой вариант достижения высокой апертуры у планарных рентгеновских рефракционных линз состоит в переходе к мозаичной структуре, когда часть материала линзы удаляется, а параболический профиль аппроксимируется набором микропризм (рис. 3.13) [64]. Отмечается, что по сравнению с рефракционными линзами, имеющими параболический профиль преломляющей поверхности, в мультипризменных рефракционных линзах наблюдаются заметно бóльшие энергетические потери, обусловленные многократными прохождениями через поверхности микропризм, шероховатостью поверхности, рассеянием в материале.

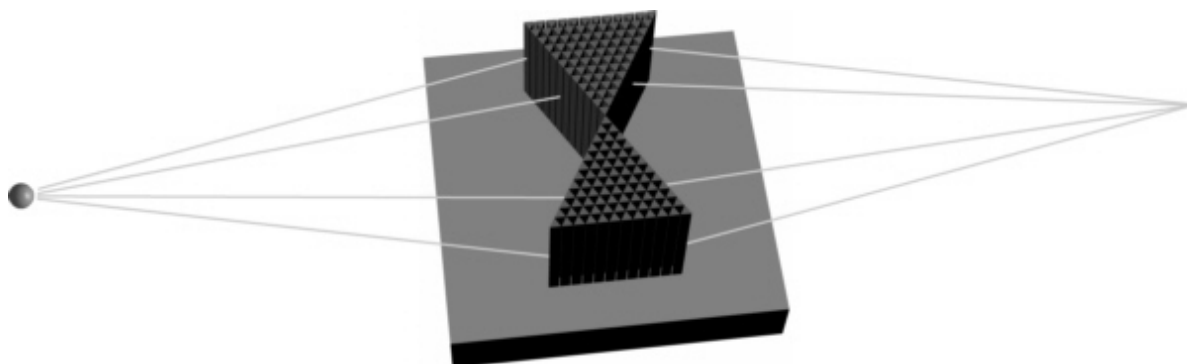


Рис. 3.13. Высокоапертурная рентгеновская рефракционная линза на основе микропризм

Таким образом, возникшая чуть более десяти лет назад рентгеновская рефракционная оптика, благодаря развитой технологии микроэлектроники, достаточно быстро прогрессирует и представляет особый интерес для фокусировки и регистрации жесткого рентгеновского излучения. К недостаткам рентгеновской рефракционной оптики следует отнести сравнительно невысокие апертуры и небольшие углы поля зрения, а также хроматизм, особенности которого будут рассмотрены в подразд. 4.7.

## 4. РЕНТГЕНОВСКАЯ ДИФРАКЦИОННАЯ ОПТИКА

### 4.1. Зонные пластинки Френеля

Проблемы фокусировки рентгеновского излучения с помощью зеркальных и рефракционных элементов и систем побудили исследователей и разработчиков рентгеновской оптики обратиться к дифракционным элементам, осуществляющим преобразование волновых фронтов в результате дифракции излучения на их микроструктуре (рис. 4.1).

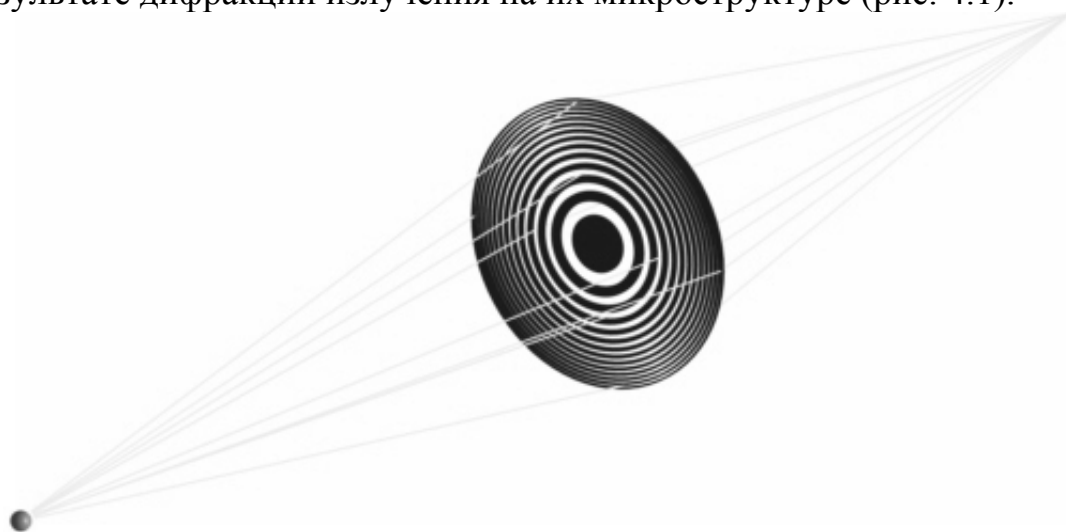


Рис. 4.1. Фокусировка излучения с помощью зонной пластинки

Отметим, что в дополнение к традиционным задачам инструментальной оптики (таким, как отклонение пучков, фокусировка излучения в точку и разложение его в спектр, формирование изображения и т.д.) дифракционные элементы позволяют, например, осуществлять фокусировку излучения в линию или область заданной формы, вращение пучков, оценку и изменение их модового состава и т.д. [65, 66]. Поэтому можно надеяться, что использование дифракционных элементов в рентгеновской области спектра позволит, ко всему прочему, и расширить круг задач, решаемых рентгеновской оптикой.

Одним из первых, кто осознал перспективность применения дифракционных элементов в рентгеновской области, был американский ученый Альберт Баез, предложивший в начале 60-х годов прошлого века использовать зонные пластинки Френеля для фокусировки рентгеновского излучения и получения изображения [67]. Однако в силу того, что длина волны рентгеновского излучения меньше 10 нм, реализация этого предложения была отложена до момента, когда технология микроэлектроники приблизилась, а затем и перешагнула микронный барьер.

В 1969 г. немецкими учеными Г. Шмалем и Д. Рудольфом были созданы зонные пластинки и проведены первые эксперименты по фокусировке рентгеновского излучения [68]. При этом для создания зонной структуры ими использовалась техника интерференционного копирования. В конце 1970-х годов были получены первые рентгеновские зонные пластинки с помощью электронной литографии [69].

## 4.2. Рентгеновский микроскоп на основе зонных пластинок

Уже Баезу было ясно, что наиболее эффективным является применение зонных пластинок в рентгеновской микроскопии, где они вполне способны конкурировать с оптикой скользящего падения. Поскольку дифракционная оптика обладает весьма сильным хроматизмом, то для получения с помощью зонных пластинок качественного изображения в микроскопе необходимо использовать монохроматическое освещение объекта. Саму же монохроматизацию можно произвести также с помощью зонной пластинки и микродиафрагмы.

Итак, в микроскопии прежде всего мягкого рентгеновского излучения используются два типа зонных пластинок. Первый тип – это конденсорные зонные пластинки (КЗП), применяемые для освещения объекта. КЗП должны собирать как можно большую часть излучения рентгеновского источника, поэтому они должны иметь достаточно большой световой диаметр (порядка 10 мм и выше) и довольно большое число зон (порядка  $10^4 \dots 10^5$ ).

Второй тип – это микрозонные пластинки (МЗП), которые применяются для получения изображения объектов с высоким пространственным разрешением. Ширина внешней зоны этих пластинок должна быть как можно меньшей. При этом, для того чтобы не слишком сужать диапазон используемых длин волн, МЗП должна содержать от одной до нескольких сотен зон и иметь очень малый световой диаметр (от 20 до нескольких сотен микрометров).

Оптическая схема рентгеновского микроскопа на основе зонных пластинок представлена на рис. 4.2 [12]. Широкополосное синхротронное излучение, распространяющееся по касательной к электронному пучку, падает на КЗП. Конденсор формирует уменьшенное изображение и вместе с входной диафрагмой объектной камеры действует как пропускающий монохроматор. Аподизация центральной части КЗП препятствует попаданию на объект пучка нулевого порядка дифракции, в то же время рабочий пучок первого порядка от конденсора может непосредственно проходить в плоскость изображения как нулевой дифракционный порядок МЗП.

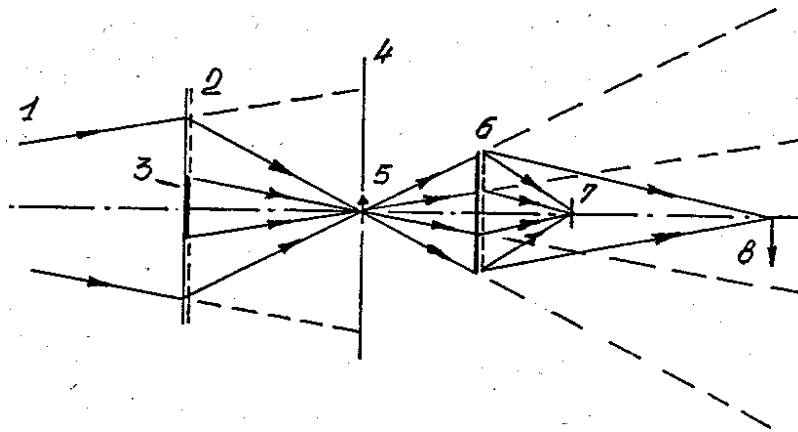


Рис. 4.2. Оптическая схема рентгеновского микроскопа на основе зонных пластинок:  
 1 – широкополосное рентгеновское излучение; 2 – КЗП; 3 – центральная непрозрачная область КЗП; 4 – диафрагма монохроматора; 5 – объект; 6 – МЗП; 7 – непрозрачный экран; 8 – изображение объекта, сформированное МЗП в первом порядке дифракции

МЗП формирует увеличенное изображение объекта, причем коэффициент увеличения зависит от разрешения, которое должно соответствовать разрешению системы регистрации. При использовании мелкозернистых фотопленок и зонных пластинок с разрешением 50 нм типичные значения коэффициента увеличения рентгеновского микроскопа составляют 100...500<sup>x</sup>.

