

А. Мишетт

---

Оптика  
МЯГКОГО  
рентгеновского  
излучения



Издательство «Мир»

**OPTICAL SYSTEMS  
FOR SOFT X RAYS**

**Alan G. Michette**

King's College  
London, England

Plenum Press · New York and London  
1986

А. Мишетт

Оптика  
МЯГКОГО  
рентгеновского  
ИЗЛУЧЕНИЯ

Перевод с английского  
канд. физ.-мат. наук Н. Н. Зорева и  
канд. физ.-мат. наук И. В. Кожевникова  
под редакцией д-ра физ.-мат. наук А. В. Виноградова



Москва «Мир» 1989

ББК 22.345  
М71  
УДК 537.531:535

Мишett А.

М71 Оптика мягкого рентгеновского излучения: Пер. с англ. —  
М.: Мир, 1989. — 352 ил.

ISBN 5-03-001052-1

Книга английского ученого — первая в мировой литературе монография по физике и оптике мягкого рентгеновского излучения, нашедшего в последние годы широкое применение в самых различных областях от биологии до астрономии. Описаны рентгеновские микроскопы и телескопы. Рассмотрены свойства, методы расчета, технология изготовления и применение рентгеновских оптических элементов — многослойных зеркал, дифракционных решеток, зонных пластинок.

Для научных сотрудников, а также для студентов и аспирантов.

1604060000 — 399  
М ----- 48 — 89  
041 (01) — 89

ББК 22.345

*Редакция литературы по физике и астрономии*

ISBN 5-03-001052-1 (русск.)  
ISBN 0-306-42320-0 (англ.)

© Plenum Press, New York 1986  
© перевод на русский язык, "Мир", 1989

## ПРЕДИСЛОВИЕ РЕДАКТОРА ПЕРЕВОДА

Мягкий рентгеновский диапазон — условно к нему можно отнести область длин волн от 10 до 300 Å — один из наиболее труднодоступных на шкале электромагнитных волн. В отличие от обычного рентгеновского излучения, используемого в медицине, интраскопии, кристаллографии, мягкое рентгеновское излучение (МРИ) поглощается не только в веществе, но и в воздухе. Однако, несмотря на столь очевидное неудобство, МРИ в прошедшее десятилетие все шире используется в плазменных исследованиях, рентгеновской астрономии, физике твердого тела, технологии и т. д. Исключительно интенсивно ведутся работы по совершенствованию источников и оптики для МРИ. Последнее направление и составляет основное содержание данной книги.

Интерес к МРИ как средству исследования связан с целым рядом особенностей его взаимодействия с веществом.

Во-первых, оно находится в резонансе с электронами внутренних оболочек атомов и молекул. Под этим подразумеваются два обстоятельства. В мягком рентгеновском (МР) диапазоне лежат энергии квантов, ионизирующих электроны *K*-оболочек легких элементов от гелия до натрия. Кроме того, кванты, испускаемые при захлопывании вакансий в этих оболочках, а также вакансий в *L*-оболочках более тяжелых элементов, также лежат в МР диапазоне. Причем величина энергии поглощаемого или испускаемого кванта может характеризовать не только элемент, но и тип химической связи или фазовый состав исследуемого вещества или сплава. На этом основываются современные очень точные и в то же время оперативные методы анализа материалов и поверхностей — рентгеноэлектронный, рентгеноспектральный и рентгенофлуоресцентный [1].

Во-вторых, в МР диапазоне лежит максимум излучательной способности плазмы с температурой от сотен электронвольт до нескольких килоэлектронвольт. Это плазма, исследуемая в работах по управляемому термоядерному синтезу, активная среда рентгеновских лазеров, солнце, горячие звезды, квазары и другие внеземные источники. Отсюда ясны значение МР диапазона в работах по диагностике плазмы, в космической физике и важность совершенствования методов регистрации и управления пучками мягкого рентгеновского излучения [2–4].

Рентгеновская литография как метод производства микросхем с субмикронными размерами также ориентируется на область длин волн от 4 до 100 Å. Речь идет о перенесении рисунка с шаблона на поверхность полупроводниковой пластины. Если необходимо воспроизводить детали размером порядка 1 мкм и меньше, традиционная оптическая фотолитография не может быть использована из-за дифракционных эффектов. В отличие от электронной литографии рентгеновская литография дает более "четкие" изображения, так как фотоэлектроны, образующиеся в процессе экспонирования, имеют меньшую энергию и, следовательно, меньшую длину пробега, чем вторичные электроны [5]. Кроме того, рентгеновская литография в настоящее время представляется более производительной и перспективной в качестве метода массового тиражирования микросхем, чем корпускулярные методы, в которых управляемый ЭВМ электронный или ионный пучок диаметром порядка сотых долей микрона поэлементно переносит на резист весь рисунок.

Микроскопия МР диапазона занимает промежуточное место между оптической и электронной. В отличие от оптической она обладает лучшим дифракционным разрешением и контрастом, что позволяет без предварительного окрашивания или внесения тяжелых элементов исследовать клетки, тонкие биологические срезы и пленки. В то же время в отличие от электронной рентгеновская микроскопия не требует трудоемкой предварительной подготовки объекта, к тому же приводящей к возникновению артефактов, и в принципе позволяет исследовать влажные и живые биологические образцы. Глубина проникновения МР излучения 1–10 мкм также существенно больше значения, характерного для электронных микроскопов. Благодаря этому рентгеновская микроскопия, которая позволяет вести исследования на новом структурном уровне, все чаще используется наряду с оптической и электронной [6, 7].

В плане технического и приборного обеспечения применение МРИ зависит от двух факторов — источников и оптики, которые в основном и определяют современную сферу применения МРИ.

Традиционным источником рентгеновского излучения является рентгеновская трубка. Рентгеновские трубки с анодами из тяжелых элементов (медь, хром, железо, кобальт, молибден, серебро) дают излучение с длинами волн 1–2 Å; они широко используются в рентгеновской технике и выпускаются серийно. Но попытки создать на том же принципе столь же эффективный излучатель в более мягком диапазоне длин волн 10–300 Å ни к чему не привели. Дело в том, что вероятность радиационного захлопывания вакансий, создаваемых электронным пучком, при переходе к более лег-

ким элементам, а также при переходе от  $K$ -оболочек к  $L$ -оболочкам становится значительно меньше вероятности автоионизационного распада. Поэтому эффективность рентгеновских трубок в мягком рентгеновском диапазоне резко падает. В настоящее время для прикладных целей разрабатываются следующие источники МРИ: синхротроны, накопительные кольца, оснащенные ондуляторами и виглерами, микропинчевые и лазерно-плазменные источники. Продолжаются работы по лабораторным рентгеновским лазерам. В частности, в плазме, создаваемой наносекундными импульсами мощных лазеров инфракрасного и видимого диапазонов, на переходах многозарядных ионов получено когерентное излучение с длинами волн от 280 до 60 Å [8].

Одновременно значительные успехи были достигнуты за последние десятилетия в создании новых оптических элементов для МРИ. Эти успехи — закономерный результат длительных исследований фундаментальных свойств веществ в МР диапазоне, но в то же время и результат использования достижений новейшей технологии — обработки сверхгладких поверхностей, нанесения тонких пленок, субмикронной литографии. Продолжение этой темы означало бы для меня пересказ книги, автор которой профессор А. Мишетт — известный специалист по оптике МР диапазона — активно работает в области рентгеновской микроскопии. Предлагаю заинтересованному читателю самостоятельно ознакомиться с ее содержанием. Это даст возможность овладеть методами оптики МР диапазона, более подробно узнать о проблемах и сфере ее применения.

Перевод книги выполнен Н.Н. Зоревым (предисловие автора, гл. 1, 2, 8, 9) и И.В. Кожевниковым (гл. 3–7, 10, 11).

*А.В. Виноградов*

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Технология СБИС, т. 1, 2. Пер. с англ./Под ред. С. Зи. — М.: Мир, 1986.
2. *Aschenbach B.* X-ray telescopes, Rep. Progr. Phys., **48**, 579 (1985).
3. Proc. of Colloq. on X-ray lasers, Ed. by P. Jaegle, A. Sureau, J. de Physique, Tome 47, Coll. C6, № 10, 1986.
4. Рентгеновская оптика, Труды ФИАН, т. 196. — М.: Наука, 1989.
5. *Валиев К.А., Раков А.В.* Физические основы субмикронной литографии в микроэлектронике. — М.: Радио и связь, 1984.

6. Рентгеновская оптика и микроскопия. Пер. с англ./Под ред. Г. Шмала и Д. Рудольфа. — М.: Мир, 1987.
7. Томас Г., Горидж М. Дж. Просвечивающая электронная микроскопия материалов. — М.: Наука, 1983.
8. Von Fül E.E. Phys. Bl., 44, №6, 155 (1988).



## ПРЕДИСЛОВИЕ

Фундаментальной проблемой биологии клетки является выяснение причины старения. Решение этой проблемы до сих пор не найдено [1], поскольку вплоть до недавнего времени невозможно было непосредственно получать изображения живых клеток. Применение низкоэнергетического (мягкого) рентгеновского излучения позволило получать такие изображения, и, возможно, эта методика позволит понять процесс старения, а может быть, и преодолеть его (что в будущем может привести к возникновению значительных социальных, моральных и этических проблем). К счастью, это не единственный аспект биологии клетки, поддающийся исследованию путем получения изображения в диапазоне мягкого рентгеновского излучения. Представляется, что окажется возможным проводить многие менее спорные исследования, такие как детальное изучение отличия здоровых клеток от больных или злокачественных (в их естественном состоянии), а также процессов деления и роста клеток. Применение мягкого рентгеновского излучения не ограничивается биологическими исследованиями — возможно множество применений, например в исследованиях по термоядерному синтезу, материаловедении и астрономии. Подобные серьезные исследования начали проводить совсем недавно, так как для этого пришлось преодолеть ряд трудностей; главными среди них оказались отсутствие (для некоторых применений) достаточно интенсивного источника излучения и технологические трудности, связанные с изготовлением эффективных оптических систем. Как хорошо известно, появление специализированных источников синхротронного излучения особенно облегчило устранение первой из этих трудностей (и не только в диапазоне мягкого рентгеновского излучения). Цель настоящей книги — обсудить прогресс в устранении технологических трудностей. В книге обсуждаются не только оптические свойства систем, предназначенных для работы в диапазоне мягкого рентгеновского излучения, но и вопросы, связанные с другими областями физики, такие как явления в тонких пленках и процессы, применяемые в микролитографии. При этом мы надеемся, что представленный материал будет доступен для понимания лицам, не обладающим специальными знаниями в этих областях. Необходимо лишь знание обычной оптики и соответствующей терминологии.

Многие свойства соответствующих фокусирующих приборов, в частно-

сти дифракционных решеток [2, 3], подробно описаны в других работах, и здесь они обсуждаются лишь кратко для полноты изложения. Вопросы, обсуждаемые более подробно, отражают в значительной степени особые интересы автора к получению изображений с помощью зонных пластинок и к системам, используемым в рентгеновской микроскопии. В такой быстро прогрессирующей области, как физика и оптика мягкого рентгеновского излучения, невозможно охватить все современные достижения, и я приношу извинения тем авторам, чьи работы оставлены без упоминания.

Я должен поблагодарить многих лиц, помогавших при подготовке этой книги. В частности, выражаю благодарность моим коллегам по проекту по рентгеновской микроскопии в Королевском колледже и Лаборатории в Дарсбери, особенно профессору Р.Е. Бурже и профессору П. Дж. Дюку.

Обсуждение в гл. 8 и 9 свойств амплитудных зонных пластинок и в гл. 10 оптики зонных пластинок для рентгеновской микроскопии в значительной мере базируется на работе доктора М. Дж. Симпсона, выполненной под моим руководством для его докторской диссертации [4], и я чрезвычайно признателен ему за разрешение опубликовать здесь этот материал. Было бы невозможно закончить эту книгу без поддержки членов моей семьи, в особенности моей жены Маргарет, и я с нетерпением ожидаю возможности проводить с ними больше времени.

*Алан Ж. Мишетт  
Кумнор (Оксфорд) и  
Королевский колледж,  
Лондон*

# ГЛАВА 1

## СВОЙСТВА МЯГКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

### 1.1. ВВЕДЕНИЕ

Всякий раз, когда успехи в технологии предоставляют возможность получать изображения в новом энергетическом диапазоне электромагнитного излучения или с помощью излучения нового типа, происходит выдающийся, подчас революционный скачок в развитии науки. Примерами могут служить применение радиоволн, а в более позднее время инфракрасного излучения в астрономии и электронов (электронной микроскопии) в биологии.

Получение изображений обычно предполагает применение каких-либо методов фокусировки излучения. Способ фокусировки зависит от того, как данное излучение взаимодействует с окружающей средой. Так для видимого света используют хорошо известные законы преломления и отражения, в то время как электроны заставляют двигаться по искривленным траекториям в электромагнитных полях. Низкоэнергетическое (мягкое) рентгеновское излучение взаимодействует с веществом тремя способами (приводящими к ослаблению рентгеновского пучка): за счет упругого рассеяния, неупругого рассеяния и поглощения вследствие фотоэффекта.

Упругое рассеяние (в котором происходит обмен энергией) вызывается двумя процессами: томсоновским рассеянием на отдельных электронах в атоме, которые в низкоэнергетическом пределе можно рассматривать как свободные, и рэлеевским (или когерентным) рассеянием, которое происходит на сильно связанных электронах, действующих коллективно. Между рассеянным и падающим излучением имеются определенные фазовые соотношения, и может происходить интерференция (брэгговская дифракция). Неупругое, некогерентное или комптоновское рассеяние происходит на слабо связанных (по существу свободных) электронах и приводит к преобразованию небольшой доли энергии падающих рентгеновских фотонов. Между рассеянным и падающим излучением не имеется однозначных фазовых соотношений, а атомы вследствие возбуждения электронов переходят в другие квантовые состояния. Поглощение (фотоэффект) происходит, когда рентгеновский фотон полностью отдает свою энергию электрону внутренней атомной оболочки, освобождая его из атома (т. е. когда происходит ионизация).

На рис. 1.1 показана зависимость линейного коэффициента ослабления для этих процессов от энергии фотонов в двух важных для физики мягкого рентгеновского излучения материалах — углероде и золоте. В области мягко-

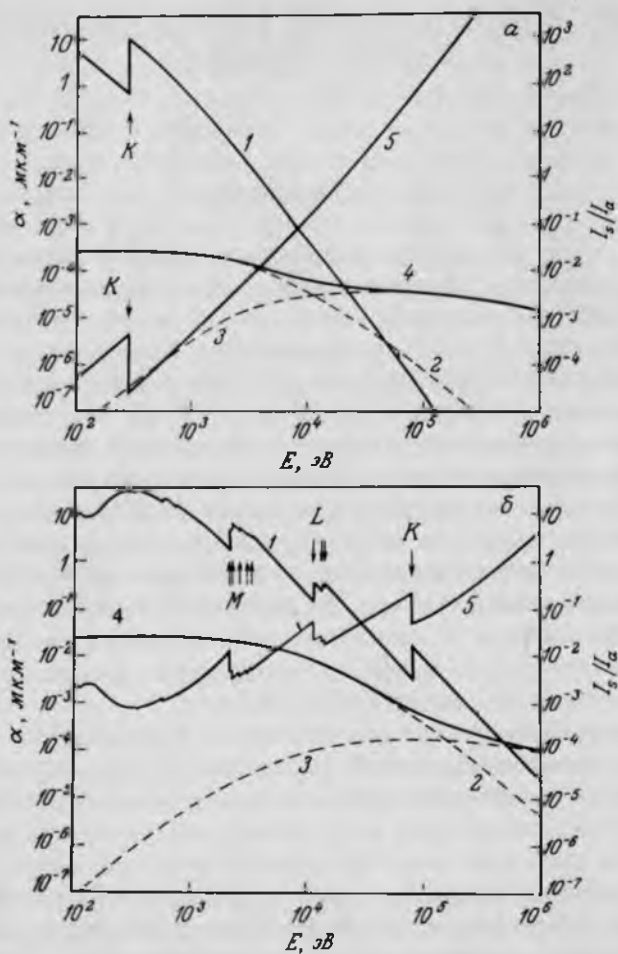


РИС. 1.1. Линейные коэффициенты ослабления для рассеяния и поглощения мягкого рентгеновского излучения в углероде (а) и золоте (б): 1 – поглощение, 2 – когерентное рассеяние, 3 – некогерентное рассеяние, 4 – суммарное рассеяние, 5 – отношение интенсивностей рассеянного и поглощенного излучения  $I_s/I_a$ .

го рентгеновского излучения, которую приблизительно можно определить как область энергий квантов от 100 до 2000 эВ, некогерентное рассеяние пренебрежимо мало, в то время как когерентное рассеяние дает вклад менее 1% в суммарное ослабление рентгеновского пучка. Таким образом, доминирующим процессом в этом диапазоне энергий фотонов является поглощение

рентгеновского излучения, и именно это определяет типы оптических элементов (зеркала, решетки, зонные пластины), используемые для фокусировки.

До недавнего времени фокусировка мягкого рентгеновского излучения была вне зоны экспериментальных интересов, так как не имелось широко доступных источников излучения достаточной интенсивности. Но с появлением нескольких специализированных синхротронных источников излучения эта причина потеряла значение; в настоящее время развивается технология, которая позволит использовать интенсивное мягкое рентгеновское излучение, и в ряде случаев такая технология уже создана.

## 1.2. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МЯГКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

При распространении электромагнитного излучения в веществе его интенсивность экспоненциально уменьшается

$$I = I_0 \exp(-\alpha x), \quad (1.1)$$

где  $x$  — толщина слоя вещества,  $\alpha$  — линейный коэффициент ослабления,  $I_0$  — интенсивность при  $x = 0$ . Амплитуда электромагнитной волны в точке с координатой  $x$  равна

$$A = A_0 \exp(-2\pi\beta x/\lambda) \exp[-2\pi i(nx - ct)/\lambda], \quad (1.2)$$

где  $\lambda$  — длина волны излучения в вакууме,  $n$  — показатель преломления материала,  $\beta$  — коэффициент поглощения. Комплексный показатель преломления вещества, который описывает распространение электромагнитной волны, определяется как

$$\bar{n} = n - i\beta. \quad (1.3)$$

Так как в диапазоне мягкого рентгеновского излучения доминирующим процессом взаимодействия с веществом является поглощение (рис. 1.1), величина  $\alpha$  однозначно выражается через линейный коэффициент поглощения

$$\alpha = 4\pi\beta/\lambda. \quad (1.4)$$

В таблицах данных по поглощению рентгеновского излучения обычно приводится массовый коэффициент поглощения  $\mu$ , определяемый соотношением

$$\alpha = \mu\rho, \quad (1.5)$$

где  $\rho$  — плотность вещества. Массовый коэффициент поглощения смеси веществ равен

$$\mu_{\text{см}} = \sum_j w_j \mu_j, \quad (1.6)$$

где  $w_j$  — весовая концентрация компоненты смеси с массовым коэффициентом поглощения  $\mu_j$ . При этом линейный коэффициент поглощения смеси равен

$$\alpha_{\text{com}} = \mu_{\text{com}} \rho_{\text{com}} \quad (1.7)$$

где  $\rho_{\text{com}}$  — плотность смеси.

В диапазоне мягкого рентгеновского излучения энергия отдельных фотонов много больше энергии связи внешних электронов атома (порядка электронвольт) и энергии связи молекулы. Таким образом, поглотившие фотон атомы ионизируются излучением, а большая часть энергии преобразуется в кинетическую энергию вылетевшего электрона. Рентгеновский фотон может поглотиться электроном атома, находящимся на каком-либо уровне, только в том случае, если энергия фотона достаточна для того, чтобы удалить электрон с этого уровня. Следовательно, по мере роста энергии рентгеновских фотонов коэффициент поглощения испытывает несколько относительно резких подъемов (краев поглощения) при энергиях, соответствующих энергиям связи различных атомных уровней, как это показано на рис. 1.1. В действительности эти подъемы не столь резки, как показано на рис. 1.1, из-за конечной энергетической ширины атомных уровней, а также из-за влияния внешнего окружения на поглощающие атомы.

Стандартного обозначения краев поглощения рентгеновского излучения и спектральных линий, по-видимому, не существует. Хотя это и не важно для обсуждаемых здесь исследований, для определенности будем использовать следующую систему обозначений. Серии  $K$ ,  $L$ ,  $M$ , ... соответствуют переходам электронов с уровней с главными квантовыми числами  $n = 1, 2, 3, \dots$ . При  $n > 1$  энергетические уровни, соответствующие каждому значению главного квантового числа, вообще говоря, расщепляются, согласно значениям углового момента, и обозначаются  $L1, L2, L3, M1, M2, M3, \dots$ . Самая сильная нерасщепленная линия в каждой серии (обычно переход  $n = 2 \rightarrow n = 1$ ) маркируется нижним индексом  $\alpha$ , следующая по интенсивности — индексом  $\beta$  и т. д. При высоком спектральном разрешении эти линии могут расщепиться на  $\alpha_1, \alpha_2, \beta_1, \beta_2$  и т. д. Во многих случаях эта классификация в значительной мере носит исторический характер и может показаться необоснованной. Типичная схема показана на рис. 1.2.

Теоретическое рассмотрение рассеяния и поглощения рентгеновского излучения проводилось многими авторами [1–3]. Здесь приводятся краткие выводы, так как соответствующие результаты имеют значение для конструирования оптических систем мягкого рентгеновского диапазона. Прежде всего в расчетах следует учесть рассеяние рентгеновских фотонов на свободных электронах (томсоновское рассеяние). Электромагнитная волна с амплитудой электрического вектора  $A_0$  вызывает ускорение такого электро-

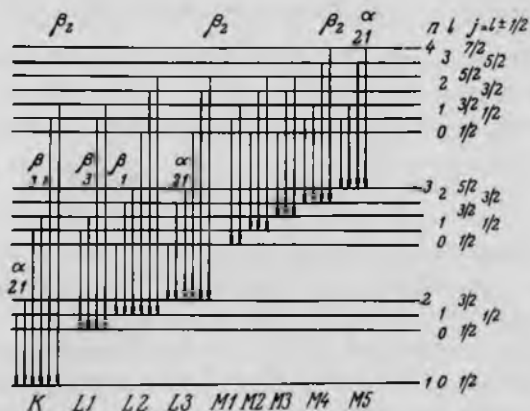


РИС. 1.2. Схема переходов в рентгеновском диапазоне для одновалентного атома. Переходы определяются правилами отбора  $\Delta n \neq 0$ ,  $\Delta l = \pm 1$ ,  $\Delta j = 0, \pm 1$  (переход  $0 \rightarrow 0$  запрещен) [1].

на (с зарядом  $e$  и массой  $m_e$ ), равное  $A_0(e/m_e)$ . Ускоряемый заряд излучает, и амплитуда электрического вектора на расстоянии  $r$  от заряда составляет [4]

$$A_T(\phi) = (e/4\pi\epsilon_0 c^2 r) a \sin \phi,$$

где  $\phi$  — угол между вектором  $r$  и вектором ускорения  $a$ . Таким образом,

$$A_T(\phi) = A_0(e^2/4\pi\epsilon_0 m_e c^2 r) \sin \phi. \quad (1.9)$$

Чтобы описать взаимодействие электромагнитной волны со связанным электроном в атоме, томсоновская амплитуда  $A_T(\phi)$  умножается на комплексный атомный фактор рассеяния  $f_1 + if_2$ , так что рассеянная амплитуда дается выражением

$$A(\phi, E) = A_T(\phi)[f_1(E) + if_2(E)], \quad (1.10)$$

где факторы  $f_1$  и  $f_2$  зависят от энергии  $E$  падающего излучения, но в первом приближении предполагается, что они не зависят от угла рассеяния  $\theta$  (т. е. угла между направлениями распространения падающего и рассеянного излучения). Это предположение справедливо, так как интересующие нас длины волн ( $\sim 1-10$  нм) много больше характерных масштабов распределения электронов в атоме ( $\sim 1-50$  пм), и можно считать, что электроны атома рассеивают излучение в фазе. Факторы  $f_1$  и  $f_2$  могут быть рассчитаны в рамках релятивистской квантовой теории дисперсии [5, 6] и выражены в виде

$$f_1(E) = Z + 4(\epsilon_0 m_e c / h e^2) \int_0^\infty [W^2 \sigma(W) / (E^2 - W^2)] dW - \Delta_{rel}, \quad (1.11)$$

$$f_2(E) = 2(\epsilon_0 m_e c / h) E \sigma(E). \quad (1.12)$$

Первый член в выражении (1.11) описывает томсоновское рассеяние ( $Z$  – атомный номер рассеивающего вещества); чтобы описать угловую зависимость рассеяния, его можно заменить зависящим от угла фактором [7]

$$f_0 = \int_0^\infty U(r) \operatorname{sinc} [(4\pi r / \lambda) \sin(\theta/2)] dr, \quad (1.13)$$

где  $U(r)$  – распределение заряда по радиусу, а  $\operatorname{sinc}(x) \equiv \sin(x)/x$ . Если длина волны  $\lambda$  выражена в нанометрах, то для большинства элементов  $f_0 \approx Z$  при  $\sin(\theta/2) \leq 0,5\lambda$  и  $f_0 \approx 0,9Z$  при  $\sin(\theta/2) = \lambda$ .

Второй член в выражении (1.11) – интеграл аномальной дисперсии – тот же, что и в квазиклассической формуле, описывающей колебания электрона в потоке падающего излучения. Так как этот член не учитывает затухание, он приводит к неправильным значениям  $f_1$  вблизи краев поглощения. Сечение фотоионизации атома  $\sigma(E)$  (в  $\text{м}^2/\text{атом}$ ) связано с массовым коэффициентом поглощения  $\mu$  следующим образом:

$$\sigma(E) = A\mu/N_0, \quad (1.14)$$

где  $A$  – атомная масса, а  $N_0$  – число Авогадро. Чтобы теоретически рассчитать  $\sigma(E)$ , нужно знать волновые функции атомов; последние для всех систем, кроме водорода, находят с помощью приближенных методов [8], что ведет к неточностям в выражениях для  $f_1$  и  $f_2$ .

Третий член в выражении (1.11) – релятивистская поправка, которая пренебрежимо мала в энергетическом диапазоне мягкого рентгеновского излучения [3] (за исключением областей около краев поглощения, где фактор  $f_1$  близок к нулю). Он выражается в виде [5]

$$\Delta_{\text{rel}} = (5/3)(|E_{\text{tot}}|/m_e c^2) + (Z/2)(E/m_e c^2)^2, \quad (1.15)$$

где  $|E_{\text{tot}}|$  – суммарная (отрицательная) энергия атома. В большинстве расчетов  $f_1$  при малых энергиях фотонов этим членом пренебрегают [3].

При расчетах фотопоглощения внутренними энергетическими уровнями атома в твердых телах в разумном приближении принимают (за исключением областей вблизи краев поглощения), что окружение атома в твердом теле не сильно влияет на процесс ионизации, поскольку именно внешние атомные уровни подвержены наибольшим изменениям при включении атома в состав твердого тела [8]. Таким образом, атомные факторы  $f_1$  и  $f_2$  связаны с макроскопическими коэффициентами  $n$  и  $\beta$  следующим образом:

$$\delta = 1 - n = (e^2 \hbar^2 / 2\epsilon_0 m_e E^2) \bar{f}_1, \quad (1.16)$$

$$\beta = (e^2 \hbar^2 / 2\epsilon_0 m_e E^2) \bar{f}_2, \quad (1.17)$$



где  $\bar{f}_1$  и  $\bar{f}_2$  — средние в единице объема атомные факторы рассеяния:

$$\bar{f}_1 = \sum_j N_j f_{1j}, \quad \bar{f}_2 = \sum_j N_j f_{2j}, \quad (1.18)$$

а  $N_j$  — число атомов типа  $j$  в единице объема. Для энергий фотонов, далеких от любых краев поглощения, выражение (1.16) принимает вид

$$\delta = (Ne^2 \hbar^2 / 2\epsilon_0 m_e E^2) = (Ne^2 \lambda^2 / 8\pi^2 \epsilon_0 m_e c^2), \quad (1.19)$$

где  $N$  — полное число электронов в единице объема. Выражение (1.19) эквивалентно выражению, выведенному Лоренцом на основе классических представлений о поглощении [9]. В диапазоне мягкого рентгеновского излучения  $\delta$  мало (обычно  $\sim 10^{-3}$ ) и положительно, т. е. показатель преломления мягкого рентгеновского излучения немного меньше единицы. Таблицы значений  $f_1$  и  $f_2$  опубликованы [10]: они были использованы при построении рис. 1.1 вместе с экспериментальными значениями коэффициента поглощения вдали от краев поглощения

$$\beta \sim Z^2 \lambda^3. \quad (1.20)$$

### 1.3. ИСТОЧНИКИ МЯГКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Мягкое рентгеновское излучение генерируется в процессах двух типов. Первый процесс — излучение атома или иона в результате потери электроном энергии в виде рентгеновского фотона при переходе на более низкий атомный энергетический уровень (с которого электрон был предварительно удален в результате процессов типа фотоионизации). В этом случае получается дискретный линейчатый спектр. Примерами являются излучение, вызванное бомбардировкой электронами мишени из вещества с малым атомным номером  $Z$  и излучение плазмы с малым  $Z$ . Ко второму типу процессов относится ускорение (или торможение) заряженных частиц, как правило электронов. В результате получается непрерывный спектр. Примерами могут служить излучение электронов, тормозящихся в веществе с большим  $Z$ , а также излучение релятивистских электронов, движущихся по искривленной траектории (в основном по окружности) под действием магнитного поля (синхротронное излучение). Последний процесс является, вероятно, самым важным лабораторным источником мягкого рентгеновского излучения (он, несомненно, дает наивысшую среднюю интенсивность излучения); кроме того, это важный механизм излучения в астрофизике.

## 1.3.1. СИНХРОТРОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Из классической физики хорошо известно, что при ускорении электрически заряженные частицы испускают электромагнитное излучение. Магнитное поле, приложенное перпендикулярно направлению движения заряженной частицы, заставляет ее двигаться по круговой траектории, т. е. она испытывает центростремительное ускорение и, таким образом, излучает (в общем случае движение будет спиралеобразным из-за наличия в векторе скорости компоненты, параллельной направлению поля). Для нерелятивистских частиц (в каждый момент времени) в телесный угол  $d\Omega$  вокруг направления  $\mathbf{r}$  излучается мощность

$$\frac{dP}{d\Omega}(\phi) = (e^2 a^2 \sin^2 \phi / 16\pi^2 \epsilon_0 c^3), \quad (1.21)$$

где  $\phi$  — угол между вектором ускорения  $\mathbf{a}$  и вектором  $\mathbf{r}$ . Таким образом, излучение симметрично относительно направления ускорения, как это показано на рис. 1.3. (ларморовская диаграмма направленности). Для того чтобы получить диаграмму направленности излучения релятивистской частицы, следует применить к выражению (1.21) преобразование Лоренца вдоль направления мгновенной скорости  $\mathbf{v}$ . Это дает

$$\frac{dP}{d\Omega}(\theta, \psi) = \frac{e^2 a^2}{16\pi^2 \epsilon_0 c^3} \cdot \frac{1}{[1 - (v/c) \cos \theta]^3} \left\{ 1 - \frac{\sin^2 \theta \cos^2 \psi}{\gamma^2 [1 - (v/c) \cos \theta]^2} \right\}, \quad (1.22)$$

где  $\theta$  — угол между  $\mathbf{v}$  и  $\mathbf{r}$ , а  $\psi$  — угол между  $\mathbf{a}$  и проекцией  $\mathbf{r}$  на плоскость, содержащую  $\mathbf{a}$  (рис. 1.4), так что

$$\sin^2 \phi = 1 - \sin^2 \theta \cos^2 \psi. \quad (1.23)$$

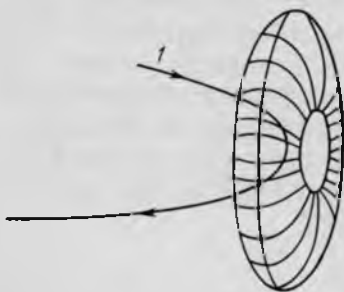


РИС. 1.3. Ларморовская диаграмма направленности излучения нерелятивистской заряженной частицы, испытывающей центростремительное ускорение ( $l$  — орбита заряженной частицы).