Упомянутая выше аподизация КЗП приводит из-за ослабления нулевого порядка к увеличению контраста изображения. Дальнейшее увеличение контраста достигается благодаря установке дополнительного непрозрачного экрана между МЗП и плоскостью изображения. Как показано на рис. 4.2, этот экран задерживает излучение всех дифракционных порядков кроме первого, которое и формирует изображение. Прежде всего необходимо избавиться от излучения второго порядка, имеющего после нулевого наибольшую интенсивность, и тем самым значительно повысить контраст изображения. Увеличенное изображение может проектироваться на микроканальную пластину или непосредственно фотографироваться на рентгеночувствительную пленку.

### 4.3. Габаритный расчет зонных пластинок

При расчете КЗП в качестве исходных параметров принимаются: диаметр апертуры источника излучения  $d_s$ , расходимость его пучка  $\Delta\varphi$ , средняя длина волны излучения  $\lambda$ , спектральная полоса излучения  $\Delta\lambda$ ,

расстояние между плоскостью апертуры источника и плоскостью КЗП –  $s$ , разрешение микроскопа  $\delta_R$ .

Параметры  $s$  и  $\Delta\varphi$  определяют световой диаметр КЗП:

$$2r_k^{(1)} = -stg\Delta\varphi, \quad (4.1)$$

где  $k$  – число зон КЗП.

В плоскости изображений КЗП располагается диафрагма. В открытую часть этой диафрагмы диаметром  $d_A$  устанавливается исследуемый объект. Кроме того, эта диафрагма выполняет роль монохроматора, т.е. пропускает излучение в интервале длин волн  $\Delta\lambda$ .

Для того чтобы определить диаметр диафрагмы, обратимся к хроматизму зонных пластинок. Известно (см., например., [70, формула (5.7)]), что если зонная пластинка имеет в рабочем порядке дифракции фокусное расстояние  $f^{(1)}$  на расчетной длине волны  $\lambda$  и работает с линейным увеличением  $\beta^{(1)}$ , то при изменении длины волны на величину  $\Delta\lambda/2$  пластинка будет фокусировать излучение на расстоянии  $\Delta s'$  от плоскости изображения

$$\Delta s' = \frac{f^{(1)}}{2[1 - \beta^{(1)}]^2} \left( \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \right). \quad (4.2)$$

В плоскости же изображения будет наблюдаться пятно диаметром

$$\Delta l' = \frac{2r_k^{(1)} \Delta s'}{s\beta^{(1)}}. \quad (4.3)$$

Выберем диаметр апертурной диафрагмы

$$d_A = \Delta l', \quad (4.4)$$

а увеличение КЗП

$$\beta^{(1)} = s'/s = -d_A/d_s, \quad (4.5)$$

где  $s'$  – расстояние от плоскости КЗП до плоскости апертурной диафрагмы.

В этом случае апертурная диафрагма монохроматора будет пропускать излучение внутри спектрального диапазона  $\Delta\lambda$ . Причем диафрагма будет полностью пропускать излучение со спектральной полосой  $\Delta\lambda$ , исходящее от точки источника, лежащей на оптической оси КЗП, а от внеосевых точек диафрагма будет пропускать излучение с более узкой спектральной полосой.

Подставив (4.1), (4.2), (4.4) и (4.5) в формулу (4.3), а также воспользовавшись известным параксиальным соотношением тонкой линзы

$$f^{(1)} = \frac{s\beta^{(1)}}{1 - \beta^{(1)}} \quad (4.6)$$



и учитывая, что для рентгеновского микроскопа, как правило,  $|s'/s| = |\beta^{(1)}| \ll 1$ , получим следующие выражения для диаметра апертурной диафрагмы монохроматора и рабочего увеличения КЗП:

$$d_A \approx -\frac{s}{2} \left( \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \right) \operatorname{tg} \Delta\varphi, \quad (4.7)$$

$$\beta^{(1)} \approx \frac{s}{2d_s} \left( \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \right) \operatorname{tg} \Delta\varphi \quad (4.8)$$

Последнее выражение совместно с формулами (4.1), (4.6) позволяет определить радиус внутренней зоны  $r_1^{(1)}$ , число зон  $k^{(1)}$  и ширину внешней зоны  $dr_k^{(1)}$  КЗП с помощью следующих соотношений:

$$r_1^{(1)} = \sqrt{f^{(1)}\lambda}, \quad (4.9)$$

$$k^{(1)} = \left[ \frac{r_k^{(1)}}{r_1^{(1)}} \right]^2, \quad (4.10)$$

$$dr_k^{(1)} = \frac{r_k^{(1)}}{2k^{(1)}}. \quad (4.11)$$

Обратимся теперь к габаритному расчету параметров микрозонной пластинки. Ширина ее внешней зоны однозначно связана с дифракционным пределом разрешения  $\delta_R$  и увеличением  $\beta^{(2)}$  микроскопа соотношением

$$dr_k^{(2)} = \frac{\delta_R}{1,22(1-\beta_2)}. \quad (4.12)$$

Число же зон МЗП  $k^{(2)}$  можно найти, задавшись требованием, чтобы пластинка формировала безабберационное изображение объекта при его облучении излучением, имеющим спектральную полосу  $\Delta\lambda$  [25]

$$k^{(2)} = \lambda/\Delta\lambda. \quad (4.13)$$

Если известны  $dr_k^{(2)}$  и  $k^{(2)}$ , то световой диаметр МЗП  $2r_k^{(2)}$  и радиус ее внутренней зоны  $r_1^{(2)}$  определяются из соотношений

$$2r_k^{(2)} = 4k^{(2)} dr_k^{(2)}, \quad (4.14)$$

$$r_1^{(2)} = 2dr_k^{(2)} \sqrt{k^{(2)}}. \quad (4.15)$$

#### 4.4. Оценка энергетических показателей

При оценке энергетических показателей формирующего изображение рентгеновского микроскопа в качестве основной энергетической характеристики источника рентгеновского излучения широко используется его спектральная яркость  $B$ , определяемая как число фотонов в относительном спектральном интервале  $\Delta\lambda/\lambda=10^{-3}$ , излучаемых источником за 1 секунду с площадки  $1 \text{ мм}^2$  в телесном угле  $1 \text{ мрад}^2$  (см. рис. 1.7). Поток излучения в произвольном относительном спектральном диапазоне  $\Delta\lambda/\lambda$  и угле расходимости  $\Delta\phi$  с площадки  $\pi d_s^2/4$  связан со спектральной яркостью источника соотношением

$$\Phi_s = (\pi/4) B d_s^2 (\Delta\phi)^2 (\Delta\lambda/\lambda) 10^3 \text{ фотон/с.} \quad (4.16)$$

В плоскости объекта поверхностная плотность потока

$$E = \frac{4\eta^{(1)}\Phi_s}{\pi d_A^2} \quad (4.17)$$

или, если использовать (4.8) и (4.16),

$$E = \frac{4\eta^{(1)} B d_s^2}{s^2} \left( \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \right) 10^3, \quad (4.18)$$

где  $\eta^{(1)}$  – дифракционная эффективность КЗП.

При этом под дифракционной эффективностью зонной пластинки понимают отношение мощности дифрагированного зонной пластинкой пучка к мощности падающего на пластинку пучка.

В плоскости изображения микроскопа поверхностная плотность потока определяется выражением

$$E' = \frac{\eta^{(2)} E}{[\beta^{(2)}]^2} = \frac{4\eta^{(1)}\eta^{(2)} B d_s^2}{[\beta^{(2)}]^2 s^2} \left( \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \right) 10^3, \quad (4.19)$$

где  $\eta^{(1)}$  – дифракционная эффективность МЗП.

Выражение (4.19) можно записать и в более общем виде:

$$E' = \frac{4\eta B d_s^2}{[\beta^{(2)}]^2 s^2} \left( \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \right) 10^3, \quad (4.20)$$

где  $\eta$  – энергетический коэффициент пропускания микроскопа, равный произведению дифракционных эффективностей КЗП и МЗП, а также коэффициентов пропускания всех элементов (например, подложек зонных пластинок, окон камер микроскопа и т.д.), че-

рез которые проходит излучение от источника до плоскости изображения.