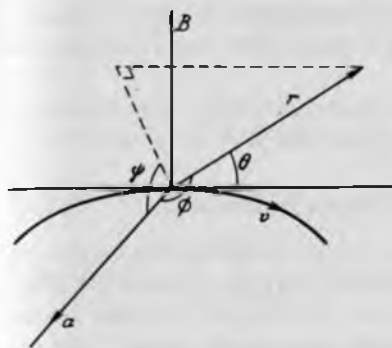


РИС. 1.4. Определение углов диаграммы направленности излучения релятивистской заряженной частицы, испытывающей центростремительное ускорение.



РИС. 1.5. Угловое распределение синхротронного излучения.

Релятивистский множитель в выражении (1.22), как обычно, равен

$$\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2} = E/m_0c^2 \quad (1.24)$$

где  $E$  — полная энергия, а  $m_0$  — масса покоя частицы.

Выражение (1.22) демонстрирует некоторые свойства синхротронного излучения. Излучение имеет максимум при малых значениях  $[1 - (v/c) \cos \theta]$ , т. е. в направлении движения ( $\theta = 0$ ), равный

$$\frac{dP}{d\Omega}(0, \psi) = \frac{e^2 a^2}{16\pi^2 \epsilon_0 c^3} \cdot \frac{1}{(1 - v/c)^3} \quad (1.25)$$

Так как угол  $\theta$ , как правило, мал, в выражении (1.22) можно принять  $\cos \theta \approx 1 - \theta^2/2$  и  $\sin^2 \theta \approx \theta^2$ . Используя, кроме того, приближение  $v/c = (1 - 1/\gamma^2)^{1/2} \approx 1 - 1/2\gamma^2$ , приходим к выражению

$$\frac{dP}{d\Omega}(\theta, \psi) = \frac{e^2 a^2}{2\pi^2 \epsilon_0 c^3} \cdot \frac{\gamma^6}{(1 + \gamma^2 \theta^2)^3} \cdot \left[ 1 - \frac{4\gamma^2 \theta^2 \cos^2 \psi}{(1 + \gamma^2 \theta^2)^2} \right] \quad (1.26)$$

Можно показать, что интенсивность уменьшается вдвое по сравнению со значением при  $\theta = 0$ , если

$$\theta = [(3 - \cos^2 \psi)/6]^{1/2} / \gamma \approx (4/9)^{1/2} / \gamma \approx 1/\gamma \quad (1.27)$$

при среднем значении  $\cos^2 \psi = 1/3$ . Таким образом,

$$\Delta\theta = 1/\gamma = m_0 c^2 / E \quad (1.28)$$

есть мера угловой расходимости излучения. Следовательно, для релятивистских частиц излучение сконцентрировано в очень узком конусе вокруг направления вперед (рис. 1.5).

Общая мощность, излучаемая за один оборот по орбите, получается интегрированием выражения (1.22) по всем углам ( $0 \leq \psi \leq 2\pi$ ,  $0 \leq \theta \leq \pi$ ), что дает

$$P = (e^2 a^2 / 6\pi \epsilon_0 c^3) \gamma^4 = (e^2 a^2 / 6\pi \epsilon_0 c^3) (E / m_0 c^2)^4 \quad (1.29)$$

Это показывает, что полная потеря энергии за один оборот пропорциональна энергии частицы в четвертой степени, т. е. много больше при высоких энергиях, и обратно пропорциональна массе покоя в четвертой степени. Таким образом, уровень потерь энергии много выше для легких частиц: синхротронное излучение, как правило, значительно только для электронов и позитронов.

Релятивистская гирочастота частицы, движущейся по орбите в магнитном поле величиной  $B$ , перпендикулярном скорости частицы, равна

$$\nu_g = eB / 2\pi m_0 \gamma. \quad (1.30)$$

Релятивистское замедление времени означает, что наблюдателю кажется, что частица возвращается в ту же самую точку на орбите за отрезок времени, соответствующей частоте

$$\nu_B = \gamma^3 \nu_g = \gamma^2 eB / 2\pi m_0. \quad (1.31)$$

Это частота, с которой наблюдаются импульсы излучения в угле шириной  $1/\gamma$ . Фурье-компоненты этого импульса дают частотный спектр синхротронного излучения. Так как  $\gamma \gg 1$ , спектр складывается из большого числа гармоник частоты  $\nu_g$  и практически сливается в сплошной. Энергия, излученная релятивистским электроном с энергией  $E$  в частотном интервале от  $\nu$  до  $\nu + d\nu$  за один оборот, равна [11–13]

$$I(\nu, E) d\nu = \frac{\sqrt{3} e^3 B}{15 \pi^2 \epsilon_0 m_0 c^2} \left[ (v/v_c) \int_{v/v_c}^{\infty} K_{5/3}(\eta) d\eta \right] d\nu, \quad (1.32)$$

где "критическая частота"  $\nu_c$  определена как

$$\nu_c = (3/2) \nu_B = 3\gamma^2 eB / 4\pi m_0. \quad (1.33)$$

Половина полной энергии излучается в диапазоне длин волн, меньших  $\lambda_c (= c/\nu_c)$ , а другая половина при больших длинах волн. Модифицированная функция Бесселя  $K_{5/3}(\eta)$  определяется следующим образом:

$$K_{5/3}(\eta) = -2 \frac{d}{d\eta} [K_{2/3}(\eta)] - K_{1/3}(\eta), \quad (1.34)$$

$$K_{23}(\eta) = -\left(\frac{d}{d\eta} + \frac{1}{3\eta}\right)K_{13}(\eta), \quad (1.35)$$

$$K_{13}(\eta) = \sqrt{3} \int_0^{\infty} \cos[(3/2)\eta(x + x^3/3)] dx. \quad (1.36)$$

Синхротронное излучение поляризовано, и его компоненты [14] равны

$$I_{\perp}(\nu, E) d\nu = \frac{\sqrt{3}e^3 B}{32\pi^2 \epsilon_0 m_0 c^2} \left[ (\nu/\nu_c) \int_{\nu/\nu_c}^{\infty} K_{5/3}(\eta) d\eta + K_{2/3}(\nu/\nu_c) \right] d\nu, \quad (1.37)$$

$$I_{\parallel}(\nu, E) d\nu = \frac{\sqrt{3}e^3 B}{32\pi^2 \epsilon_0 m_0 c^2} \left[ (\nu/\nu_c) \int_{\nu/\nu_c}^{\infty} K_{5/3}(\eta) d\eta - K_{2/3}(\nu/\nu_c) \right] d\nu, \quad (1.38)$$

где  $I_{\perp}$  и  $I_{\parallel}$  — компоненты, перпендикулярная и параллельная направлению магнитного поля. Выражения (1.32), (1.33), (1.37) и (1.38) могут быть обобщены на случай, когда поле не перпендикулярно направлению движения электрона, подстановкой вместо величины  $B$  соответствующей компоненты магнитного поля.

На рис. 1.6 показана зависимость излученной энергии  $I(\nu, E)$  от частоты  $\nu/\nu_c$ . Ясно виден широкий спектральный диапазон синхротронного излучения с максимумом при  $\nu \approx 0,3\nu_c$ . При  $\nu < 0,01\nu_c$  зависимость асимптотически пропорциональна  $(\nu/\nu_c)^{1/3}$ , а при  $\nu > 10\nu_c$  пропорциональна  $(\nu/\nu_c)^{1/2} \times \exp(-\nu/\nu_c)$ . Зависимости компонент  $I_{\perp}(\nu, E)$  и  $I_{\parallel}(\nu, E)$  от величины  $\gamma\psi$  (введение коэффициента  $\gamma$  делает кривые универсальными) представлены на рис. 1.7. Эти графики показывают, что излучение имеет эллиптическую поляризацию везде, кроме плоскости орбиты, где оно имеет чисто линейную поляризацию.

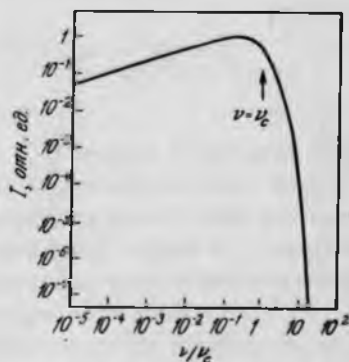


РИС. 1.6. Спектральное распределение синхротронного излучения.

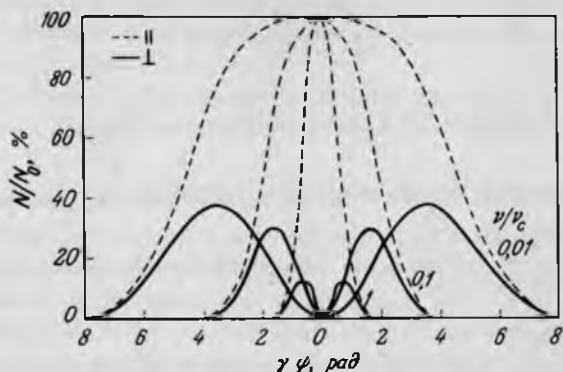


РИС. 1.7. Угловые распределения поляризационных компонент синхротронного излучения ( $N/N_0$  – относительное число фотонов).

1.3.1.1. **Источники синхротронного излучения.** Вследствие зависимости генерации синхротронного излучения от массы частиц, выраженной соотношением (1.29), в синхротронных источниках целевого назначения неизменно используются циркулирующие пучки электронов. Источники характеризуются критической частотой, которая, согласно выражению (1.33), равна

$$\nu_c = 1.608 \times 10^{17} E^2 B \text{ [Гц]}, \quad (1.39)$$

или соответствующей критической длиной волны

$$\lambda_c = 1.864/E^2 B \text{ [нм]}, \quad (1.40)$$

где энергия электронов  $E$  выражена в гигаэлектронвольтах, а напряженность магнитного поля  $B$  в теслах. Если радиус орбиты электронов обозначить через  $R$ , то

$$R = (E^2 - m_0^2 c^4)^{1/2} / e B c = E / e B c \quad (\text{при } E \gg m_0 c^2), \quad (1.41)$$

а

$$\lambda_c = 0.559 R E^{-3} \text{ [нм]}, \quad (1.42)$$

где  $R$  выражено в метрах.

Электроны удерживаются на орбите рядом отклоняющих (дипольных) и фокусирующих (квадрупольных) магнитов, причем первые задают радиус орбиты  $R$ , а вторые предотвращают расхождение пучка. Для того чтобы уменьшить потери в результате столкновений с молекулами остаточного газа, пучок циркулирует в сверхвысоком вакууме ( $\sim 10^{-9}$  мм рт. ст.), при этом характерное время жизни электронов (по уровню  $1/e$ ) составляет несколько часов. Потери энергии пучка на синхротронное излучение возмеща-

ются в одном или нескольких радиочастотных резонаторах. Так как ускорение в них электронов может происходить лишь тогда, когда радиочастотное поле направлено соответствующим образом, электронный пучок циркулирует в виде серии сгустков (банчей). Это приводит к тому, что энергия излучается в виде импульсов длительностью 50 пс – 1 нс с расстоянием между ними 2–20 нс. Радиочастотные резонаторы используются также для ускорения электронов до номинальной энергии после инжекции. Значение этой энергии определяется в первую очередь целью, для которой предназначено синхротронное излучение. Оптимальными для синхротронного излучения являются магнитные поля напряженностью 1,2 – 1,5 Т [15], так что при критической длине волны в мягком рентгеновском диапазоне энергия электронов в соответствии с выражением (1.40) должна составлять  $\sim 0,3\text{--}1,6$  ГэВ при радиусах поворота пучка 0,7 – 4,4 м. Так как каждый сгусток излучает независимо, синхротронное излучение некогерентно во времени, если длина волны излучения меньше длины сгустка. Вместе с тем в пучке есть определенная степень пространственной когерентности [16].

Схема источника синхротронного излучения показана на рис. 1.8. Окна для вывода пучков, находящиеся в местах расположения поворотных магнитов, позволяют направлять излучение через канал синхротронного излучения к экспериментальным установкам. Оптическая схема канала синхротронного излучения обсуждается в гл. 10.

В табл. 1.1 приведен список работающих, строящихся и проектируемых синхротронных источников, а также значения полезного потока фотонов в



Рис. 1.8. Схема источника синхротронного излучения:  $B$  – поворотные магниты,  $bl$  – каналы синхротронного излучения,  $R$  – радиочастотные резонаторы,  $U$  – ондулятор,  $W$  – виглер.

ТАБЛИЦА 1.1. Накопительные кольца, используемые в исследованиях по синхротронному излучению

Название, местоположение	$E$ , ГэВ	$B$ , тесла	$R$ , м	$I_{\max}$ , мА	Среднеквадратичный размер пучка $H \times V$ , мм	$\lambda_c$ , нм	Число фотонов в полном вертикальном угле <sup>1)</sup> (4—5 нм), $c^{-1} \text{ мА}^{-1} \text{ мм}^{-2} \text{ мрад} (H)^{-1}$
$H100^{2)}$ (Харьков)	0,1	0,7	0,5	25		280	
TANTALUS <sup>2)</sup> (Висконсин)	0,24	1,3	0,64	200	0,85 × 0,21	26	3,97 · 10 <sup>12</sup>
SURF II <sup>2)</sup> (NBS <sup>3)</sup> )	0,28	1,1	0,83	50	2,4 × 0,94	21	1,27 · 10 <sup>11</sup>
INS-SOR II <sup>2)</sup> (Токио)	0,4	1,2	1,1	300	0,8 × 0,2	9,6	3,74 · 10 <sup>12</sup>
Пламя-1 <sup>4)</sup> (ИАЭ им. Курчатова)	0,45	1,5	1,0	100	3,8 × 0,31	6,1	1,07 · 10 <sup>12</sup>
UVSOR <sup>4, 5)</sup> (Окасаки)	0,6	0,9	2,2	500	0,71 × 0,47	5,7	5,32 · 10 <sup>12</sup>
MAX <sup>4)</sup> (Лунд)	0,55	1,5	1,2	200	0,2 × 0,5	4,0	2,09 · 10 <sup>13</sup>
TERAS <sup>4)</sup> (Шукуба)	0,66	1,1	2,0	100		3,9	
ACO <sup>2)</sup> (Орсэ)	0,55	1,7	1,1	150	1,2 × 1,2	3,7	1,50 · 10 <sup>12</sup>
ALADDIN <sup>6)</sup> (Висконсин)	0,75	1,2	2,08	500		2,8	
NSLS VUV <sup>2, 5)</sup> (Брукхейвен)	0,5	1,3	1,9	150	0,68 × 0,26	2,5	2,05 · 10 <sup>13</sup>
HEASYRL <sup>4)</sup> (Хейфей, Китай)	0,8	1,2	2,2	300		2,4	
ВЭПП-2М <sup>6)</sup> (Новосибирск)	0,67	1,8	1,22	100	2,24 × 0,14	2,3	3,09 · 10 <sup>12</sup>
BESSY <sup>2)</sup> (Зап. Берлин)	0,78	1,45	1,78	230	0,45 × 0,45	2,1	1,85 · 10 <sup>13</sup>
SUPER SOR <sup>5, 7)</sup> (Токио)	1,0	0,9	3,66	500		2,05	
SUPER ACO <sup>4, 5)</sup> (Орсэ)	0,8	1,5	1,75	500	0,26 × 0,31	2,0	4,87 · 10 <sup>13</sup>
ADONE <sup>6, 8)</sup> (Фраскати)	1,2	0,8	5,0	50		1,6	
SRRC <sup>5, 7)</sup> (Тайвань)	1,0	1,2	2,78	200		1,55	
DUAL RING <sup>7)</sup> (Станфорд) (или COSY <sup>7)</sup> (Зап. Берлин)	2,0	0,35	19,1	200		1,33	
ESRF VUV <sup>7)</sup> (Гренобль)	6,0	1,05		100		0,05)	
ESRF VUV <sup>7)</sup> (Гренобль)	0,56	4,9	0,38	300	0,7 × 0,7	1,2	6,21 · 10 <sup>12</sup>
SXRL <sup>4)</sup> (Станфорд)	0,8	1,0	1,83	1000	0,044 × 0,038	1,2	1,58 · 10 <sup>15</sup>
SRS <sup>2, 9)</sup> (Дарсбери)	1,0	1,7	2,0	> 100		1,1	
[с HBL <sup>10)</sup> ] (с HBL <sup>10)</sup> )	2,0	1,2	5,56	500	12,7 × 0,7	0,39	1,04 · 10 <sup>12</sup>
DCI <sup>6)</sup> (Орсэ)	1,72	1,5	3,82	300	1,75 × 0,31		1,61 · 10 <sup>13</sup>
ИФП <sup>7)</sup> (Москва)	2,0	1,33	5,0	1000		0,42	
ВЭПП-3 <sup>6)</sup> (Новосибирск)	2,2	1,2	6,15	100		0,35	
КЕК <sup>2, 1)</sup> (Шукуба)	2,5	1,0	8,66	160	1,28 × 0,43	0,31	1,89 · 10 <sup>13</sup>
BEPC <sup>6)</sup> (Пекин)	2,8	0,9	10,3	66		0,26	



Продолжение табл. 1.1.

Название, местоположение	$E$ , ГэВ	$B$ , тесла	$R$ , м	$I_{\text{макс}}$ , мА	Среднеквадратичный размер пучка $H \times V$ , мм	$\lambda_c$ , нм	Число фотонов в полном вертикальном угле <sup>1)</sup> (4–5 нм), $\text{с}^{-1} \text{мА}^{-1} \text{мм}^{-2}$ мрад $(H)^{-1}$
NSLS X-RAY <sup>2, 3)</sup>							
(Брукхейвен)	2,5	1,2	6,88	500	$0,25 \times 0,1$	0,25	$4,45 \cdot 10^{14}$
Doris <sup>6)</sup> (Гамбург)	3,7	1,0	12,12	70	$2 \times 1,3$	0,13	$4,99 \cdot 10^{12}$
SPEAR <sup>3, 6)</sup> (Станфорд)	3,0	1,05	12,7	100		0,11	
ESRF <sup>2, 5, 7)</sup> (Гренобль)	5,0	0,75	22,36	500	$0,17 \times 0,11$	0,10	$8,38 \cdot 10^{14}$
CHESS <sup>11)</sup> (Итака)	5,5	0,6	32	15		0,11	
ВЭПП-4 <sup>6)</sup> (Новосибирск)	7,0	1,4	16,5	10		0,03	
PEP <sup>12)</sup> (Станфорд)	15	0,3	165	100		0,03	
IND <sup>7)</sup> (Пуна)	1,5			200			
Пламя-2 <sup>2,7)</sup>							
(ИАЭ им. Курчатова)	2,5			3000			
ALS <sup>5, 7)</sup> (LBL, Беркли)	1,3			400			

<sup>1)</sup> Значения приводятся для канала синхротронного излучения, действующего в мягком рентгеновском (или близком к нему) диапазоне.

<sup>2)</sup> Специализирован для использования синхротронного излучения.

<sup>3)</sup> NBS — Национальное бюро стандартов США.

<sup>4)</sup> Строится, специализация не определена.

<sup>5)</sup> Планируется завод ондулятора, работающего в мягком рентгеновском диапазоне.

<sup>6)</sup> Частично используется специально для экспериментов с синхротронным излучением, в остальных случаях используется паразитное излучение.

<sup>7)</sup> Проектируется.

<sup>8)</sup> Действует ондулятор для мягкого рентгеновского излучения.

<sup>9)</sup> Строится ондулятор для мягкого рентгеновского излучения.

<sup>10)</sup> HBL (high brightness lattice) — магнитная структура с повышенной яркостью синхротронного излучения.

<sup>11)</sup> Часть времени используется для экспериментов с синхротронным излучением.

<sup>12)</sup> Планируется создание лаборатории синхротронного излучения.

мягком рентгеновском диапазоне (при  $\lambda \approx 4,37$  нм), который, как и на критической длине волны, зависит от числа электронов, запасённых в единице площади кольца:

$$n = 2\pi RI / Aec, \quad (1.43)$$

где  $I$  — запасенный ток,  $A$  — поперечное сечение пучка.

Как описано выше, работа синхротронного источника до некоторой степени характеризуется необходимостью удержания электронного пучка на замкнутой орбите. Мощность излучения на данной длине волны можно увеличить, вызывая отклонения пучка от обычной траектории, но так, чтобы не происходил общий поворот пучка. Это можно осуществить введением до-

полнительных магнитов на прямых участках синхротрона. Такие устройства называют виглерами и ондуляторами.

**1.3.1.2. Виглеры [13].** Виглеры представляют собой магнитные структуры, которые, используя локальные магнитные поля, заставляют электронный пучок двигаться по траектории с радиусом кривизны, отличающимся от того, который создается поворотным магнитом. Обычно магнитное поле  $B_w$  виглера больше поля поворотного магнита, так что радиус кривизны оказывается меньше и критическая длина волны сдвигается к меньшим значениям. Виглер простейшего типа — трехполюсный или одnogорбный — показан на рис. 1.9. Увеличивая число полюсов, что приводит к образованию мультиполюсного виглера, как показано на рис. 1.10, можно увеличить интенсивность излучения, так как при этом экспериментальная установка получает излучение из той же точки при каждом повороте пучка. Форма спектра такая же, как при использовании дипольного магнита, за исключением длинноволновой части, где начинают проявляться интерференционные эффекты. Так как  $\lambda_c$ , как правило, много меньше, чем в поворотных магнитах, эти устройства не перспективны для мягкого рентгеновского диапазона.

**1.3.1.3. Ондуляторы [23].** Увеличение числа полюсов в виглере приводит к тому, что интерференционные эффекты становятся доминирующими и в результате спектр становится линейчатым, а не сплошным. Такое устройство называется ондулятором. Существуют две его разновидности. Более обычный, планарный ондулятор, вызывает поперечные колебания электронов в одной плоскости (рис. 1.11). Спиральный ондулятор заставляет электроны описывать спираль вокруг основной траектории. Угловые отклонения пучка электронов меньше, чем естественный угол генерации синхротронного излучения ( $1/\gamma$ ), а длина волны квазимонохроматической линии равна

$$\lambda_n = (\lambda_0/2n\gamma^2)(1 + K^2/2)[1 + \gamma^2\theta^2/(1 + K^2/2)], \quad (1.44)$$

где  $\theta$  — угол между направлением наблюдения и осью,  $n = 1, 3, 5, \dots$  — порядок интерференции,  $\lambda_0$  — период магнитов,  $K$  — коэффициент отклонения:

$$K = eB_0\lambda_0/2\pi m_0c, \quad (1.45)$$

а  $B_0$  — максимальная напряженность магнитного поля.

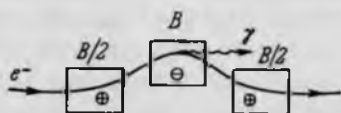


РИС. 1.9. Трехполюсный виглер.

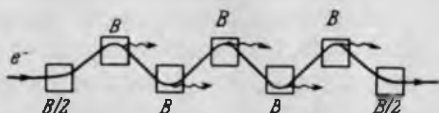


РИС. 1.10. Мультиполюсный виглер.



РИС. 1.11. Планарный ондулятор.

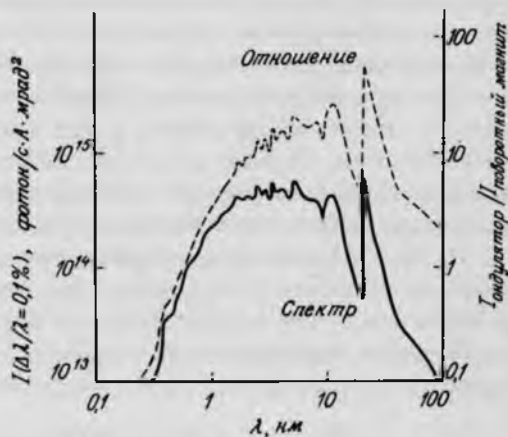


РИС. 1.12. Спектральное распределение излучения ондулятора установки SRS и сравнение с обычным спектром синхротронного излучения.

Спектральная ширина линии излучения при  $\theta = 0$

$$\Delta\lambda/\lambda \sim 1/nN, \quad (1.46)$$

где  $N$  – число периодов ондулятора. Типичный спектр ондулятора показан на рис. 1.12. Подбором величины и периода магнитного поля можно получить спектральную линию в требуемом диапазоне длин волн. Таким образом, ондуляторы – перспективные источники мягкого рентгеновского излучения, на которых можно получить поток фотонов в несколько раз больший, чем на поворотных магнитах. Некоторые источники, перечисленные в табл. 1.1, имеют работающие ондуляторы или планируется их установка.

### 1.3.2. НЕСИНХРОТРОННЫЕ ИСТОЧНИКИ МЯГКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Главным недостатком синхротронных источников во многих случаях являются их большие размеры (и стоимость), так что они обычно предназначены для многих пользователей и удалены от лаборатории конкретного пользователя. Более компактные (и дешевые) источники мягкого рентгеновского излучения, которые легко могут быть размещены в нужном месте, делятся на две основные категории: твердотельные и плазменные источ-

ники. Кроме того, существует еще ряд процессов (переходное излучение [17], излучение каналированных электронов [18]), приводящих к генерации мягкого рентгеновского излучения, но источники, в которых используются эти явления, пока еще не построены.

**1.3.2.1. Твердотельные источники.** Обычный способ получения рентгеновского излучения заключается в облучении твердотельной мишени высокоэнергетичным лучком электронов. Это вызывает генерацию рентгеновского излучения двумя путями: в результате торможения падающих электронов при кулоновском взаимодействии с электронами и ядрами вещества мишени (тормозное излучение) и при выбивании электрона с внутренней оболочки атома. Первый процесс дает непрерывный спектр в диапазоне длин волн, определяемом энергией падающих электронов, а второй — линейчатый спектр, определяемый материалом мишени.

Процесс тормозного излучения может быть описан аналогично синхротронному излучению с той разницей, что ускорение  $a$  в среднем направлено не перпендикулярно направлению движения электрона, а в обратную сторону. Мощность излучения в телесном угле  $d\Omega$  в направлении под углом  $\theta$  к направлению движения равна (при полной остановке электрона) [19]

$$\frac{dP}{d\Omega}(\theta) = \frac{e^2 a^2}{64\pi^2 \epsilon_0 c^2} \cdot \frac{\sin^2 \theta}{\cos \theta} \left\{ \frac{1}{[1 - (v/c) \cos \theta]^4} - 1 \right\}. \quad (1.47)$$

Видно, что в направлении вперед ( $\theta = 0$ ) излучения нет, но по мере увеличения кинетической энергии электрона излучение генерируется преимущест-

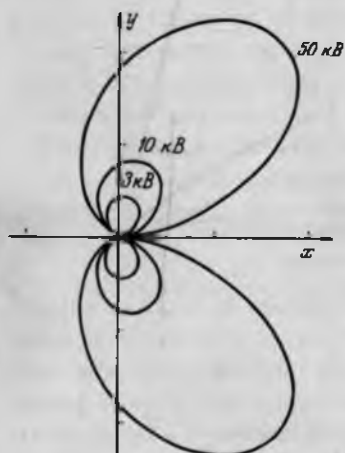


РИС. 1.13. Угловое распределение рентгеновского излучения твердотельного источника.

венно в направлениях, все ближе подходящих к направлению вперед (рис. 1.13). В эксперименте интенсивность не падает до нуля при  $\theta = 0$ ; это объясняется тем, что конкретный электрон в действительности при торможении может иметь компоненту ускорения, перпендикулярную направлению движения. Это также влияет и на поляризацию: вместо полной поляризации в плоскости падения электронов имеет место лишь частичная поляризация. Форма непрерывного спектра зависит в первую очередь от кинетической энергии  $T$  падающих электронов (состав мишени оказывает лишь слабое воздействие). Спектр имеет коротковолновый край, соответствующий случаю, когда электрон теряет всю свою энергию в одном столкновении:

$$\lambda_{\min} = hc/T. \quad (1.48)$$

Более вероятно, что электрон до полной остановки испытывает несколько столкновений. Получающееся в результате спектральное распределение рентгеновского излучения описывается эмпирической формулой [20]

$$I_B(\lambda) = (AcZ/\lambda^2)[c(\lambda - \lambda_{\min})/\lambda\lambda_{\min} + BZ], \quad (1.49)$$

где  $A$  и  $B$  — константы, а  $Z$  — атомный номер вещества мишени. Длина волны в максимуме интенсивности определяется из уравнения  $dI_B/d\lambda = 0$  и равна

$$\lambda_m = (3/2)\lambda_{\min}/[1 + (BZ/c)\lambda_{\min}] \quad (1.50)$$

$$= (3/2)\lambda_{\min} \quad (1.51)$$

при  $BZ \ll c(\lambda - \lambda_{\min})/\lambda\lambda_{\min}$ . Это условие не выполняется для малых кинетических энергий электронов и больших атомных номеров, при которых формула (1.49) не точно описывает распределение интенсивности. Но даже в этом случае равенство (1.51) может быть использовано для оценки кинетической энергии электронов ( $\sim 150$ – $3000$  эВ), при которой длина волны в максимуме интенсивности лежит в мягком рентгеновском диапазоне; на рис. 1.14 показан ряд распределений интенсивности для соответствующих ускоряющих напряжений ( $\sim 150$ – $3000$  В).

Эффективность преобразования кинетической энергии падающих электронов в рентгеновское излучение с непрерывным спектром определяется формулой [21]

$$\varepsilon = 1.1 \times 10^{-9} ZV, \quad (1.52)$$

где  $V$  — ускоряющее напряжение. Так, для мишени с большим  $Z$  (например вольфрам,  $Z = 74$ ) в приведенном выше диапазоне ускоряющих напряжений  $\varepsilon \approx 0,001 - 0,025\%$ . Коэффициент полезного действия оказывается даже ниже, чем в случаях, когда используется более коротковолновое излучение такого источника.

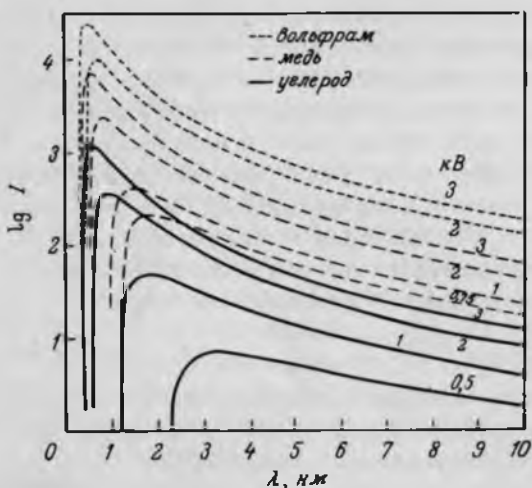


РИС. 1.14. Спектральное распределение рентгеновского излучения твердотельных источников.

Рентгеновский линейчатый спектр образуется, когда вакансия на внутренней оболочке атома (образованная в данном случае в результате электронного удара) заполняется электроном верхней оболочки, а избыточная энергия при этом излучается в виде фотона. Используя классификацию, описанную в разд. 1.1, можно обозначить образующиеся в результате спектральные линии  $K_\alpha$ ,  $K_\beta$ , ... Энергия уровня с главным квантовым числом  $n$  в атоме равна

$$E_n = -hcR(Z - \sigma)^2/n^2, \quad (1.53)$$

где  $R$  — постоянная Ридберга, а  $\sigma$  — параметр экранирования, который описывает уменьшение эффективного заряда ядра, действующего на электрон, из-за присутствия на внутренних оболочках других электронов. Для перехода на  $K$ -оболочку  $\sigma \approx 1$ , а для перехода на  $L$ -оболочку  $\sigma \approx 7,5$ . Таким образом, например, частота излучения  $K_\alpha$  равна

$$h\nu = hcR(Z - \sigma)^2(1/1^2 - 1/2^2),$$

т. е.

$$\nu = (3/4)cR(Z - \sigma)^2. \quad (1.54)$$

Следовательно, график зависимости  $\nu^{1/2}$  от  $Z$  для данного перехода представляет собой прямую линию (диаграмма Мосли). Обнаружено, что это действительно в основном так для серии  $K_\alpha$ , если не принимать во внимание небольшие отклонения (которые в данном случае не важны).