Если для данного фотоматериала известна необходимая плотность потока фотонов  $\rho$ , приводящая за время экспозиции  $t$  к заданной плотности почернения фотоматериала, то формула (4.20) позволяет произвести оценку минимально допустимой спектральной яркости источника рентгеновского излучения:

$$B = \frac{[\beta^{(2)}]^2 s^2 \rho \left( \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \right)}{4\eta d_s^2 t} 10^{-3}. \quad (4.21)$$

#### 4.5. Расчет дифракционной эффективности зонных пластинок

Дифракционная структура элементов пропускающего типа, работающих в оптическом диапазоне, формируется на гладкой поверхности прозрачной подложки, чаще всего выполненной из стекла. Уже отмечалось, что длина пробега фотонов мягкого рентгеновского излучения практически во всех веществах очень мала и не превышает нескольких микрометров. Для минимизации поглощения рентгеновского излучения со стороны подложки было предложено ее конструкцию делать свободновисящей, т.е. в виде набора радиальных спиц, ограниченных по периферии непрозрачной мембраной (рис. 4.3).

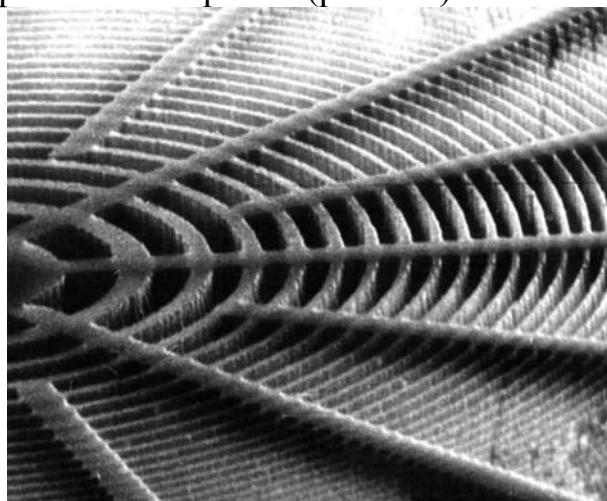


Рис. 4.3. Фрагмент изображения свободно висящей зонной пластинки Френеля, полученного с помощью электронного микроскопа [54]

Очевидно, что свободно висящая подложка имеет и ряд недостатков: наличие спиц уменьшает полезную апертуру, приводит к рассеянию излучения, усложняет технологию изготовления и т.д. Поэтому, помимо свободно висящих подложек, применяют и различные тонкие пленки, имеющие в используемом спектральном диапазоне сравнительно высокий ко-

эффицент пропускания (например, в диапазоне, соответствующем мягкому рентгеновскому излучению, при использовании золота в качестве материала структуры, подложку выполняют из нитрида кремния ( $\text{Si}_3\text{N}_4$ ) [12]).

Диэлектрическая проницаемость вещества в рентгеновском диапазоне является комплексной [см. уравнение (2.1)]. Кроме того, как правило, у рентгеновских зонных пластинок период их квазипериодической структуры существенно превышает длину волны дифрагирующего излучения, а сама структура является бинарной. Это дает основание при расчете дифракционной эффективности рассматривать зонную пластинку как бесконечно тонкий амплитудно-фазовый транспарант с комплексным коэффициентом пропускания. В результате получают, что дифракционная эффективность зонной пластинки в любом ненулевом порядке  $\eta_{m \neq 0}$  может быть рассчитана по формуле

$$\eta_{m \neq 0} = \left[ \frac{\sin(m\pi/Q)}{m\pi} \right]^2 \left[ 1 + \exp\left(\frac{4\pi}{\lambda}\beta h\right) - 2 \exp\left(-\frac{2\pi}{\lambda}\beta h\right) \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}\delta h\right) \right]. \quad (4.22)$$

Здесь  $m$  – порядок дифракции;  $Q$  – скважность квазипериодической структуры, равная отношению периода структуры к ширине той зоны, в пределах которой осуществляется фазовая задержка;  $h$  – толщина фазо-задерживающих зон пластинки (высота структуры);  $\delta$  и  $\beta$  – оптические константы материала зонной пластинки.

Формула (4.22) позволяет для заданной длины волны  $\lambda$  рентгеновского диапазона оптимально выбирать материал и толщину фазо-задерживающих зон дифракционной структуры [71]. В частности, можно показать, что для зонной пластинки, выполненной из золота, на длине волны  $\lambda=5$  нм оптимальная толщина фазо-задерживающих зон  $h_{\text{opt}}=0,143$  мкм, что обеспечивает дифракционную эффективность  $\eta_{\pm 1}=12\%$ .

#### 4.6. Технологические возможности создания микроструктур

В настоящее время структура как микро-, так и конденсорных зонных пластинок, как правило, записывается в резисте с помощью электронного либо ионного пучка. Достигнутые к 2009 г. параметры пластинок приведены в табл. 4.1 [11].

Из табл. 4.1 видно, что задача рисовки структуры микрозонной пластинки с требуемыми параметрами является обыденной даже для электронного литографа со средними возможностями. Что же касается рисовки структуры конденсорной пластинки, то даже с помощью электронных литографов с предельными на сегодня возможностями достичь требуемых световых диаметров (10 мкм и выше) оказывается

проблематичным. С другой стороны, возможности лазерных литографов, позволяющих рисовать дифракционные структуры достаточно большого диаметра, также ограничены, но с точки зрения достижения необходимой максимальной пространственной частоты.

Т а б л и ц а 4.1

Типичные достигнутые параметры зонных пластинок

Параметр	Значение параметра	
	КЗП	МЗП
Световой диаметр, мм	<10	<0,1
Число зон	<50000	100..1000
Минимальная ширина зоны, нм	30...50	15...50
Фокусное расстояние, мм	<20	0,5...1,5
Дифракционная эффективность	(5...30)%	
Максимальное аспектное отношение (отношение высоты структуры к минимальной ширине зоны)	120	

Основные этапы одного из возможных технологических процессов получения зонных пластинок с высоким аспектным отношением представлены на рис. 4.4 [11].

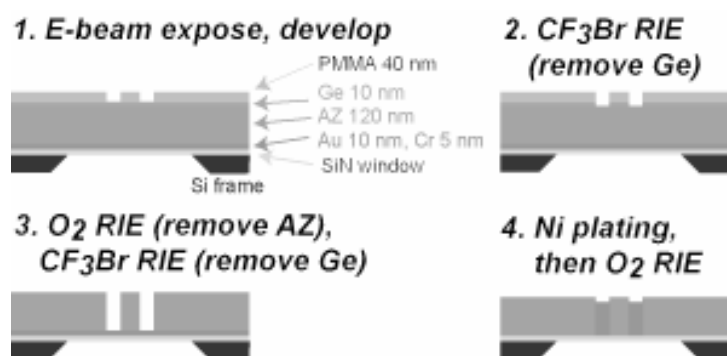


Рис. 4.4. Этапы травления многослойного резиста с целью получения зонной структуры с высоким аспектным отношением

Поэтому наряду с методами электронно-лучевой литографии развивались и интерференционные методы формирования зонной структуры [12, 25]. Их основная проблема связана с тем, что при записи структуры используются лазеры видимого или УФ-диапазона, а сами структуры должны осуществлять фокусировку или формирование изображения в рентгеновском диапазоне. Если устройства интерференционного формирования зонной структуры строятся на основе традиционной оптики, это приводит к необходимости разработки и создания уникальных специализированных объективов, у которых требования к изготовлению элементов и их юстировке значительно превышают соответствующие требования, установленные отечественными и международными стандартами.

Конструктивно более просто рассматриваемая задача может быть решена с помощью метода интерференционного копирования с умножением пространственной частоты, когда формирование соосных интерферирующих волн осуществляется с помощью дифракционного транспаранта. Этот транспарант выполняется с заданным законом чередования кольцевых зон и структурой, обеспечивающей дифракцию излучения в два порядка одного знака, один из которых минус первый [72, 73].

Для формирования интерференционной структуры дифракционный транспарант освещается когерентной сферической волной (рис. 4.5). Носитель записи устанавливается в плоскости, где площадь наложения дифрагированных волн, используемых при записи структуры зонной пластинки, максимальна. Принципиально важной особенностью данного метода является то, что пространственная частота на краю структуры зонной пластинки превышает частоту на краю ДТ в большее число раз, чем уменьшается диаметр структуры по сравнению с диаметром транспаранта.

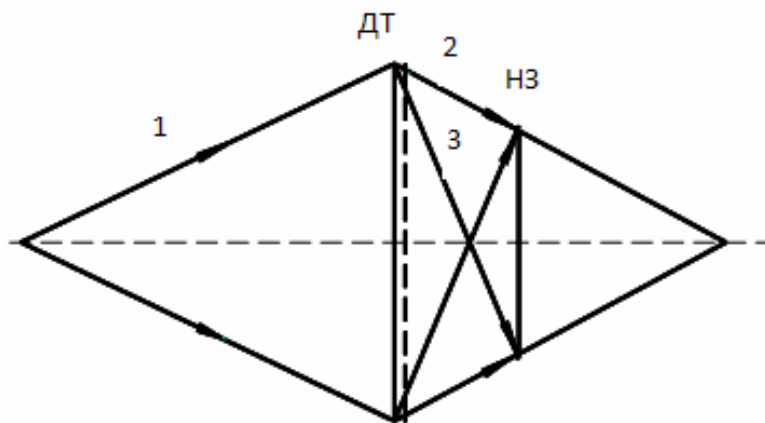


Рис.4.5. Схема формирования зонной структуры с умножением пространственной частоты:

1 – расходящийся пучок когерентного излучения; ДТ – дифракционный транспарант; 2, 3 – пучки, протифрагировавшие на ДТ в минус первый и минус третий порядки, соответственно; НЗ – носитель записи

Предложена схема, позволяющая расширить возможности метода интерференционного копирования с умножением пространственной частоты благодаря переходу от одиночного транспаранта к гибридной дифракционно-рефракционной системе, выполненной в виде плосковыпуклой линзы, на плоскую поверхность которой соосно с линзой нанесена зонная структура дифракционного транспаранта [74]. В этом случае один из фронтов интерферирующих волн формируется однородной рефракционной линзой (ОРЛ на рис. 4.6) и дифракционным транспарантом, работающим в нулевом порядке дифракции, а второй – линзой и транспарантом, работающим в минус первом или минус третьем порядке.