Рентгеновская линия не может появиться в спектре, если кинетическая

ТАБЛИЦА 1.2. Энергии ионизации для твердотельных источников

Материал мишени/ <i>Z</i>	Энергия ионизации, кэВ									
	<i>K</i>	<i>L1</i>	<i>L2</i>	<i>L3</i>	<i>M1</i>	<i>M2</i>	<i>M3</i>	<i>M4</i>	<i>M5</i>	
C/6	0,286									
Cu/29	8,996	1,104	0,955	0,935	0,122	0,078	0,076		0,003	
W/74	69,64	12,11	11,56	10,22	2,821	2,574	2,279	1,870	1,807	
	<i>N1</i>	<i>N2</i>	<i>N3</i>	<i>N4</i>	<i>N5</i>	<i>N6</i>	<i>N7</i>	<i>O1</i>	<i>O2</i>	<i>O3</i>
	0,590	0,490	0,422	0,254	0,241	0,031	0,029	0,073	0,044	0,034

энергия падающих электронов меньше энергии ионизации  $E_I$ . Эти величины для трех материалов мишени — углерода, меди и вольфрама — приведены в табл. 1.2.

За исключением отмеченной пороговой зависимости длины волн наблюдаемых спектральных линий не зависят от кинетической энергии электронов и определяются только веществом мишени. Вместе с тем интенсивность отдельной линии растет с увеличением кинетической энергии. При  $T \gg E_I$  интенсивность приближенно определяется соотношением

$$I \sim (T - E_I)^n, \quad (1.55)$$

где  $n \approx 1,63$ . При больших кинетических энергиях электронов этот рост замедляется из-за увеличения глубины проникновения электронов в мишень, что приводит к возрастанию повторного поглощения рентгеновского излучения в мишени. Обычно каждый падающий электрон с энергией  $T \sim 3E_I$  порождает рентгеновский фотон с вероятностью  $\sim 10^{-4}$  для мишеней с малым  $Z$  и с вероятностью  $\sim 10^{-3}$  для мишеней с большим  $Z$ .

Большая часть энергии электрона, не преобразованная в рентгеновское излучение, рассеивается в мишени в виде тепла. Чтобы получить большой поток рентгеновского излучения, следует охлаждать мишень или каким-либо другим способом рассеивать тепло. Один из способов заключается в распределении тепловой нагрузки на большую площадь, что достигается перемещением (вращением) мишени. Но даже в этом случае возможный выбор материала мишени и допустимая мощность (произведение тока электронов на ускоряющее напряжение) ограничены. Так как излучение с непрерывным спектром генерируется в довольно широком диапазоне углов (рис. 1.13), а линейчатое излучение по существу изотропно (если пренебречь повторным

ТАБЛИЦА 1.3. Твердотельные источники мягкого рентгеновского излучения

Материал мишени/Z	Линия	Длина волны $\lambda$ , нм	$\Delta\lambda/\lambda$	Материал мишени/Z	Линия	Длина волны $\lambda$ , нм	$\Delta\lambda/\lambda$
Al/13	K	0,834	$4,5 \cdot 10^{-4}$	O/8	K	2,36	
Mg/12	K	0,989	$5,5 \cdot 10^{-4}$	Ti/22	L	2,74	
Na/11	K	1,19		Ti/22	L	3,14	
Zn/30	L	1,23		N/7	K	3,16	
Cu/29	L	1,33		C/6	K	4,47	
Ni/28	L	1,46		Rh/45	M	4,76	$7,3 \cdot 10^{-2}$
Co/27	L	1,60		W/74	N	5,84	
Fe/26	L	1,76		Mo/42	M	6,44	
F/9	K	1,83		B/5	K	6,76	
Mn/25	L	1,94		Nb/41	M	7,24	$5,1 \cdot 10^{-2}$
Cr/24	L	2,16		Zr/40	M	8,19	$4,3 \cdot 10^{-2}$
Mn/25	L	2,23		Y/39	M	9,38	$3,5 \cdot 10^{-2}$

поглощением в веществе мишени), как правило, лишь малая часть рентгеновского излучения может быть использована в фокусирующих системах. Свойства ряда твердотельных источников мягкого рентгеновского излучения приведены в табл. 1.3.

**1.3.2.2. Плазменные источники.** Плотная высокотемпературная плазма испускает как непрерывное излучение (тормозное или обусловленное захватом свободного электрона ионом), так и линейчатое излучение, вызванное переходами между энергетическими уровнями в ионе. Большинство исследований таких источников для генерации мягкого рентгеновского излучения связано с использованием импульсных лазеров для получения плазмы [22–26]. Но плазма с необходимыми параметрами может быть получена также с помощью электронного пучка [27], вакуумной искры [28], Z-пинча с импульсным напуском газа [29], токамака [30], пучка легких ионов [31] и взрывающейся проволоки [32].

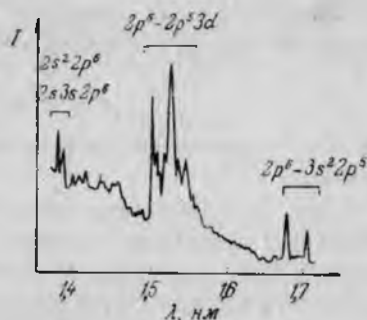
При обсуждении лазерной плазмы ее удобно разбить на два типа: плазма, получаемая с помощью лазеров сравнительно низкой мощности ( $\ll 10$  Дж/импульс), имеющих во многих исследовательских лабораториях, и плазма, получаемая с помощью мощных лазеров ( $\geq 100$  Дж/импульс), являющихся крупными национальными установками.

Спектр "низкомощной" лазерной плазмы свидетельствует о наличии линейчатого излучения (рис. 1.15). Если плазма является оптически тонкой, мощность линейчатого излучения равна [33]

$$P_L = 7 \times 10^{-9} N_e N_{z8} T_e^{1/2} \sum_j f_{jz} \exp(-E_j/T_e) [\text{Вт/м}^3], \quad (1.56)$$



РИС. 1.15. Спектральное распределение рентгеновского излучения лазерно-плазменного источника ("низкомощный" лазер с длиной волны  $\lambda = 1064$  нм, железная мишень, неоннодобные ионы) [25].



где  $N_e$  — электронная плотность,  $N_{zR}$  — плотность ионов с зарядом  $z$  в основном состоянии,  $T_e$  — электронная температура в электронвольтах,  $f_{jz}$  — сила осциллятора при переходе с уровня  $j$  в основное состояние (т. е. число связанных электронов на уровне  $j$ ) и  $\nu = E_j/h$  — частота излучения. В реальной плазме  $P_L$  может быть меньше значения, получаемого из выражения (1.56), если имеет место столкновительная дезактивация и если плазма не является оптически тонкой и происходит повторное поглощение [34]. Эти эффекты могут приводить к тому, что  $P_L$  уменьшается на несколько порядков величины.

При условиях, когда образуется "низкомощная" лазерная плазма, плазменное равновесие обычно носит промежуточный характер между локальным термодинамическим равновесием (ЛТР) и корональным равновесием. Плазма образуется в результате столкновительных возбуждений и ионизации, и ЛТР преобладает, когда эти процессы уравниваются обратными процессами столкновительных дезактивации и рекомбинации; корональное равновесие имеет место, когда эти прямые процессы уравниваются линейчатым излучением и фоторекомбинацией. Коломбан и Тонон [35] показали, что плазменное равновесие ближе к ЛТР при очень малых значениях  $z$ , в то время как при больших  $z$  применима модель коронального равновесия. В последнем случае мощность тормозного излучения равна [33]

$$P_B = 1.5 \times 10^{-26} N_e T_e^{1/2} \sum_z N_z z^2 \text{ [Вт/м}^3\text{]}, \quad (1.57)$$

где  $N_z$  — плотность ионов с зарядом  $z$  во всех состояниях. Мощность, излучаемая при захвате ионом (с зарядом  $z + 1$ ) электрона (на  $j$ -й уровень) равна

$$P_C = 1.5 \times 10^{-26} N_e T_e^{1/2} \sum_z \sum_j N_z z^2 \psi_{zj} \text{ [Вт/м}^3\text{]}, \quad (1.58)$$

где  $\psi_{zj}$  — потенциал ионизации с  $j$ -го уровня.

Эффективность конверсии (отношение излученной в рентгеновском диапазоне энергии к лазерной энергии) определяется выражением

$$\epsilon = 4 \times 10^{-5} (P_T/P_B) (AT_e/z)^{1/2}, \quad (1.59)$$

где  $P_T$  — суммарная излучаемая мощность, а  $A$  — атомная масса вещества мишени.

Для отдельных мишеней и типов лазеров выражения (1.56) — (1.59) позволяют предсказать характер и энергию ожидаемого рентгеновского излучения. Эти предсказания достаточно хорошо согласуются с экспериментом [34]. Например, рубиновый лазер с энергией 1 Дж, излучение которого фокусировалось на мишень с умеренным значением  $Z$  ( $\sim 70$ ), давал плазму с  $N_e \sim 10^{27} \text{ см}^{-3}$  и  $T_e \sim 55 \text{ эВ}$  и наибольшим числом ионов с зарядом  $z \sim 15$ , что соответствует  $\psi_{zj} \sim 300 - 400 \text{ эВ}$ . Считая, что преобладает рекомбинация на основной уровень, можно сделать вывод, что  $P_C \sim 6P_B$ . Наблюдаемое положение максимума непрерывного излучения при длине волны  $\sim 11 \text{ нм}$  сравнимо с положением предсказываемого теорией максимума тормозного излучения при  $\lambda = 620/T_e \text{ нм}$ , а наблюдаемая эффективность конверсии составляла  $\sim 1\%$ , в то время как выражение (1.59) дает значение  $\sim 0,75\%$  [34]. Наблюдалось очень слабое линейчатое излучение, так как величина  $P_L$  была уменьшена по сравнению с значением (1.56) по обсуждавшимся выше причинам.

В одной из последних работ [25], в которой использовался импульсный ( $\geq 10 \text{ Гц}$ ) лазер на ИАГ с неодимом с энергией 1 Дж/импульс, на ряде мишеней была продемонстрирована возможность получения из лазерной плазмы

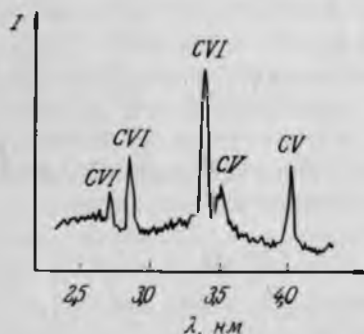


РИС. 1.16. Спектральное распределение излучения плазменного источника с мощным лазером (длина волны лазера 249 нм, углеродная мишень, водородо- и гелиоподобные ионы).

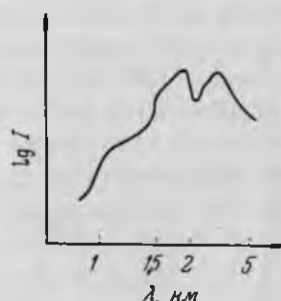


РИС. 1.17. Спектральное распределение излучения плазменного источника с мощным лазером (длина волны лазера 1064 нм, мишень — золото) [22].

ТАБЛИЦА 1.4. Плазменные источники мягкого рентгеновского излучения

Плазменный источник	Диапазон длин волн (максимум излучения), нм	Примечания
Лазерная плазма <sup>1)</sup>		
Мишень С	~ 2 — 5	Сильные линии при 2,7, 2,85, 3,37 нм (водородоподобные), 3,5, 4,02 нм (гелиоподобные)
Мишени К, Аг, Сl	~ 1 — 5	Линейчатое излучение (неоноподобное)
Мишени Al, Fe	~ 6 — 20	Главным образом линейчатое излучение
Мишени Yb, Sm и т. п.	~ 4 — 60	Главным образом непрерывное излучение со слабыми линиями
Электронный пучок <sup>2)</sup>		
Углеродная мишень	~ 2 — 25	Главным образом непрерывное излучение со слабыми линиями
Z-пинч с импульсным напуском газа	~ 1	Характеристические линии газа, наложенные на непрерывный спектр

<sup>1)</sup> Могут быть использованы и мишени из других веществ.

<sup>2)</sup> Могут быть использованы мишени других типов.

как линейчатого, так и непрерывного излучения достаточной интенсивности (рис. 1.15) [25].

Плазма, полученная с помощью "низкомощных" лазеров, излучает по существу изотропно. По мере роста мощности лазера появляется некоторая направленность излучения [22]: если лазером облучается плоская мишень, излучение максимально в направлении, перпендикулярном плоскости мишени. В результате увеличения мощности лазерного излучения возрастает  $T_e$  и начинает преобладать непрерывное тормозное излучение. Характерные спектры показаны на рис. 1.16 и 1.17. Эффективность конверсии при этом также значительно выше, как правило ~20–30% [22].

Характеристики типичных лазерно-плазменных источников приведены в табл. 1.4; приведены также характеристики плазменных источников других типов.

### 1.3.3. СРАВНИТЕЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИСТОЧНИКОВ

Каждый тип источников, рассмотренных выше, имеет некоторые относительные преимущества и недостатки в зависимости от характера использования получаемого излучения. Поэтому любые сравнения источников без

ТАБЛИЦА 1.5. Сравнение источников мягкого рентгеновского излучения

Источник	Относительная интенсивность, фотон $\cdot$ с $^{-1}$ $\cdot$ мрад $^{-2}$ в полосе $\Delta\lambda/\lambda = 1\%$ (поворотный магнит синхротрона $I = 1$ )	
	Пиковая	Средняя
	Синхротрон	
Поворотный магнит	1	1
Ондулятор	$\sim 10^3$	$\sim 10^3$
Твердотельный		
Углерод <i>K</i>	$\approx 5 \cdot 10^{-12}$	$\approx 5 \cdot 10^{-11}$
Медь <i>L</i>	$\approx 10^{-10}$	$\approx 10^{-9}$
Алюминий <i>K</i>	$\approx 10^{-9}$	$\approx 10^{-8}$
Лазерная плазма		
Мощный лазер <sup>1)</sup>	$\sim 10$	$\sim 2 \cdot 10^{-11}$
«Низкомощный» лазер <sup>2)</sup>	$\sim 10^{-2}$	$\sim 2 \cdot 10^{-10}$
Электронный пучок <sup>3)</sup>	$\sim 10^{-4}$	$\sim 2 \cdot 10^{-11}$
Z-пинч с импульсным напуском газа <sup>4)</sup>	$\sim 1$	$\sim 2 \cdot 10^{-8}$

<sup>1)</sup> Энергия лазера – 100 Дж, частота повторения –  $10^{-1}$  Гц.

<sup>2)</sup> Энергия лазера – 1 Дж, частота повторения – 10 Гц.

<sup>3)</sup> Частота повторения – 100 Гц.

<sup>4)</sup> Частота повторения – 20 Гц.

учета характера их применения могут вводить в заблуждение. Так как главная часть настоящей работы посвящена методам фокусировки рентгеновского излучения и в связи с тем, что такая фокусировка обычно зависит от длины волны, сравнение, которое мы здесь проводим, касается потока фотонов, пригодных для фокусировки, в интервале длин волн, составляющем 1% длины волны в середине мягкого рентгеновского диапазона. Такое сравнение проведено в табл. 1.5.

#### 1.4. ДЕТЕКТОРЫ МЯГКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В мягком рентгеновском диапазоне могут использоваться несколько типов детекторов, как это отмечено в последнем полном обзоре [36], в котором детекторы разделяются на фотографические и фотоэлектрические. Первые включают в себя фотографические пленки и рентгеновские резисты (полимерные лаки), а вторые – фотоэмиссионные детекторы, такие как ионизационные камеры, пропорциональные счетчики и микроканальные

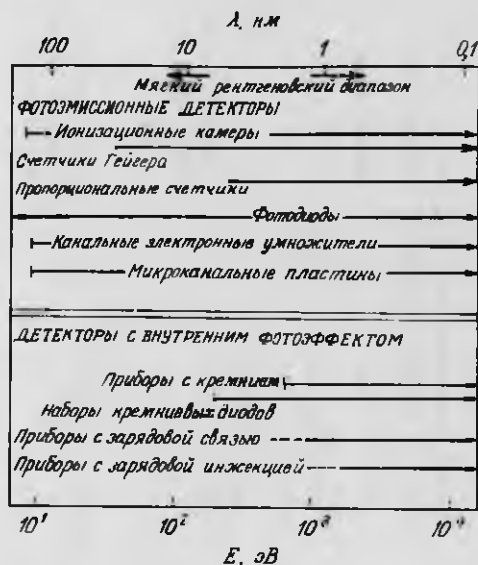


РИС. 1.18. Сравнительные характеристики детекторов мягкого рентгеновского излучения [36].

пластины, а также детекторы с внутренним фотоэффектом, такие как сцинтилляционные счетчики и приборы с зарядовой связью. Характеристики таких детекторов приведены на рис. 1.18 и в табл. 1.6.

### 1.5. ОБЩИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ ОПТИКИ МЯГКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ДИАПАЗОНА

В разд. 1.2 показано, что распространение мягкого рентгеновского излучения в веществе можно описать с помощью комплексного показателя преломления

$$\bar{n} = n - i\beta = 1 - \delta - i\beta, \quad (1.60)$$

где  $\delta$  мало и положительно. Следовательно, действительная часть показателя преломления в отличие от диапазона видимого света меньше единицы, и, таким образом, если для фокусировки использовать обычные преломляющие линзы, то для получения действительного фокуса при падающей плоской волне они должны быть вогнутыми. Для плоско-вогнутой линзы (рис. 1.19) толщиной в центре  $d$  имеем

$$f/\rho = 1 + n/(\cos \phi - n \cos \phi'), \quad (1.61)$$

ТАБЛИЦА 1.6. Детекторы мягкого рентгеновского излучения

Детектор	Диапазон длин волн, нм	Разрешение		Скорость счета, фотоны/с	Коэффициент усиления	Эффективность, % <sup>1)</sup>	Примечания
		энергетическое, %	пространственное, мм				
Ионизационный счетчик	полный <sup>2)</sup>	—	—	$\geq 10^2$	1—100	100	окна не нужны
Счетчик Гейгера	"	—	—	$< 10^3$	$> 10^3$	—	нужны окна
Пропорциональный счетчик (ПС)	$\leq 6$	10—20	—	$< 10^3$	$10^3—10^5$	— 100	" "
Изображающий ПС	"	"	0,1—0,2	$< 10^4$	"	"	" "
Газовый сцинтиляционный ПС	"	10	— 2,5	— 100	$10^2—10^8$	"	непрзрачный фотокатод, окна не нужны
Фотодиод	полный <sup>2)</sup>	—	—	$\geq 10^2$	1	— 10	
Канальный электронный умножитель	"	—	—	$< 1$	$10^6—10^8$	— 10	для большей эффективности скользящее падение
Микроканальная пластина	"	—	— 0,015	0,2	$10^5—10^6$	— 30	эффективность увеличена нанесением покрытия $MgF_2$ или CsI
Si (Li)	$\leq 2$	5—15	—	$< 10^4$	1	— 60	работает при — 170 °C
Набор диодов Si	$\leq 5$	—	—	—	1	— 1	работает при — 20—120 °C

Прибор с зарядовой связью	≤ 2	4)	1	утонченный, под-светка стали, - 20—120°C
Прибор с зарядовой инжекцией	"	"	1	работает от 20 до -120°C

1) Максимальная квантовая эффективность в мягком рентгеновском диапазоне.

2) Перекрывается весь диапазон мягкого рентгеновского излучения.

3) —  $10^4$  отсчет/мм<sup>2</sup>/с.

4) Разрешение зависит от типа считывающей системы.

где  $f$  — фокусное расстояние,  $\rho$  — радиус кривизны вогнутой поверхности, а  $\phi$  и  $\phi'$  — углы относительно нормали к вогнутой поверхности, определенные на рис. 1.19. Для лучей, близких к оптической оси, это выражение принимает вид

$$f/\rho = 1 + n/(1 - n) = 1/\delta. \quad (1.62)$$

Длина каустики (глубина резкости) такой линзы определяется выражением

$$\Delta f = \pm(1/2)(f/r)^2\lambda, \quad (1.63)$$

где  $2r$  — диаметр линзы, а  $\lambda$  — длина волны падающего излучения. Максимальная толщина линзы, согласно рис. 1.19, равна

$$t = \rho - (\rho^2 - r^2)^{1/2} + d. \quad (1.64)$$

Близость показателя преломления к единице и большое поглощение мягкого рентгеновского излучения приводят к тому, что линзы такого типа с размерами, подобными тем, которые обычны для оптики видимого диапазона, имели бы неприемлемо большое фокусное расстояние ( $\geq 10$  м), очень малую длину каустики (порядка десятков микрометров) и поглощали бы практически все падающее излучение. Таким образом, как отмечали предыдущие авторы [37, 38], такой тип линз практически неприемлем для мягкого рентгеновского излучения. Но используемые в настоящее время оптические элементы для мягкого рентгеновского диапазона могут иметь эффективность фокусировки около 10% и эффективную апертуру примерно 20–100 мкм. Чтобы иметь такую же эффективность, преломляющая линза должна иметь такую среднюю толщину, чтобы она пропускала около 10% падающего излучения. Параметры двух возможных линз для мягкого рентгеновского излучения с длиной волны 3,5 нм представлены в табл. 1.7. Эти результаты показывают, что такие линзы могут быть не столь уж неприемлемы.

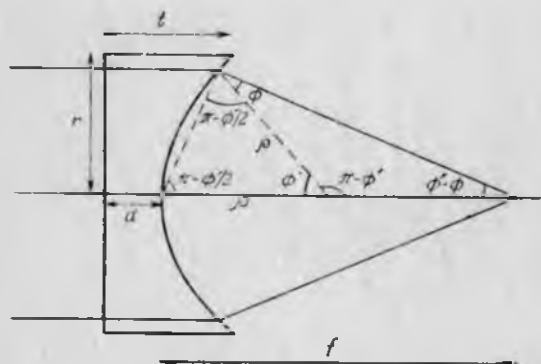


РИС. 1.19. Параметры преломляющей плоско-вогнутой линзы мягкого рентгеновского диапазона.



ТАБЛИЦА 1.7. Параметры возможных рентгеновских линз для длины волны 3,5 нм<sup>1)</sup>

Материал линзы	Линейный коэффициент поглощения, мкм <sup>-1</sup>	$d$ , мкм	$t$ , мкм	$r$ , мкм	$\delta$	$\beta$	$f$ , мкм	$f$ , мм	$\Delta f$ , мм
Углерод	7	0,02	0,64	10	0,003	0,002	81	27	12
Золото	32	0,02	0,12	10	0,01	0,009	500	50	44

<sup>1)</sup> Обозначения см. на рис. 1.19.

0,016 нм

ми, хотя они имеют большие "числа  $f^{(1)}$ ", и, следовательно, чтобы избежать большого времени экспозиции, требуются очень мощные источники излучения. Расчеты двояковогнутых линз дают аналогичные результаты. Но полное понимание фокусирующих свойств преломляющих линз в мягком рентгеновском диапазоне зависит от лучшего знания приемлемых оптических констант; до сих пор не было предпринято попыток изготовления таких линз.

Другим стандартным методом фокусировки видимого света является применение отражательной оптики. Амплитуда  $a$  отраженного излучения на поверхности раздела между веществом и вакуумом определяется формулами Френеля [39]. Для излучения, поляризованного так, что электрический вектор перпендикулярен плоскости падения ( $s$ -поляризация),

$$a_{\perp} = [\cos \phi - (\bar{n}^2 - \sin^2 \phi)^{1/2}] / [\cos \phi + (\bar{n}^2 - \sin^2 \phi)^{1/2}], \quad (1.65)$$

где угол падения  $\phi$  отсчитывается от нормали к поверхности раздела. При использовании вместо  $\phi$  угла скольжения  $\theta = 90^\circ - \phi$  эта формула принимает вид

$$a_{\perp} = [\sin \theta - (\bar{n}^2 - \cos^2 \theta)^{1/2}] / [\sin \theta + (\bar{n}^2 - \cos^2 \theta)^{1/2}]. \quad (1.66)$$

Для параллельно поляризованного излучения ( $p$ -поляризация)

$$a_{\parallel} = [\bar{n}^2 \sin \theta - (\bar{n}^2 - \cos^2 \theta)^{1/2}] / [\bar{n}^2 \sin \theta + (\bar{n}^2 - \cos^2 \theta)^{1/2}]. \quad (1.67)$$

Коэффициент отражения определяется формулой

$$R = I/I_0 = aa^*, \quad (1.68)$$

где  $I_0$  и  $I$  — интенсивность падающего и отраженного излучения соответственно. Если излучение падает перпендикулярно поверхности, то  $\theta = 90^\circ$  и формулы (1.66) и (1.67) приводят к следующему выражению для коэффициента отражения при нормальном падении:

$$R_N = [(1 - \bar{n})/(1 + \bar{n})]^2 = (\delta^2 + \beta^2)/(2 - \delta)^2 + \beta^2]. \quad (1.69)$$

1) "Число  $f$ " — величина, равная  $f/r$  и обратно пропорциональная относительному отворстию, т. е. светосиле линзы. — Прим. перев.

Используя данные табл. 1.7 и формулу (1.4), можно получить, что при длине волны 3,5 нм для углерода  $R_N = 3,3 \cdot 10^{-6}$ , а для золота  $R_N = 4,6 \cdot 10^{-5}$ . Коэффициент отражения при нормальном падении очень мал для всех веществ во всем мягком рентгеновском диапазоне. Это означает, что обычные зеркала в данном случае неприемлемы.

### 1.5.1. МЕТОДЫ УВЕЛИЧЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ОТРАЖЕНИЯ

Коэффициент отражения поверхностей в мягком рентгеновском диапазоне может быть увеличен путем использования скользящих углов падения или многократных отражений, при которых пучки интерферируют так, что усиливают друг друга, как это происходит при брэгговской дифракции на кристаллических слоях.

Если в выражениях (1.66) и (1.67) угол скольжения такой, что выполняется равенство

$$(\bar{n}^2 - \cos^2 \theta)^{1/2} = 0, \quad (1.70)$$

то коэффициент отражения тождественно равен единице. Для непоглощающих веществ ( $\beta = 0$ ) полное отражение имеет место при углах скольжения, меньших критического угла  $\theta_c$ , где

$$\cos \theta_c = n = 1 - \delta. \quad (1.71)$$

Для реальных веществ коэффициент отражения стремится к единице при  $\theta \rightarrow 0$ . Если  $\beta \ll \delta$ , наблюдается резкое увеличение коэффициента отражения, когда угол  $\theta$  становится меньше  $\theta_c$ ; при  $\beta \sim \delta$  имеет место более плавный переход. При  $\theta < \theta_c$  в веществе зеркала не могут распространяться никакие волны и падающий поток отражается ("полное внешнее отражение"). Рассчитанные коэффициенты отражения при скользящем падении для бериллия, углерода и золота на длине волны  $\lambda = 3,5$  нм показаны на рис. 1.20 (*s*-поляризация). Коэффициенты отражения для *p*-поляризации отличаются незначительно. Главной проблемой оптики скользящего падения являются сильные aberrации, особенно астигматизм. В гл. 2 подробно обсуждаются способы преодоления этой трудности, а также другие свойства фокусирующих систем скользящего падения.

Второй путь увеличения коэффициента отражения заключается в применении тех же принципов, которые используются в случае стопы четвертьволновых пластинок (рис. 1.21, *a*). В этом устройстве чередуются два непоглощающих вещества с показателями преломления  $n_1$  (большой) и  $n_2$  (малый), и каждый имеет оптическую толщину

$$n_i d_i = \lambda/4. \quad (1.72)$$

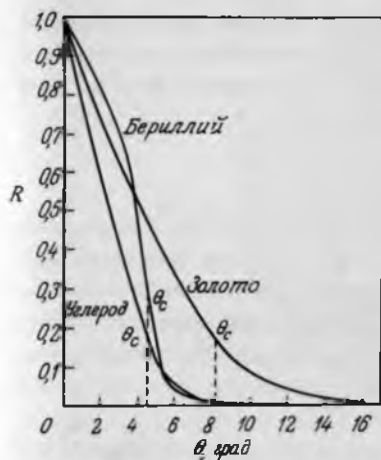


РИС. 1.20. Коэффициенты отражения при скользком падении (для однократного отражения) на длине волны  $\lambda = 3,5$  нм (перпендикулярная поляризация).

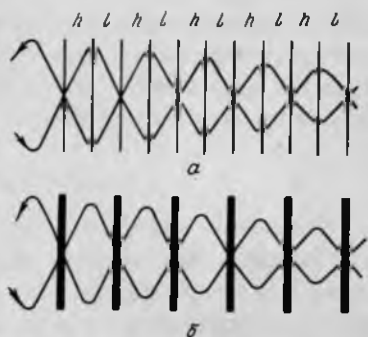


РИС. 1.21. Идеальные многослойные зеркала для мягкого рентгеновского излучения: а – непоглощающее, б – сильно поглощающее вещество с непоглощающими промежутками. Реальные многослойные зеркала являются промежуточными между двумя типами зеркал [37].

Отражения от всех границ складываются в фазе, и при достаточно большом числе слоев коэффициент отражения приближается к единице. Фактически необходимое число слоев зависит от амплитуды коэффициента отражения  $|R|$ , определяемой выражением (1.69); например, при  $|R| = 10^{-2}$  необходимо 100 поверхностей раздела. Если один из материалов является поглощающим, то этим способом нельзя получить высокий коэффициент отражения из-за поглощения, происходящего в горбах стоячей волны, образующейся в результате суперпозиции падающей и отраженных волн. Но если ограничить расположение поглощающего материала областями, близкими к впадинам стоячей волны (рис. 1.21, б) то поглощение будет минимальным и удастся достичь коэффициента отражения, приближающегося к единице<sup>1)</sup> даже в том случае, когда оба вещества имеют одинаковые показатели преломления<sup>2)</sup> [40].

Как отмечено в разд. 1.2, в мягком рентгеновском диапазоне не существует непоглощающих веществ, поэтому максимальные значения достижимых коэффициентов отражения не могут быть близки к единице. Оптимальная

1) Это явление иногда называют эффектом Бормана. – Прим. перев.

2) Иметсяя в виду действительная часть показателя преломления. – Прим. перев.

конструкция хорошо отражающего зеркала нормального падения для мягкого рентгеновского излучения является промежуточной между двумя описанными выше типами зеркал. В гл. 4 подробно обсуждаются методы расчета и изготовления таких многослойных зеркал.

### 1.5.2. ДИФРАКЦИОННАЯ ОПТИКА

В видимом диапазоне спектра с помощью преломляющей и отражательной оптики можно сфокусировать в точку практически все падающее излучение. Для дифракционных фокусирующих систем обычно это недостижимо из-за существования бесконечного числа дифракционных порядков. Таким образом, в видимом диапазоне дифракционные системы традиционно имеют лишь познавательное значение или в лучшем случае ограниченное применение.

Но в мягком рентгеновском диапазоне дело обстоит по-другому. Из-за указанных выше трудностей с преломляющей и отражательной оптикой системы, основанные на дифракции, могут представлять большой интерес с точки зрения достижения высокого разрешения. Дифракционные решетки, как правило скользящего падения, используются в монохроматорах мягкого рентгеновского диапазона, в то время как зонные пластинки используются в фокусирующих системах.

В простейшем случае зонная пластинка представляет собой круглую пропускающую дифракционную решетку с концентрическими границами между зонами, расположенными так, что разность оптических путей от точки объекта до точки изображения, проходящих через две соседние зоны, равна  $\lambda/2$ . Это означает, что зоны имеют примерно равную площадь, а радиус границы  $n$ -й зоны пропорционален  $n^{1/2}$ . Зоны попеременно абсолютно непрозрачны и полностью прозрачны, что способствует увеличению интенсивности излучения, достигающего точки изображения. В такой зонной пластинке поглощается 50% падающего излучения, а эффективность дифракции в фокус  $m$ -го порядка составляет

$$\varepsilon_m = (10/m^2\pi^2)\%, \quad (1.73)$$

где  $m = 1, 3, 5, \dots$ . Зонная пластинка с идеальным расположением границ зон не дает дифракции в четные порядки. Фокусное расстояние  $m$ -го порядка пропорционально  $1/m\lambda$ , т. е. зависит от длины волны, что приводит к сильной хроматической аберрации для полихроматического излучения. Для зонной пластинки с числом зон более  $\sim 100$  формирование изображения в конкретном фокусе в монохроматическом излучении можно рассматривать так же, как в случае преломляющей линзы. Типичная зонная пластинка показана на



РИС. 1.22. Френелевская зонная пластинка.

рис. 1.22; подробное обсуждение стандартных (френелевских) и модифицированных зонных пластинок проводится в гл. 8.