Показано, что при записи структуры с помощью He-Cd лазера ( $\lambda_0 = 441,6$  нм) и изготовлении рабочего шаблона транспаранта на круговой

лазерной записывающей системе Института автоматики и электрометрии СО РАН [75] потенциальные возможности дифракционно-рефракционной системы интерференционного копирования характеризуются следующими данными. При использовании минус первого дифракционного порядка транспаранта возможно получение рентгеновских зонных пластинок (рабочая длина волны  $\lambda=5$  нм) со световыми диаметрами  $D=8$  мм при фокусном расстоянии  $f=300$  мм и  $D=13$  мм при  $f=500$  мм. При использовании же в системе копирования минус третьего дифракционного порядка достижимыми световыми диаметрами являются  $D=10$  мм при  $f=300$  мм и  $D=16$  мм при  $f=500$  мм.

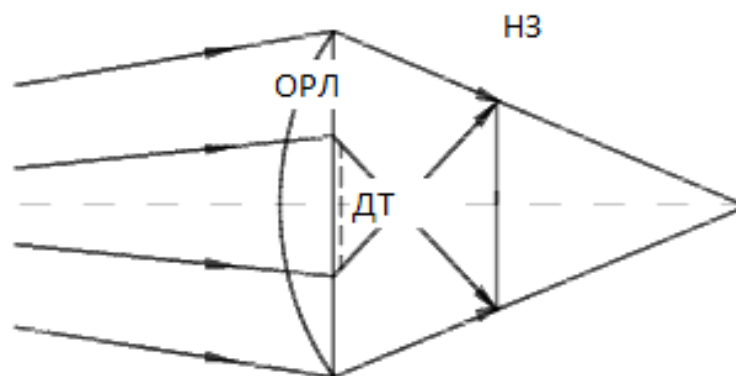


Рис.4.6. Гибридная схема формирования зонной структуры с умножением пространственной частоты

Одна из важных особенностей зонных пластинок, которую необходимо иметь в виду при переходе от мягкого к жесткому рентгеновскому излучению, связана с ограничением на теоретическую разрешающую способность зонной пластинки. Это ограничение обусловлено тем, что при уменьшении длины волны увеличивается оптимальная толщина фазоудерживающих зон пластинки. Действительно, в отсутствие поглощения при бинарном профиле штриха оптимальная толщина фазоудерживающих зон определяется выражением

$$h_p = \lambda/2(n - 1) = \lambda/2\delta, \quad (4.23)$$

где декремент показателя преломления с изменением длины волны рентгеновского излучения ведет себя примерно как  $\delta \sim \lambda^2$ , т.е. получаем, что в отсутствие поглощения  $h_p \sim 1/\lambda$ . С учетом поглощения требуемая толщина отличается от  $h_p$ , однако тенденция ее увеличения с уменьшением длины волны сохраняется.

С другой стороны, теоретический предел разрешения зонной пластинки примерно равен ширине минимального элемента ее структуры. Поэтому с уменьшением длины волны растет аспектное отношение (т.е. отношение высоты структуры к минимальной ширине зоны), которое, однако, имеет технологические ограничения (см. табл. 4.1). В результате можно показать

[11], что при изготовлении пластинки из золота и практически максимальном аспектном отношении (порядка 100), теоретический предел разрешения зонной пластинки на длине волны  $\lambda \approx 0,12$  нм (энергия фотонов  $E=10$  кэВ) составляет около 40 нм.

В работе [76] ограничение на разрешающую способность зонной пластинки получено из условия, что увеличение толщины приводит к увеличению угловой селективности ее дифракционной эффективности и если уменьшение эффективности ограничить 50%, то теоретический предел разрешения зонной пластинки оказывается равным

$$\delta_R = 2\lambda/\sqrt{1-n}, \quad (4.24)$$

т.е. с учетом того, что  $\delta \sim \lambda^2$ , практически не зависит от длины волны  $\lambda$ .

Здесь необходимо иметь в виду, что приведенные оценки ограничений на разрешающую способность рентгеновской зонной пластинки основаны на представлении о ней как о бесконечно тонком транспаранте. Учитывая, что аспектное отношение структуры рентгеновских зонных пластинок очень высоко, анализ разрешающей способности и вычисление дифракционной эффективности следует произвести в рамках строгой теории дифракции.

Резюмируя, отметим, что рентгеновские дифракционные линзы (частным случаем которых являются зонные пластинки Френеля) по сравнению как с системами скользящего падения, так и с рефракционными линзами, имеют более низкий уровень монохроматических аберраций. По сравнению с рентгеновскими рефракционными линзами (за исключением линз Френеля и, по крайней мере, в области мягкого рентгеновского излучения) они также имеют большие световые диаметры и оптические силы.

К недостаткам рентгеновских зонных пластинок Френеля относят сравнительно невысокие эксплуатационные характеристики (прежде всего термическая и механическая нестабильность), обусловленные очень маленькой толщиной пластинок (порядка микрометра); наличие нескольких дифракционных порядков (рис. 4.7), приводящее к зашумленности изображения, а также хроматизм.



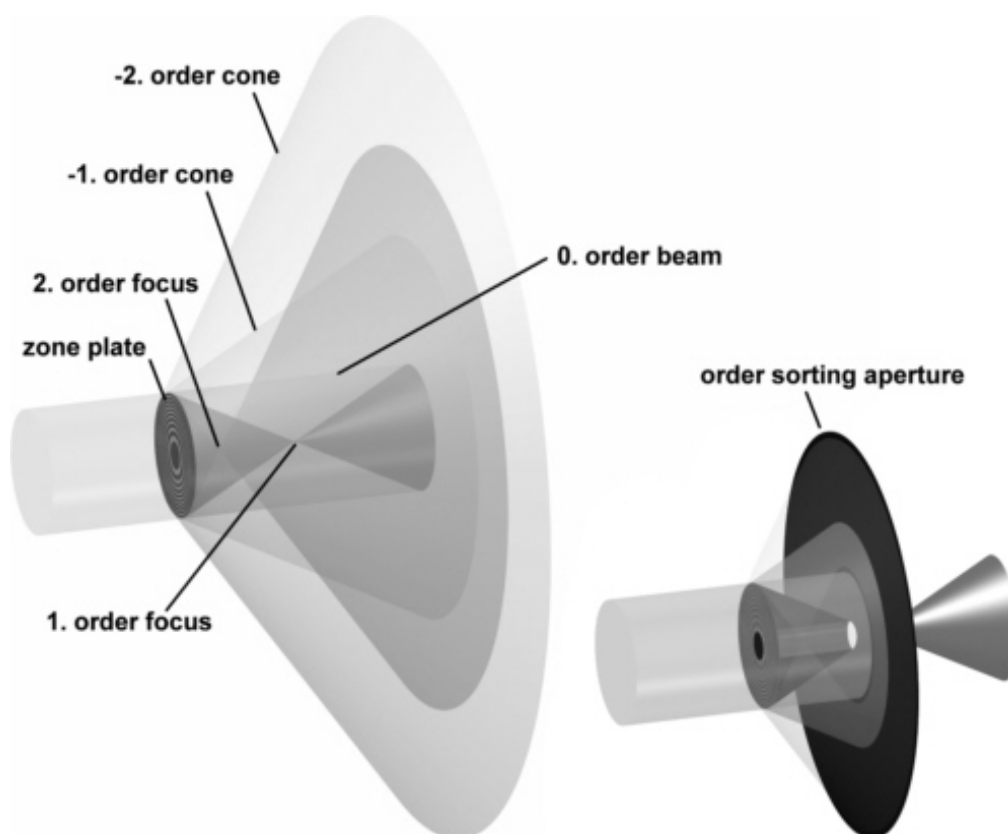


Рис. 4.7. Дифракционные порядки зонной пластинки и их пространственная фильтрация

#### 4.7. Хроматизм рентгеновской оптики

Хроматизм рефракционных линз обусловлен зависимостью показателя преломления материала линзы от длины волны излучения. В видимой области спектра показатель преломления веществ с нормальной дисперсией сравнительно медленно убывает с ростом длины волны излучения. Поэтому фокусное расстояние линзы с ростом длины волны возрастает, но скорость возрастания относительно невысока.

Принципиально другая ситуация в рентгеновской области. Здесь декремент показателя преломления увеличивается с ростом длины волны  $\lambda$  по квадратическому закону:  $\delta \sim \lambda^2$ . Следствием этого является то [см. формулу (3.1)], что, в отличие от рефракционной линзы видимого диапазона, фокусное расстояние рентгеновской рефракционной линзы с ростом длины волны  $\lambda$  убывает (рис.4.8а), причем убывает достаточно быстро – по квадратическому закону:

$$f_{\text{XRL}} \sim 1/\lambda^2 \sim E^2, \quad (4.25)$$

где  $E$  – соответствующая энергия фотонов.