### 1.5.3. ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАЗРЕШЕНИЕ И ТОЧНОСТЬ ИЗГОТОВЛЕНИЯ

Разрешающая способность передающей изображение системы определяется минимальным расстоянием между двумя точками объекта, дающими разные точки изображения. Для идеальной оптики она определяется дифракцией — дифракционным пределом передачи изображения. Дифракционные картины двух точек перекрываются, и критерий Рэлея [41] их разрешения заключается в том, что первое темное кольцо одной дифракционной картины совпадает с центральным максимумом другой. Отсюда получаем равенство

$$d_R = 0.61\lambda/[n \sin(\theta_a/2)], \quad (1.74)$$

где  $d_R$  — расстояние между точками,  $\lambda$  — длина волны излучения,  $n$  — показатель преломления среды, расположенной между объектом и системой построения изображения, а  $\theta_a$  — угол, под которым видны из плоскости объекта края оптической системы (рис. 1.23). Отношение интенсивностей в центральном минимуме и в соседних максимумах суммарной дифракционной картины равно 0,81. Критерий Рэлея до некоторой степени произволен, и иногда вместо него используют критерий Аббе [42]

$$d_A = 0.5\lambda/[n \sin(\theta_a/2)]. \quad (1.75)$$

Числовая апертура определяется следующим образом:

$$NA = n \sin(\theta_a/2). \quad (1.76)$$

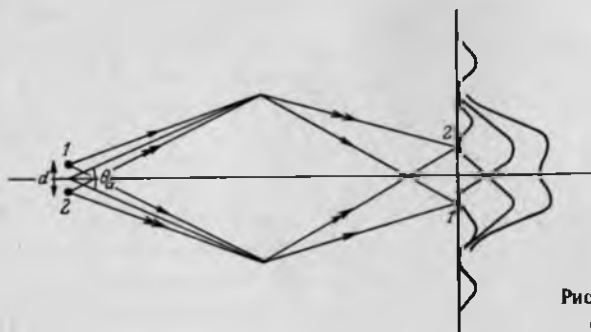


Рис. 1.23. Разрешение двух точек объекта (критерий Рэлея).

Достижимое разрешение при формировании изображения улучшается по мере увеличения числовой апертуры и уменьшения длины волны. Таким образом, при одинаковых числовых апертурах оптические системы мягкого рентгеновского диапазона должны иметь много лучшее разрешение, чем системы видимого диапазона.

Основным назначением оптической системы мягкого рентгеновского диапазона так же, как и любой оптической системы, является формирование изображений с разрешением на уровне дифракционного предела. Это значит, что aberrации, вносимые неточностями изготовления оптических элементов, должны быть малыми, т. е. эти элементы должны быть изготовлены весьма тщательно. Кроме того, в случае отражательной оптики поверхности должны быть очень гладкими. Обычно форма поверхности элементов оптики скользящего падения должна быть изготовлена с точностью порядка одной восьмой от требуемого разрешения (так, чтобы рассеивалось меньше 50% падающего излучения). Для многослойных зеркал точность изготовления и гладкость поверхности должна быть еще приблизительно в два раза лучше и, кроме того, суммарная ошибка толщины всех слоев должна быть меньше примерно  $\lambda/10$ . Для зонных пластинок допуски изготовления должны быть меньше одной трети необходимого разрешения. Помимо этого из-за того, что каждая зона дает свой вклад в изображение синфазно с другими, любое изменение фазы, вызванное колебаниями толщины зоны  $\Delta t$  (а также подложки, если она существует), должно быть меньше  $\pi/4$ , т. е.

$$(2\pi/\lambda)\delta\Delta t < \pi/4, \quad (1.77)$$

Отсюда следует

$$\Delta t < \lambda/8\delta. \quad (1.78)$$

Аберрации, вносимые этими погрешностями, обсуждаются в последующих главах вместе с рассмотрением методов изготовления и технологии, предназначенных для достижения улучшенной точности.

## ГЛАВА 2

# ОТРАЖАТЕЛЬНАЯ ОПТИКА ДЛЯ МЯГКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ 1. СКОЛЬЗЯЩЕЕ ПАДЕНИЕ

Как отмечалось в гл. 1, отражательная способность одиночной поверхности при нормальном или близком к нормальному падении очень мала. Высокая отражательная способность имеет место лишь при скользящих углах падения. Это происходит потому, что показатель преломления отражающей среды очень близок к показателю преломления окружающей среды (вакуума) и немного меньшего его; при этих условиях может наблюдаться эффект полного внешнего отражения.

### 2.1. ПОЛНОЕ ВНЕШНЕЕ ОТРАЖЕНИЕ [1]

Рассмотрим плоскую волну, распространяющуюся в среде с комплексным показателем преломления

$$\bar{n}_1 = 1 - \delta_1 - i\beta_1, \quad (2.1)$$

которая падает на гладкую плоскую поверхность раздела со средой, имеющей показатель преломления

$$\bar{n}_2 = 1 - \delta_2 - i\beta_2, \quad (2.2)$$

причем  $\delta_2 > \delta_1$ . В общем случае при этом будут наблюдаться прошедшая и отраженная волны, как показано на рис. 2.1. Сначала будем считать, что обе среды непоглощающие ( $\beta_1 = \beta_2 = 0$ ) и их магнитные проницаемости практически не отличаются от магнитной проницаемости свободного пространства. Тогда закон Снеллиуса для углов скольжения можно записать в виде

$$(\cos \theta_r / \cos \theta_i) = (1 - \delta_2) / (1 - \delta_1). \quad (2.3)$$

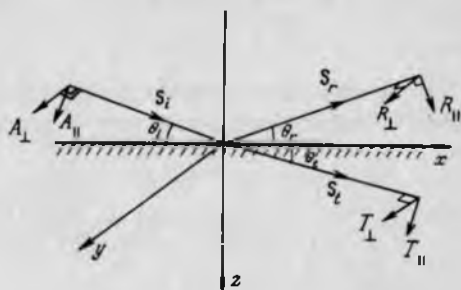


РИС. 2.1. Полное внешнее отражение.

Система координат выбрана так, что плоскость  $xz$  совпадает с плоскостью падения, а ось  $z$  перпендикулярна границе раздела. Тогда амплитуды падающего, прошедшего и отраженного полей можно разложить на "перпендикулярные" компоненты, параллельные оси  $y$ , и "параллельные" компоненты, лежащие в плоскости  $xz$ . Положительные направления параллельных компонент определены на рис. 2.1. Компоненты электрических векторов полей можно записать в виде

$$E_{ix} = -A_{\parallel} \sin \theta_i e^{-i\tau_i}, \quad E_{iy} = A_{\perp} e^{-i\tau_i}, \quad E_{iz} = A_{\parallel} \cos \theta_i e^{-i\tau_i}, \quad (2.4a)$$

$$E_{tx} = -T_{\parallel} \sin \theta_t e^{-i\tau_t}, \quad E_{ty} = T_{\perp} e^{-i\tau_t}, \quad E_{tz} = T_{\parallel} \cos \theta_t e^{-i\tau_t}, \quad (2.4б)$$

$$E_{rx} = R_{\parallel} \sin \theta_r e^{-i\tau_r}, \quad E_{ry} = R_{\perp} e^{-i\tau_r}, \quad E_{rz} = R_{\parallel} \cos \theta_r e^{-i\tau_r}; \quad (2.4в)$$

здесь

$$\tau_i = \omega(t - \mathbf{r} \cdot \mathbf{s}_i / v_1) = \omega[t - (1 - \delta_1)(x \cos \theta_i + z \sin \theta_i) / c], \quad (2.5a)$$

$$\tau_t = \omega(t - \mathbf{r} \cdot \mathbf{s}_t / v_2) = \omega[t - (1 - \delta_2)(x \cos \theta_t + z \sin \theta_t) / c], \quad (2.5б)$$

$$\tau_r = \omega(t - \mathbf{r} \cdot \mathbf{s}_r / v_1) = \omega[t - (1 - \delta_1)(x \cos \theta_r + z \sin \theta_r) / c], \quad (2.5в)$$

где  $\omega$  — круговая частота излучения,  $v_1$  и  $v_2$  — скорости распространения излучения в двух средах:

$$v_1 = c / (1 - \delta_1), \quad v_2 = c / (1 - \delta_2). \quad (2.6)$$

Соответствующие компоненты магнитного вектора записываются в виде

$$H_{ix} = -A_{\perp} (1 - \delta_1) \sin \theta_i e^{-i\tau_i}, \quad H_{iy} = -A_{\parallel} (1 - \delta_1) e^{-i\tau_i}, \\ H_{iz} = A_{\perp} (1 - \delta_1) \cos \theta_i e^{-i\tau_i}, \quad (2.7a)$$

$$H_{tx} = -T_{\perp} (1 - \delta_2) \sin \theta_t e^{-i\tau_t}, \quad H_{ty} = -T_{\parallel} (1 - \delta_2) e^{-i\tau_t}, \\ H_{tz} = T_{\perp} (1 - \delta_2) \cos \theta_t e^{-i\tau_t}, \quad (2.7б)$$

$$H_{rx} = R_{\perp} (1 - \delta_1) \sin \theta_r e^{-i\tau_r}, \quad H_{ry} = -R_{\parallel} (1 - \delta_1) e^{-i\tau_r}, \\ H_{rz} = R_{\perp} (1 - \delta_1) \cos \theta_r e^{-i\tau_r}; \quad (2.7в)$$

Тангенциальные компоненты электрического и магнитного векторов должны быть непрерывными на поверхности раздела. Поэтому

$$E_{ix} + E_{rx} = E_{tx}, \quad E_{iy} + E_{ry} = E_{ty}, \quad (2.8a)$$

$$H_{ix} + H_{rx} = H_{tx}, \quad H_{iy} + H_{ry} = H_{ty}. \quad (2.8б)$$



Из рис. 2.1 ясно, что  $\theta_r = \theta_i$  и соотношения (2.8а) и (2.8б) приводят к следующему результату:

$$(A_{\parallel} - R_{\parallel}) \sin \theta_i = T_{\parallel} \sin \theta_t, \quad (2.9а)$$

$$A_{\perp} + R_{\perp} = T_{\perp}, \quad (2.9б)$$

$$(1 - \delta_1)(A_{\perp} - R_{\perp}) \sin \theta_i = (1 - \delta_2)T_{\perp} \sin \theta_t, \quad (2.9в)$$

$$(1 - \delta_1)(A_{\parallel} + R_{\parallel}) = (1 - \delta_2)T_{\parallel}. \quad (2.9г)$$

Уравнения (2.9) показывают, что параллельные и перпендикулярные компоненты независимы, так как ни одно уравнение не содержит одновременно обе компоненты. Решения для отраженной и прошедшей компонент имеют вид

$$R_{\parallel}/A_{\parallel} = [(1 - \delta_2) \sin \theta_i - (1 - \delta_1) \sin \theta_t] / [(1 - \delta_2) \sin \theta_i + (1 - \delta_1) \sin \theta_t], \quad (2.10а)$$

$$R_{\perp}/A_{\perp} = [(1 - \delta_1) \sin \theta_i - (1 - \delta_2) \sin \theta_t] / [(1 - \delta_1) \sin \theta_i + (1 - \delta_2) \sin \theta_t], \quad (2.10б)$$

$$T_{\parallel}/A_{\parallel} = [2(1 - \delta_1) \sin \theta_t] / [(1 - \delta_2) \sin \theta_i + (1 - \delta_1) \sin \theta_t], \quad (2.11а)$$

$$T_{\perp}/A_{\perp} = [2(1 - \delta_1) \sin \theta_t] / [(1 - \delta_1) \sin \theta_i + (1 - \delta_2) \sin \theta_t]. \quad (2.11б)$$

Это формулы Френеля для отражения на плоской границе раздела. С учетом выражения (2.3) они могут быть записаны в виде

$$\frac{R_{\parallel}}{A_{\parallel}} = \frac{(1 - \delta_2)^2 \sin \theta_i - (1 - \delta_1)[(1 - \delta_2)^2 - (1 - \delta_1)^2 \cos^2 \theta_i]^{1/2}}{(1 - \delta_2)^2 \sin \theta_i + (1 - \delta_1)[(1 - \delta_2)^2 - (1 - \delta_1)^2 \cos^2 \theta_i]^{1/2}}, \quad (2.12а)$$

$$\frac{R_{\perp}}{A_{\perp}} = \frac{(1 - \delta_1) \sin \theta_i - [(1 - \delta_2)^2 - (1 - \delta_1)^2 \cos^2 \theta_i]^{1/2}}{(1 - \delta_1) \sin \theta_i + [(1 - \delta_2)^2 - (1 - \delta_1)^2 \cos^2 \theta_i]^{1/2}}, \quad (2.12б)$$

$$\frac{T_{\parallel}}{A_{\parallel}} = \frac{2(1 - \delta_1)(1 - \delta_2) \sin \theta_t}{(1 - \delta_2)^2 \sin \theta_i + (1 - \delta_1)[(1 - \delta_2)^2 - (1 - \delta_1)^2 \cos^2 \theta_i]^{1/2}}, \quad (2.13а)$$

$$\frac{T_{\perp}}{A_{\perp}} = \frac{2(1 - \delta_1) \sin \theta_t}{(1 - \delta_1) \sin \theta_i + [(1 - \delta_2)^2 - (1 - \delta_1)^2 \cos^2 \theta_i]^{1/2}}. \quad (2.13б)$$

Если  $\theta_i$  равно  $\theta_c$ , определяемому выражением

$$\cos \theta_c = (1 - \delta_2)/(1 - \delta_1), \quad (2.14)$$

то выражения (2.12) принимают вид

$$R_{\parallel}/A_{\parallel} = R_{\perp}/A_{\perp} = 1, \quad (2.15)$$

т. е. падающая волна испытывает полное отражение. При этом значении  $\theta_i$  имеем  $\theta_t = 0$ , так что во вторую среду излучение не проникает. Если  $\theta_i$  меньше  $\theta_c$ , то  $\cos \theta_t$  больше единицы, т. е.  $\theta_t$  принимает нефизические значения. Следовательно, в этом случае излучение также не распространяется во второй среде и волна полностью отражается.

В большинстве случаев полное внешнее отражение происходит на (вблизи) границе раздела вакуум — плотное вещество. При этом  $\delta_1 = 0$  и формулы Френеля принимают вид

$$\frac{R_{\parallel}}{A_{\parallel}} = \frac{(1 - \delta)^2 \sin \theta_i - [(1 - \delta)^2 - \cos^2 \theta_i]^{1/2}}{(1 - \delta)^2 \sin \theta_i + [(1 - \delta)^2 - \cos^2 \theta_i]^{1/2}}, \quad (2.16a)$$

$$\frac{R_{\perp}}{A_{\perp}} = \frac{\sin \theta_i - [(1 - \delta)^2 - \cos^2 \theta_i]^{1/2}}{\sin \theta_i + [(1 - \delta)^2 - \cos^2 \theta_i]^{1/2}}, \quad (2.16b)$$

$$\frac{T_{\parallel}}{A_{\parallel}} = \frac{2(1 - \delta) \sin \theta_i}{(1 - \delta)^2 \sin \theta_i + [(1 - \delta)^2 - \cos^2 \theta_i]^{1/2}}, \quad (2.17a)$$

$$\frac{T_{\perp}}{A_{\perp}} = \frac{2 \sin \theta_i}{\sin \theta_i + [(1 - \delta)^2 - \cos^2 \theta_i]^{1/2}}, \quad (2.17b)$$

где  $\delta = \delta_2$ . Для поглощающей среды, когда  $\beta_2 = \beta \neq 0$ , соответствующие выражения имеют вид [2]

$$\frac{R_{\parallel}}{A_{\parallel}} = \frac{\bar{n}^2 \sin \theta_i - (\bar{n}^2 - \cos^2 \theta_i)^{1/2}}{\bar{n}^2 \sin \theta_i + (\bar{n}^2 - \cos^2 \theta_i)^{1/2}}, \quad (2.18a)$$

$$\frac{R_{\perp}}{A_{\perp}} = \frac{\sin \theta_i - (\bar{n}^2 - \cos^2 \theta_i)^{1/2}}{\sin \theta_i + (\bar{n}^2 - \cos^2 \theta_i)^{1/2}}, \quad (2.18b)$$

$$\frac{T_{\parallel}}{A_{\parallel}} = \frac{2\bar{n} \sin \theta_i}{\bar{n}^2 \sin \theta_i + (\bar{n}^2 - \cos^2 \theta_i)^{1/2}}, \quad (2.19a)$$

$$\frac{T_{\perp}}{A_{\perp}} = \frac{2 \sin \theta_i}{\sin \theta_i + (\bar{n}^2 - \cos^2 \theta_i)^{1/2}} \quad (2.19b)$$

Отметим, что выражения (2.18а) и (2.18б) тождественны выражениям (1.67) и (1.66) соответственно.