Фокусное расстояние дифракционной линзы, независимо от спектрального диапазона, так же, как и рентгеновской рефракционной линзы, с ростом длины волны убывает (рис.4.8б), но более медленно – по линейному закону [77]:

$$f_{DL} \sim 1/\lambda \sim E. \quad (4.26)$$

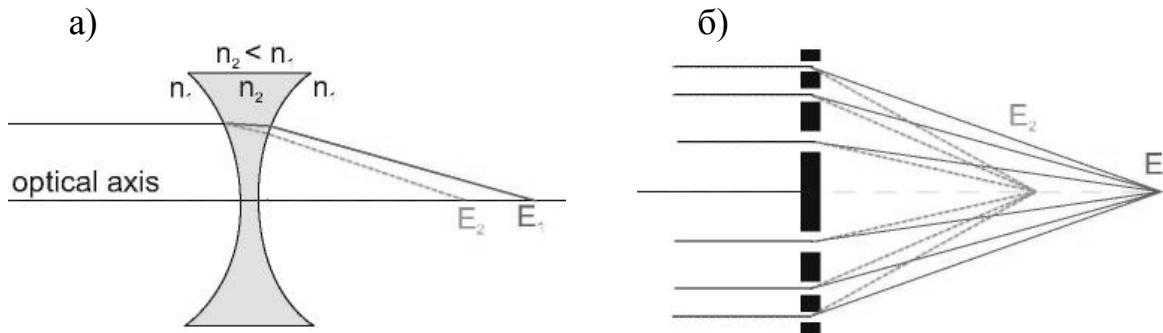


Рис. 4.8. Хроматизм рентгеновской рефракционной (а) и дифракционной (б) линз: энергия фотонов  $E_2 < E_1$  (длина волны  $\lambda_2 > \lambda_1$ )

Поэтому в видимом диапазоне ахроматизация гибридного дублета достигается за счет использования рефракционной и дифракционной линз, имеющих одинаковую по знаку оптическую силу. При этом оптическая сила рефракционной линзы существенно превышает оптическую силу дифракционной линзы. В таком дублете дифракционная линза выступает фактически как корректор [78].

В рентгеновской области спектра дифракционная и рефракционная линзы имеют хроматизм одного знака. При этом, поскольку хроматизм рентгеновской рефракционной линзы превышает хроматизм дифракционной линзы, то, используя аналогию, характерную для видимого диапазона, можно сказать, что рефракционная линза представляет собой аналог флинта (стекло с большой дисперсией), а дифракционная – аналог крона (стекло с малой дисперсией).

Следовательно, в рентгеновской области спектра ахроматизация гибридного дублета, имеющего в целом положительную оптическую силу, может быть достигнута при использовании положительной дифракционной линзы и отрицательной оптически более слабой рефракционной линзы [79]. Поскольку же как у одного, так и у другого компонента дублета в этом случае хроматизм достаточно сильный, то, несмотря на ахроматизацию, будет довольно большим так называемый вторичный спектр.

## 4.8. Многосекторные конденсорные пластинки

Одной из основных задач, стоящих перед конденсором является равномерное освещение объекта с минимальными энергетическими потерями. Один из подходов решения такого сорта задач состоит в использовании неизображающей оптики или фокусаторов, т.е. оптики, концентрирующей излучение в заданную область [65, 80]. Применительно к созданию рентгеновских конденсорных пластинок такое решение предложено в [72] и иллюстрируется рис. 4.9.

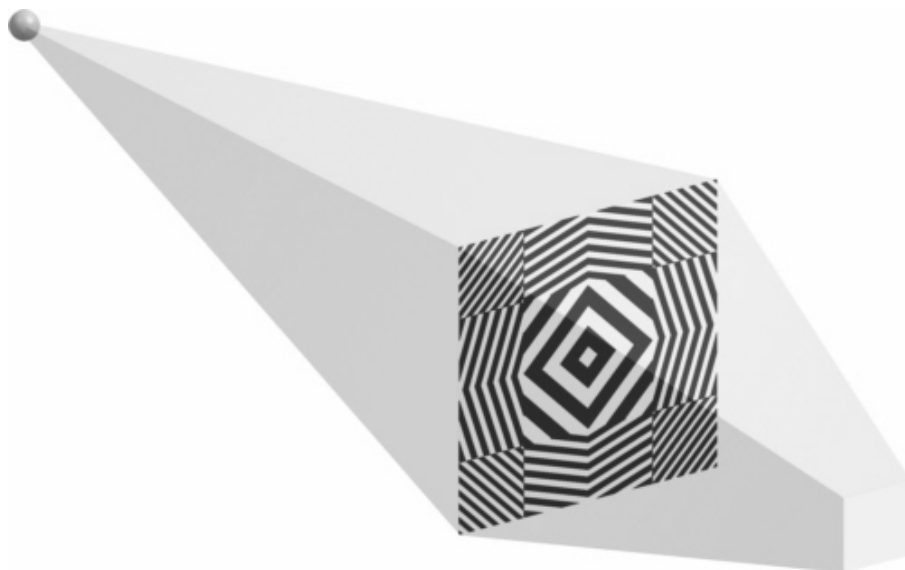


Рис. 4.9. Многосекторная конденсорная зонная пластинка-фокусатор

Описанная в [81] конденсорная пластинка имела площадь  $1 \times 1 \text{ мм}^2$ , состояла из  $20 \times 20$  секторов площадью  $50 \times 50 \text{ мкм}^2$  каждый и равномерно освещала квадратную площадку заданного размера.

## 4.9. Брэгг-френелевская оптика

Брэгг-френелевские элементы (рис. 4.10) представляют собой фокусирующие элементы отражательного типа, действие которых основано на объемной дифракции на многослойной или кристаллической структуре с определенной формой поверхности или изменением периода отражающих плоскостей [77, 82-84].

Механизм фокусировки излучения, осуществляемой брэгг-френелевским элементом, поясняется рис. 4.11, на котором изображены объемные зоны Френеля брэгг-френелевского элемента, ограниченные эллипсоидами вращения и совмещенные с плоской многослойной структурой. За счет искривленных поверхностей зон осуществляется требуемая фоку-

сировка, а за счет многослойных покрытий достигается высокая дифракционная эффективность.



Рис. 4.10. Фотография брэгг-френелевской линзы

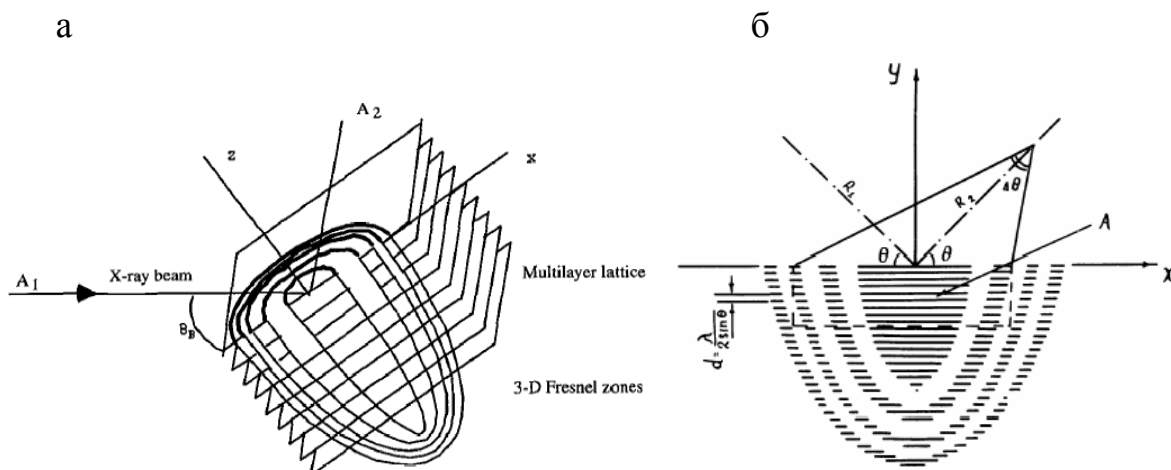


Рис. 4.11. Объемные зоны Френеля (а) и их сечения (б) брэгг-френелевского элемента

Брэгг-френелевские элементы, как и зонные пластинки Френеля, обеспечивающие, достаточно острую фокусировку рентгеновского излучения, являются носителями большинства как положительных, так и отрицательных качеств многослойных зеркал и брэгговских кристаллических отражателей, таких, как высокая механическая и термическая стабильность, отсутствие хроматизма, спектральная и угловая селективность дифракционной эффективности, высокий уровень полевых aberrаций, а также сферической aberrации, которая неизбежно возникает, если форма поверхностей, ограничивающих зоны Френеля, отступает от идеальной. К положительным качествам также следует отнести уже упоминавшуюся ранее высокую дифракционную эффективность и принципиальную возможность достижения высокого разрешения при фокусировке жесткого рентгеновского излучения. К серьезным проблемам

широкого использования брэгг-френелевской оптики относят сложность ее изготовления.

В [82] описывается одна из модификаций брэгг-френелевского элемента, являющегося аналогом системы Кирпатрика-Баеза. Модифицированный элемент представляет собой зонную пластинку Френеля – аналог цилиндрической линзы, структура которой нанесена на многослойное зеркало цилиндрической формы так, что за счет этой структуры осуществляется фокусировка в линию в одном направлении (например в горизонтальном), а за счет искривленной формы зеркала – в линию в другом направлении (например в вертикальном) (рис. 4.12).

В отличие от классической системы Кирпатрика-Баеза (см. рис. 2.2), работающей в мягком рентгеновском диапазоне, представленный на рис. 4.12 ее модифицированный аналог предназначен для работы в жестком рентгеновском излучении. В [82] сообщается об измерениях на длинах волн  $\lambda \approx 0,12$  нм и  $\lambda \approx 0,1$  нм (энергии фотонов, соответственно, 10 и 12 кэВ).

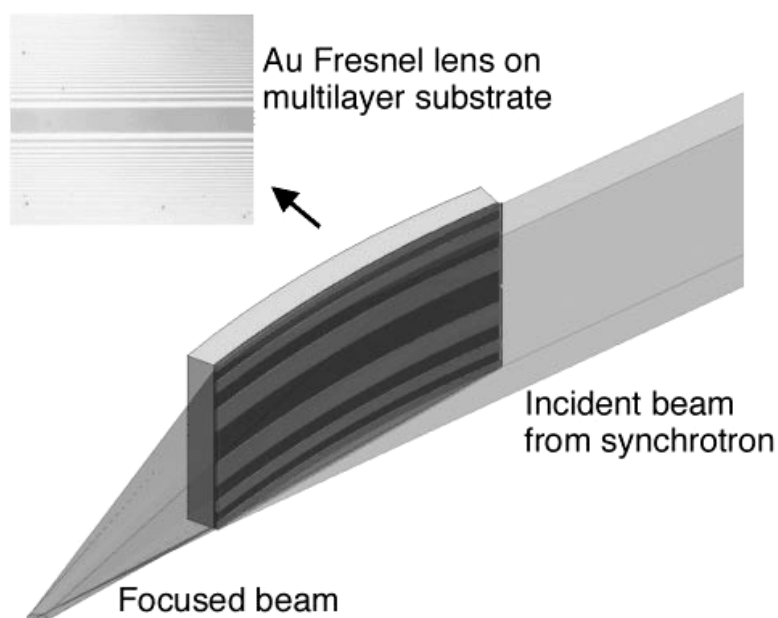


Рис. 4.12. Модифицированный брэгг-френелевский элемент – аналог системы Кирпатрика – Баеза

## Контрольные вопросы

1. Размер характерной области генерации рентгеновского излучения.
2. Опишите принцип работы рентгеновской трубки. Какие еще источники рентгеновского излучения вам известны?
3. Опишите типичный спектр рентгеновской трубки и объясните появление каждой составляющей в нем.
4. Какие основные особенности имеют синхротронное и ондуляторное рентгеновские излучения?
5. Каков принцип действия рентгеновского лазера на свободных электронах и основные особенности его излучения?
6. Какие процессы происходят при облучении вещества рентгеновским излучением?
7. Основные типы приемников рентгеновского излучения и физические основы их действия.
8. Основные особенности поглощения рентгеновского излучения. Как выглядит зависимость коэффициента поглощения от длины волны рентгеновского излучения?
9. Какой диапазон волн относят к мягкому рентгеновскому излучению? Почему работа в этом диапазоне должна производиться в вакууме?
10. На каком явлении основана абсорбционная рентгенография и каковы основные области ее применения?
11. Основные метрологические особенности рентгеновского излучения по сравнению с видимым и ультрафиолетовым излучением. В каких основных рентгеновских приборах используются эти особенности?
12. Основные типы рентгеновских микроскопов. Какие преимущества имеет микроскопия мягкого рентгеновского диапазона?
13. Физические основы рентгеновской кристаллографии. Почему рентгеновское излучение испытывает дифракцию на кристаллических структурах?
14. Из каких основных узлов состоит порошковый дифрактометр? Зачем нужны коллиматоры Соллера? Назовите недостатки геометрии Брэгга – Brentano.
15. Каковы причины возникновения и основные стадии рентгеновской флюоресценции?
16. Суть и физические основы рентгеновской томографии и основные области ее применения.
17. Диэлектрическая проницаемость и показатель преломления в рентгеновской области. Явление полного внешнего отражения.
18. Физические основы зеркал скользящего падения и многослойных зеркал.

19. Проблемы фокусировки рентгеновского излучения с помощью одиночного криволинейного зеркала скользящего падения. Необходимость построения составных зеркальных систем.

20. Основные схемы составных зеркальных систем скользящего падения.

21. Проблема энергетической эффективности составных зеркальных систем и пути ее решения. Совмещенные системы скользящего падения.

22. Каковы основные конструктивные решения, используемые при построении многоэлементных зеркальных систем фокусировки рентгеновского излучения?

23. Проблема высокой спектральной селективности многослойных рентгеновских зеркал и ее решение с помощью капиллярной оптики.

24. В чем основная проблема создания рентгеновской рефракционной фокусирующей оптики и каковы современные пути ее решения?

25. Основные конструкции и достигнутые параметры рентгеновских рефракционных синглетов и составных линз.

26. Перспективность и основные проблемы использования фокусирующих дифракционных элементов в рентгеновской области спектра.

27. Схема и принцип действия рентгеновского микроскопа на основе зонных пластинок.

28. Современные методы создания дифракционных микроструктур и их технологические возможности.

29. Каковы особенности хроматизма рентгеновских рефракционных и дифракционных фокусирующих элементов по сравнению с аналогичными элементами, работающими в видимом диапазоне?

30. Каковы основные особенности и области применения много-секторных конденсорных пластинок и брэгг-френелевской оптики?

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Жесткое рентгеновское излучение благодаря своим специфическим свойствам (высокая проникающая способность, малая длина волны) нашло широкое применение практически сразу же после своего открытия. Сегодня без рентгеновского аппарата невозможно себе представить ни одно сколь-нибудь серьезное медицинское учреждение и ни одну исследовательскую лабораторию, занимающуюся неразрушающим контролем или контрольно-измерительной диагностикой. До недавнего времени во всех такого сорта аппаратах в качестве источника излучения использовались рентгеновские трубки, а в качестве оптических элементов преобразования рентгеновских пучков – микроотверстия и щели.

Несмотря на огромные успехи, достигнутые при практическом использовании рентгеновского излучения, перечисленная выше элементная база существенно ограничивает круг решаемых научных и прикладных задач, а также затрудняет получение и расшифровку регистрируемой информации. Создание источников синхротронного рентгеновского излучения позволило на несколько порядков увеличить мощность излучения, добиться его высокой направленности и монохроматичности. Параллельно, благодаря успехам в микроэлектронике, технике изготовления и обработки сверхгладких профилированных поверхностей, а также осаждения на эти поверхности атомных слоев материалов с заданными свойствами, были разработаны методы создания рентгеновских элементов, которые могут быть эквивалентами хорошо нам знакомых оптических элементов, работающих в видимом диапазоне – это зеркала, призмы, линзы и различного рода дифракционные элементы: решетки, зонные пластинки, фокусаторы и т.д. Все это создает условия для качественного скачка в развитии всех известных направлений практического использования рентгеновского излучения и создания новых направлений, существенно расширяющих возможности рентгеновской оптики, – это, например, изображающая и сканирующая рентгеновская микроскопия, рентгеновская голография и литография, различные методы нанотехнологии, основанные на манипулировании отдельными атомами или их группами и т.д. Таким образом, мы стоим на пороге существенного прорыва всей, основанной на рентгеновском излучении техники, по своим последствиям сопоставимого с тем прорывом, который был достигнут в информационных технологиях и привел к созданию персональных компьютеров, мобильных телефонов, различных средств видеотехники и т.д.



## БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Прохоров, А.М. Физическая энциклопедия [Текст] / гл. редактор А.М. Прохоров. – М.: Большая Российская энциклопедия. – 1994. – Т. 4. – 704 с.
2. Пономарев, Л.И. Под знаком кванта [Текст] / Л.И. Пономарев. – М.: ФИЗМАТЛИТ. – 2006. – 416 с.
3. Блохин, М.А. Физика рентгеновского излучения [Текст] / М.А. Блохин. – М.: Гостехиздат. – 1957. – 518 с.
4. Иванов, С.А. Рентгеновские трубки технического назначения [Текст] / С.А. Иванов, Г.А. Щукин. – Л.: Энергоатомиздат, Ленингр. отд-ние, 1989. – 200 с.
5. Haug, E. The elementary process of Bremsstrahlung [Текст] / E. Haug, W. Nakel. – Singapore: World Scientific, River Edge, 2004. – 259 p.
6. Bass, M. Handbook of Optics, Volume V: Atmospheric Optics, Modulators, Fiber Optics, X-Ray and Neutron Optics [Текст] / Ed.-in-Chief M. Bass. – 3rd ed. – NY: McGrawHill, 2010. – 1293 p.
7. Tsuji, K. X-Ray Spectrometry: Recent Technological Advances [Текст] / K. Tsuji, J. Injuk, R. Van Grieken. – Chichester (England): John Wiley & Sons Ltd, 2004. – 603 p.
8. Тернов, И.М. Синхротронное излучение. Теория и эксперимент [Текст] / И.М. Тернов, В.В. Михайлин. – М.: Энергоатомиздат, 1981. – 296 с.
9. Фетисов, Г.В. Синхротронное излучение. Методы исследования структуры веществ [Текст] / Г.В. Фетисов. – М.: Физматлит, 2007. – 672 с.
10. Кулипанов, Г.В. Изобретение В.Л. Гинзбургом ондуляторов и их роль в современных источниках синхротронного излучения и лазерах на свободных электронах [Текст] / Г.В. Кулипанов // Успехи физических наук. – 2007. – Т. 177, №4. – С. 384-393.
11. X-ray optics [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <http://www.x-ray-optics.eu>
12. Мишетт, А. Оптика мягкого рентгеновского излучения [Текст] / А. Мишетт – М.: Мир, 1989. – 352 с.
13. Characterization of undulator radiation at MAX II / [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <http://www.cern.ch/accelconf/e98/PAPERS/MOP25G.PDF>
14. Seely, J. Radiometry and metrology of a phase zone plate measured by extreme ultraviolet synchrotron radiation [Текст] / J.F. Seely, B. Kjornrattanawanich, J.C. Bremer, M. Kowaiski, Y. Feng // Applied Optics. – 2009. – Vol. 48, № 31. – P. 5970-5977.

15. Кулипанов, Г.В. Использование синхротронного излучения: состояние и перспективы [Текст] / Г.В. Кулипанов, А.Н. Скринский // Успехи физических наук. – 1977. – Т. 122, вып. 3. – С. 369-418.
16. Рогозин, Е.Н. Продвижение лазеров на свободных электронах в рентгеновскую область спектра [Текст] / Е.Н. Рогозин, И.И. Собельман // Успехи физических наук. – 2004. – Т. 174, №2. – С. 207-208.
17. Schmüser, P. Ultraviolet and Soft X-Ray Free-Electron Lasers: Introduction to Physical Principles, Experimental Results, Technological Challenges [Текст] / P. Schmüser, M. Dohlus, J. Rossbach. – Berlin: Springer, 2008. – 207 p.
18. X-ray free-electron lasers [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <http://www.slac.stanford.edu>
19. Ковальчук, М. Европейский рентгеновский лазер на свободных электронах – уникальный исследовательский инструмент для структурных исследований [Электронный ресурс] / М. Ковальчук, В. Носик, М. Рычев // Четвертый международный форум по нанотехнологиям. (Москва, 26-28 октября 2011 г.). – Режим доступа: <http://www.rusnanoforum.ru>
20. Emma, P. First lasing and operation of an ångstrom-wavelength free-electron laser [Текст] / P. Emma, R. Akre, J. Arthur, et al. // Nature Photonics. – 2010. – Vol. 4, Issue 8. – P. 641-647.
21. Рогозин, Е.Н. Лазерные источники в мягкой рентгеновской области спектра [Текст] / Е.Н. Рогозин, И.И. Собельман // Успехи физических наук. – 2005. – Т. 175, №12. – С. 1340-1341.
22. Ключев, В.В. Рентгенотехника [Текст]: справочник: в 2-х кн. / под ред. В.В. Ключева. – М.: Машиностроение, 1980. Кн. 1. – 431 с.; кн. 2. – 383 с.
23. Шехтман, В.Ш. Введение в рентгеновскую кристаллографию [Текст] / В.Ш. Шехтман, Р.Л. Диланян. – Черногоровка: ИПХФ РАН, 2002. – 144 с.
24. Шпольский, Э.В. Атомная физика. Т.1: Введение в атомную физику. [Текст] / Э.В. Шпольский. – М.: Наука, 1984. – 552 с.
25. Шмаль, Г. Рентгеновская оптика и микроскопия [Текст] / Под ред. Г. Шмаля, З. Рудольфа. – М.: Мир, 1987. – 464 с.
26. Валиев, К.А. Физика субмикронной литографии [Текст] / К.А. Валиев. – М.: Наука, 1990. – 527 с.
27. Моро, У. Микролитография: принципы, методы, материалы: В 2 ч. [Текст] / У. Моро. – М.: Мир, 1990. Ч. 1. 605 с.; ч. 2. 633 с.
28. Брегг, У.Л. Рентгеновская кристаллография [Текст] / У.Л. Брегг // Успехи физических наук. – 1969. – Т. 97, вып. 3. – С. 525-546.
29. Дифрактометр рентгеновский ДРОН-7. Руководство по эксплуатации. – СПб: НПП «Буревестник», ОАО.
30. Рентгеновская порошковая дифрактометрия [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <http://www.chem.msu.su/rus/cryst/crychem/pdf/lect02.pdf>

31. Богдан, Т.В. Основы рентгеновской дифрактометрии. [Текст] / Т.В. Богдан. – М.: МГУ, 2012. – 64 с.
32. Афонин, В.П. Рентгенофлуоресцентный анализ [Текст] / В.П. Афонин, Н.И. Комяк, В.П. Николаев, Р.И. Плотников. – Новосибирск: Наука, 1991. – 173 с.
33. Труфанов, Г.Е. Рентгеновская компьютерная томография [Текст] / под ред. Г.Е. Труфанова. – М.: Фолиант, 2008. – 1200 с.
34. Москаленко, Е.И. Методы внеатмосферной астрономии [Текст] / Е.И. Москаленко. – М.: 1984. – 280 с.
35. Рентгеновская астрономия [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <http://www.astronet.ru>
36. Алиханов, А.И. Оптика рентгеновских лучей [Текст] / А.И. Алиханов. – Л., М., 1933.
37. Виноградов, А.В. Зеркальная рентгеновская оптика [Текст] / Под ред. А.В. Виноградова. – Л.: Машиностроение. Ленингр. отд-ние, 1989. – 463 с.
38. Barbee, T.W. Multilayer X-ray Optics [Текст] / T.W. Barbee // Optical Engineering. – 1981. – Vol. 25, № 8. – P. 899-915.
39. Гапонов, С.В. Литография на длине волны 13 нм [Текст] / С.В. Гапонов // Вестник Российской академии наук. – 2003. – Т. 73, № 5. – С. 392-395.
40. Kirpatrick, P. Formation of Optical Images by X-rays [Текст] / P. Kirpatrick, A.V. Baez // J. Opt. Soc. Am. – 1948. – Vol. 38, № 9. – P. 766-773.
41. Montel, M. X-ray microscopy with catamegonic roof mirrors, X-ray microscopy and microradiography [Текст] / M. Montel // New York: Academic Press. – 1957. – P. 177-185.
42. Wolter, H. Mirror Systems with Grazing Incidence as Image-Forming Optics for X-rays [Текст] / H. Wolter // Ann. Phys. – 6<sup>th</sup> Ser. 1952. – Vol. 10. – P. 94-114.
43. Aschenbach, B. X-ray Telescopes [Текст] / B. Aschenbach // Rep. Prog. Phys. – 1985. – Vol. 48. – P. 579–629.
44. Schmidt, W.K.H. A proposed x-ray focusing device with wide field of view for use in x-ray astronomy [Текст] / W.K.H. Schmidt // Nucl. Instrum. Methods. – 1975. – Vol. 127. – P. 285-292.
45. Petre, P. Conical imaging mirrors for high-speed X-ray telescope [Текст] / P. Petre, P.J. Serlemitsos // Appl. Opt. – 1985. – Vol. 24, № 12. – P. 1833-1837.
46. Angel, J.R.P. Lobster eyes as x-ray telescope [Текст] / J.R.P. Angel // Space Optics-Imaging X-Ray Optics Workshop, Proc. SPIE. – 1979. – Vol. 184. – P. 84-85.
47. Кумахов, М.А. Излучение каналированных частиц в кристаллах [Текст] / М.А. Кумахов. – М.: Энергоатомиздат, 1981. – 160 с.

48. Аркадьев, В.А. Широкополосная рентгеновская оптика [Текст] / В. А. Аркадьев [и др.] // Успехи физических наук. – 1989. – Т. 157, вып. 3. – С. 529-537.

49. Kumakhov, M.A. Neutron capillary optics: status and perspectives [Текст] / М.А. Kumakhov // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. 2004. – Vol. A 529. – P. 69-72.

50. Институт рентгеновской оптики [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <http://www.xrayoptic.ru>

51. X-Ray Optical Systems [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <http://www.xos.com>

52. Апенко, М.И. Прикладная оптика [Текст] / М. И. Апенко, А. С. Дубовик. – М.: Наука, Гл. ред. физ.-мат. лит., 1971. – 271 с.

53. Aerospace Technology [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <http://www.aerospace-technology.com>

54. Аристов, В. В. Современная рентгеновская оптика высокого разрешения [Текст] / Аристов В.В. // Вестник Российской академии наук. – 2002. – Т. 72, № 11. – С. 963-968.

55. Аристов, В. В. Современные достижения рентгеновской оптики преломления [Текст] / Аристов В. В., Шабельников Л.Г. // Успехи физических наук. – 2008. – Т. 178, № 1. – С. 61-83.

56. Aristov, V.V. Short-focus silicon parabolic lenses for hard X-rays [Текст] / V.V. Aristov, L.G. Starkov, L.G. Shabel'nikov, S.M. Kuznetsov, A.P. Ushakova, M.V. Grigoriev, V.M. Tsetlin // Optics Communications. – 1999. – Vol. – 161. – P. 203-208.

57. Snigirev, A. A compound refractive lens for focusing high-energy X-rays [Текст] / A. Snigirev, V. Kohn, I. Snigireva, B. Lengeler // Nature. – 1991. – Vol. 384. – P. 49-51.

58. Dudchik, Yu. I. A microcapillary lens for X-rays [Текст] / Yu. I. Dudchik, N.N. Kolchevsky // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. – 1998. – Vol. A 421. – P. 361.

59. Cederström, B. Focusing hard X-rays with old LP's [Текст] / B. Cederström, R. Cahn, M. Danielsson, M. Lundqvist, D. Nygren // Nature. – 2000. – Vol. 404. – P. 951.

60. Lengeler, B. Imaging by parabolic refractive lenses in the hard X-ray range [Текст] / B. Lengeler, C. Schroer, J. Tümmler, B. Benner, M. Richwin, A. Snigirev, I. Snigireva, M. Drakopoulos // Journ. Synchrotron Rad. – 1999. – Vol. 1. – P. 1153-1167.

61. Nazmov, V. Planar sets of cross x-ray refractive lenses from SU-8 polymer [Текст] / V. Nazmov, E. Reznikova, A. Somogyi, J. Mohr, V. Saile // Proceedings of SPIE. – 2004. – Vol. 5539. – P. 235-243.

62. Заказнов, Н.П. Теория оптических систем [Текст] / Н.П. Заказнов, С.И. Кирюшин, В. И. Кузичев. – М.: Машиностроение – 1992, 448 с.

63. Nazmov, V. Crossed planar X-ray lenses made from nickel for X-ray micro focusing and imaging applications [Текст] / V. Nazmov, E. Reznikova, A. Last, J. Mohr, V. Saile, M. DiMichiel, J. Götttert // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. – 2007. – Vol. A 39301. – P. 120-122.
64. Jark, W. CLESSIDRA: focusing hard x-rays efficiently with small prism arrays [Текст] / W. Jark, F. Pérennès, M. Matteucci, L. De Caro // Modern Developments in X-Ray and Neutron Optics, Springer Series in Optical Sciences. Springer. – 2008. – Vol. 137. – P. 331-351.
65. Сойфер, В.А. Дифракционная компьютерная оптика / под ред. В.А. Сойфера. – М.: Физматлит, 2007. - 736 с.
66. Сойфер, В.А. Нанопотоника и дифракционная оптика [Текст] / В.А. Сойфер // Компьютерная оптика. – 2008. – Т. 32, № 2. – С. 110-118.
67. Baez, A.V. Fresnel Zone Plates for Optical Image Formation Using Extreme Ultraviolet and Soft X-Ray Radiation [Текст] / A.V. Baez // Journal of the Optical Society of America. – 1961. – Vol. 51, № 4. – P. 405-412.
68. Schmal, G. High power zone plates as image forming systems for soft x-rays [Текст] / G. Schmal, D. Rudolph // Optik. – 1969. – Vol. 29. – P. 577-585.
69. Shaver, D.C. X-ray zone plates fabricated using electron-beam and x-ray lithography [Текст] / D.C. Shaver, D.C. Flanders // Journ. Vac. Sci. Technol. – 1979. – Vol. 16, N 6. – P. 1626-1630.
70. Грейсук, Г.И. Оптика градиентных и дифракционных элементов [Текст] / Г. И. Грейсук, И. М. Ефименко, С. А. Степанов. – М.: Радио и связь, 1990. - 136 с.
71. Greisukh, G.I. Optimization of the structure of x-ray diffraction lenses [Текст] / G.I. Greisukh, S.A. Stepanov // Proc. of Intern. Symp. «Short wavelength lasers and their application». Samakand. – 1990. – P. 71.
72. А. с. 1253318 СССР. Способ изготовления дифракционных линз [Текст] / Г.И. Грейсук.
73. Yun, W.B. High-resolution Fresnel zone plates for x-ray applications by spatial-frequency multiplication [Текст] / W.B. Yun, M.R. Howells // Journal of the Optical Society of America. – A. – 1987. – Vol. 4, № 1. – P. 34-40.
74. Степанов, С.А. Расчет и анализ оптических систем, включающих дифракционные и градиентные элементы [Текст]: автореф. дис. ... д-ра физ.-мат. наук / С.А. Степанов. – Самара: СГАУ, 1998. – 32 с.
75. Полещук, А.Г. Методы изготовления и контроля дифракционных оптических элементов [Текст] / А.Г. Полещук, В.П. Корольков // Сб. тр. науч.-практ. конф. «Голография в России и за рубежом. Наука и практика». – М.: ООО «ГОЛОГРАФИЯ-СЕРВИС», 2007. – С. 11-14.
76. Aristov, V.V. Principles of Bragg-Fresnel multiplayer optics [Текст] / V.V. Aristov, A.I. Erko, V.V. Martynov // Ruvue Phys. Appl. – 1988. – Vol. 23, № 10. – P. 1623-1630.

77. Грейсх, Г.И. Оптика градиентных и дифракционных элементов [Текст] / Г.И. Грейсх, И.М. Ефименко, С.А. Степанов. – М.: Радио и связь, 1990. – 136 с.

78. Грейсх, Г. И. Сравнительный анализ хроматизма дифракционных и рефракционных линз [Текст] / Г.И. Грейсх, Е.Г. Ежов, С.А. Степанов // Компьютерная оптика. – М.: МЦНТИ, 2005. – Вып. 28. – С. 60-65.

79. Umbach, M. Achromatic X-ray focusing using diffractive and refractive elements [Текст] / M. Umbach, V. Nazmov, M. Simon, A. Last, V. Saile // Proc. of SPIE. – 2008. – V. 7100.

80. Welford, W.T. High collection nonimaging optics [Текст] / W.T. Welford // San Diego (Calif.): Acad. Press., 1989. – 284 p.

81. Jefimovs, K. Beamshaping Condenser Lenses for Full-Field Transmission X-ray Microscopy [Текст] / K. Jefimovs, J. Vila-Comamala, M. Stampanoni, B. Kaulich, C. David // Journal of Synchrotron Radiation. – 2008. – Vol. 15. – P. 106-108.

82. Erko, A. Bragg-Fresnel Optics and Supermirrors [Текст] / A. Erko, B. Vidal // Компьютерная оптика. – 1991. – Вып. 11. – С. 18-21.

83. ESRF [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <http://www.esrf.eu>

84. NanoMaker. Innovative Solutions for Nano-Litography [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <http://www.nanomaker.com>

## ОГЛАВЛЕНИЕ

ПРЕДИСЛОВИЕ .....	3
ВВЕДЕНИЕ .....	4
1. РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ И ЕГО ОСОБЕННОСТИ .....	6
1.1. Спектральный диапазон .....	6
1.2. Открытие рентгеновского излучения .....	6
1.3. Технические источники рентгеновского излучения .....	7
1.4. Регистрация рентгеновского излучения .....	25
1.5. Особенности поглощения рентгеновского излучения .....	28
1.6. Основные области применения рентгеновского излучения .....	30
2. РЕНТГЕНОВСКАЯ ОПТИКА ОТРАЖЕНИЯ .....	41
2.1. Показатель преломления .....	41
2.2. Многослойные зеркала .....	42
2.3. Зеркала на криволинейных поверхностях .....	43
2.4. Системы скользящего падения .....	43
2.5. Совмещенные системы .....	46
2.6. Многоэлементные системы .....	48
2.7. Капиллярная оптика .....	50
3. РЕНТГЕНОВСКАЯ РЕФРАКЦИОННАЯ ОПТИКА .....	52
3.1. Проблемы создания .....	52
3.2. Рефракционные синглеты .....	52
3.3. Составные линзы .....	53
3.4. Пути достижения высокой апертуры .....	59
4. РЕНТГЕНОВСКАЯ ДИФРАКЦИОННАЯ ОПТИКА .....	61
4.1. Зонные пластинки Френеля .....	61
4.2. Рентгеновский микроскоп на основе зонных пластинок .....	62
4.3. Габаритный расчет зонных пластинок .....	63
4.4. Оценка энергетических показателей .....	66
4.5. Расчет дифракционной эффективности зонных пластинок .....	67
4.6. Технологические возможности создания микроструктур .....	68
4.7. Хроматизм рентгеновской оптики .....	73
4.8. Многосекторные конденсорные пластинки .....	75
4.9. Брэгг-френелевская оптика .....	75
Контрольные вопросы .....	78
ЗАКЛЮЧЕНИЕ .....	80
БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК .....	81

Учебное издание

Грейсух Григорий Исаевич  
Ежов Евгений Григорьевич  
Казин Сергей Владимирович  
Степанов Сергей Алексеевич

**РЕНТГЕНОВСКАЯ ОПТИКА:  
СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ И ОБЛАСТИ ПРИМЕНЕНИЯ**  
Учебное пособие

Редактор М.А. Сухова  
Верстка Н.В. Кучина



---

Подписано в печать 22.10.2014. Формат 60x84/16.  
Бумага офисная «Снегурочка». Печать на ризографе.  
Усл.печ.л. 5,1. Уч.-изд.л. 5,5. Тираж 80 экз.  
Заказ № 357.

---

Издательство ПГУАС.  
440028, г. Пенза, ул. Германа Титова, 28