Эти выражения можно использовать и для описания отражения на криволинейной поверхности, если радиус кривизны последней много больше длины волны излучения. Это условие всегда выполняется для мягкого рентгеновского излучения<sup>1)</sup>. Коэффициент отражения может быть получен из выражений (2.18а) и (2.18б)

$$R_p = (R_{\parallel}/A_{\parallel})(R_{\parallel}/A_{\parallel})^*, \quad (2.20a)$$

$$R_s = (R_{\perp}/A_{\perp})(R_{\perp}/A_{\perp})^*, \quad (2.20б)$$

где использована формула

$$n^2 = (1 - \delta)^2 - \beta^2 - 2i(1 - \delta)\beta. \quad (2.21)$$

На рис. 2.2 представлены значения коэффициента отражения  $R_p$  для двух значений  $\delta$  и нескольких значений  $\beta$ . При малых значениях  $\beta$  (меньше некоторой доли  $\delta$ ) коэффициент отражения велик для углов скольжения меньше критического угла  $\theta_c$  и резко уменьшается при  $\theta_i > \theta_c$ . При больших значениях  $\beta$  коэффициент отражения спадает более плавно для всех значений  $\theta_i > 0$ . Коэффициент отражения  $R_s$  ведет себя аналогично. На рис. 2.3 видно, что  $R_s \approx R_p$  при малых значениях  $\theta_i$  (т. е. когда коэффициент отражения велик). При углах скольжения много больших  $\theta_c$  коэффициент отражения становится очень малым (рис. 2.4). Так как в реальных материалах величина  $\beta$  не равна нулю, падающее излучение никогда полностью не отражается. Чтобы выявить материалы, пригодные для реализации явления, близкого к полному внешнему отражению, удобно определить сам эффект, как имеющий место тогда, когда кривая зависимости коэффициента отражения от угла падения имеет точку перегиба [3]. Из рис. 2.5. видно, что точка перегиба имеет место при условии

$$\beta < 0.63\delta. \quad (2.22)$$

Для выявления закономерностей отражения от реальных поверхностей в мягком рентгеновском диапазоне следует обсудить две модификации приведенного выше рассмотрения. В первой из них учитывается атомная структура отражающей среды, существование которой игнорируется в уравнениях Максвелла, послуживших основой для вывода выражений (2.4) и (2.7), а во второй – рассматривается шероховатость поверхности.

<sup>1)</sup> Если не рассматривать процесс отражения на микронеоднородностях, где радиусы кривизны могут быть сравнимы и меньше длины волны. – *Прим. перев.*

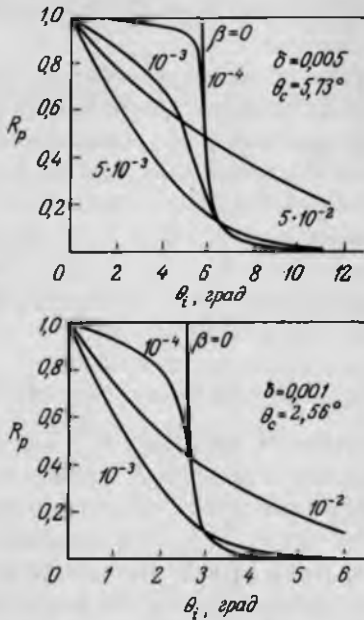


РИС. 2.2. Расчетные значения коэффициента отражения при скользящем падении для параллельной р-поляризованной компоненты.

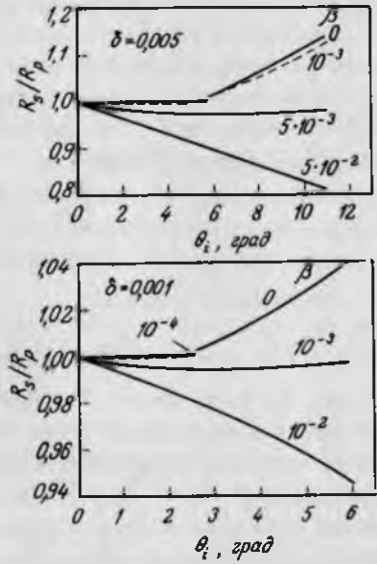


РИС. 2.3. Расчетные отношения коэффициентов отражения для s- и р-поляризованного излучения при скользящем падении.

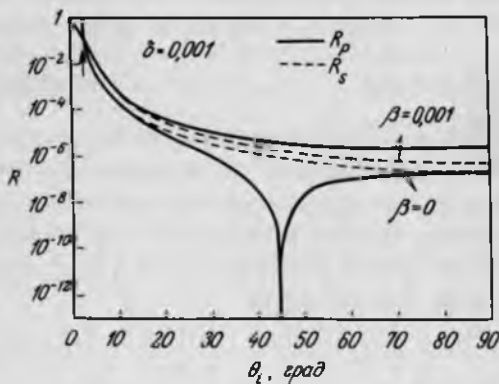


РИС. 2.4. Расчетные коэффициенты отражения в полном диапазоне углов скольжения.

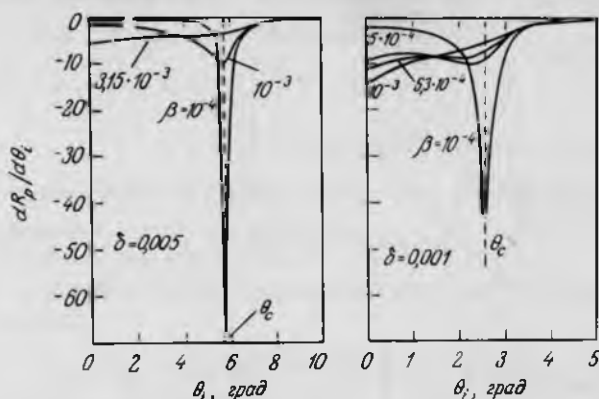


РИС. 2.5. Кривые зависимости производной коэффициента отражения от угла скольжения, показывающие наличие точек перегиба при  $\beta < 0.63\delta$ .

### 2.1.1. ОТРАЖЕНИЕ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ОТ ПОВЕРХНОСТНЫХ АТОМНЫХ СЛОЕВ

Чтобы учесть атомную структуру отражающей среды, можно использовать подход Смирнова [4]. При этом подходе поверхность рассматривается как набор параллельных слоев толщиной  $\Delta z$  достаточно малой для того, чтобы разность фаз между последовательными отражениями при скользящих углах падения была бы много меньше  $2\pi$ , т. е.  $\Delta z \ll \lambda$ . Все атомы слоя можно спроецировать на его верхнюю пограничную плоскость, в которой, таким образом, сконцентрирована вся рассеивающая способность этого слоя. Следовательно, проблема сводится к решению задачи о брэгговском отражении. Если  $N_a$  — плотность атомов в слое, то поверхностная плотность спроецированных атомов равна  $N_a \Delta z$ . Амплитуда отражения такой плоскостью может быть рассчитана с помощью рис. 2.6 [5, 6], где показано отражение в точке  $O$  падающего из точки  $P$  излучения с длиной волны  $\lambda$ , проходящего в результате в точку  $Q$ . Если точка  $Q$  выбрана так, что

$$PQP' = POP' + \lambda/2 = (r + r') + \lambda/2, \quad (2.23)$$

то кривая, являющаяся геометрическим местом точек, подобных  $Q$ , образует границу первой (эллиптической) зоны Френеля. Если справедливы формулы Френеля, то рассеивающие точки на плоскости должны располагаться достаточно часто для того, чтобы их можно было рассматривать как имеющие непрерывное распределение в масштабе зон Френеля. Площадь первой зоны Френеля равна

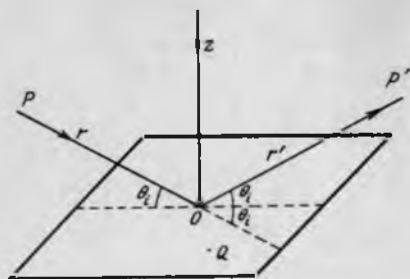


РИС. 2.6. Схема отражения рентгеновского излучения от одного атомного слоя.

$$A_1 = \pi ab = \pi \left\{ \left( \frac{\lambda r r'}{r + r'} \right)^{1/2} \frac{1}{\sin \theta_i} \right\} \left( \frac{\lambda r r'}{r + r'} \right)^{1/2}, \quad (2.24)$$

где  $a$  и  $b$  — полуоси эллиптической зоны Френеля. Таким образом, условием применимости формул Френеля является неравенство

$$N_a \Delta z \gg 1/A_1 = [(r + r')/\pi r r' \lambda] \sin \theta_i. \quad (2.25)$$

Например, для рентгеновского микроскопа скользящего падения типичные значения составляют  $\lambda \approx 2-5$  нм,  $r \approx 50-4600$  мм,  $r' \approx 2-2600$  мм,  $\theta_i \approx 0,17-25^\circ$  [7]; при этом  $1/A_1 \approx 10^5-4 \cdot 10^{10}$ . В этом случае условие (2.25) удовлетворяется для всех реальных веществ; как правило, для них  $N_a \Delta z \sim 10^{19}$  атом/м<sup>2</sup>. Таким образом, выражение для коэффициента отражения с учетом атомных эффектов сводится к полученному выше в разд. 2.1.

Френелевское построение показывает, что суммарная амплитуда в точке  $P'$  за счет первой зоны равна

$$a_{P'} = (2/\pi) \sum_j a_j, \quad (2.26)$$

где  $a_j$  — амплитуда, образованная  $j$ -й рассеивающей точкой. Полная суммарная амплитуда в точке  $P'$  в точности равна половине значения, определяемого выражением (2.26), а фаза суммарного возмущения в точке  $P'$  отстает на  $\pi/2$  от фазы волны, рассеянной в точке  $O$ . Можно считать, что все атомы в первой зоне Френеля лежат на одинаковом расстоянии  $r'$  от  $P'$ . Тогда, если предположить, что все атомы плоскости одинаковы, каждый из них дает вклад в амплитуду  $a_j = a/r'$  где  $a$  — амплитуда на единичном расстоянии от точки  $O$ . Амплитуда коэффициента отражения равна

$$\begin{aligned} R &= (1/2)A_1(2/\pi)N_a \Delta z (a/r') \exp(-i\pi/2) \\ &= -(iN_a \Delta z \lambda a / \sin \theta_i) [r/(r + r')]. \end{aligned} \quad (2.27)$$

Если  $r' \ll r$  (т. е. падающая волна близка к плоской), то

$$R = -iq, \quad (2.28)$$

где

$$q = N_a \Delta z \lambda / \sin \theta_i. \quad (2.29)$$

Амплитуда перпендикулярной компоненты отраженной волны равна

$$a_{\perp} = -f(2\theta_i) e^2 / 4\pi \epsilon_0 m_e c^2, \quad (2.30)$$

где  $f(2\theta_i)$  — атомный фактор рассеяния (см. разд. 1.2) при рассеянии на угол  $2\theta_i$ . При этом

$$q_{\perp} = -(N_a \Delta z \lambda / \sin \theta_i) f(2\theta_i) e^2 / 4\pi \epsilon_0 m_e c^2. \quad (2.31)$$

В случае смеси веществ необходимо только заменить  $f$  на структурный фактор единичной группы атомов  $F$ , а величину  $N_a$  — на плотность единичной группы атомов  $N_U$ . Параллельную компоненту отраженного излучения нет необходимости рассматривать отдельно, поскольку, как уже отмечалось, обе компоненты по существу равны при малых значениях  $\theta_i$ .

Очевидно, что для того, чтобы выполнялся закон сохранения энергии,  $q$  должно быть меньше единицы. Следовательно, выражение (2.31) не может быть совершенно общим, так как в принципе  $N_a$  может быть настолько большим, что  $|q| > 1$ . Это противоречие устраняется введением зависимости  $f$  от плотности  $N_a$ , так что колебания атома уменьшаются под влиянием соседних атомов. В мягком рентгеновском диапазоне характерное значение  $f \ll z$ , так что  $|q| \ll 10^{-2} / \sin \theta_i$ , т. е.  $|q| < 1$  везде, за исключением очень малых углов скольжения. Таким образом, формула (2.31), как правило, применима.

Если отражение происходит от ряда параллельных слоев (рис. 2.7), то следует рассмотреть прохождение излучения через слой, которое описывается амплитудой коэффициента прохождения

$$T = 1 - iq_0, \quad (2.32)$$

где

$$q_0 = -(N_a \Delta z \lambda / \sin \theta_i) f(0) (e^2 / 4\pi \epsilon_0 m_e c^2), \quad (2.33)$$

или эквивалентным выражением, куда входят  $F$  и  $N_U$  вместо  $f(0)$  и  $N_a$  (для смеси веществ). Из выражения (1.16) следует, что в отсутствие поглощения ( $\beta = 0$ )

$$\delta = (e^2 \lambda^2 N_a / 8\pi^2 \epsilon_0 m_e c^2) f. \quad (2.34)$$

При этом в приближении, предполагающем, что  $f$  не зависит от угла падения, а  $\delta$  не зависит от  $z$  (т. е. плотность атомов считается постоянной), имеем

$$q = -(2\pi \delta / \lambda \sin \theta_i) \Delta z = -\alpha \Delta z, \quad (2.35)$$

$$q_0 = -(2\pi\delta/\lambda \sin \theta_i)\Delta z = -\alpha\Delta z. \quad (2.36)$$

Разность фаз  $\phi$  между волнами, отраженными последовательными плоскостями, может быть записана в виде

$$2\phi = 2\pi m + 2\nu, \quad (2.37)$$

где  $2\nu$  определяет превышение фазы над величиной, кратной  $2\pi$ , т. е. для отражения в соответствии с законом Брэгга  $\nu = 0$ . Так как в обсуждаемой модели разность фаз между последовательными отражениями много меньше  $2\pi$ , то  $m = 0$  и

$$\phi = \nu = (2\pi\Delta z/\lambda) \sin \theta_i = \gamma\Delta z, \quad (2.38)$$

где  $\Delta z \sin \theta_i$  — разность хода между отражениями от соседних слоев.

Падающие и отраженные амплитуды для  $r$ -го слоя обозначены буквами  $A_r$  и  $R_r$  соответственно, как показано на рис. 2.7; при этом  $r = 0$  для поверхностного слоя. Чтобы получить выражение, эквивалентное (2.166), нужно определить  $R_0/A_0$ . Для этого необходимо учесть многократные отражения и прохождения в каждом слое. Таким образом, в  $R_r$  вносит вклад излучение, имевшее амплитуду  $A_r$ , отраженное от верхней поверхности  $r$ -го слоя с коэффициентом отражения  $-iq_r$ , и излучение, имевшее амплитуду  $R_{r+1} \exp(-i\phi)$ , пришедшее снизу, которое прошло через слой с коэффициентом пропускания  $(1 - iq_0)$ . Здесь добавлена разность фаз  $\phi$ , так как  $R_{r+1}$  — амплитуда отраженного излучения только в точке непосредственно над  $(r + 1)$ -м слоем. Из этих рассуждений находим

$$R_r = -iq_r A_r + (1 - iq_0) R_{r+1} \exp(-i\phi) \quad (2.39)$$

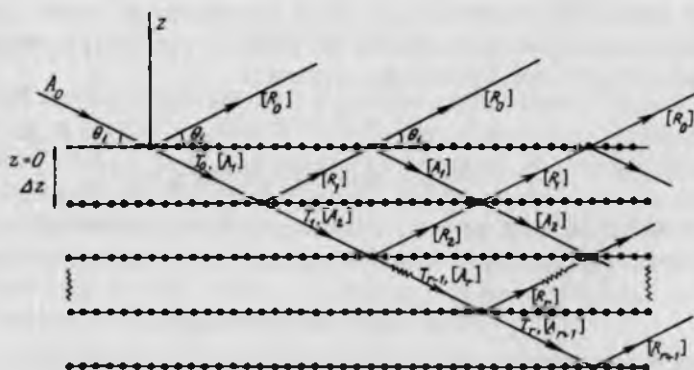


РИС. 2.7. Схема отражения излучения от ряда параллельных атомных слоев. Обозначения в квадратных скобках показывают, в какую амплитуду даст вклад данный луч.



и аналогично

$$A_{r+1} = (1 - iq_0)A_r \exp(-i\phi) - iqR_{r+1} \exp(-2i\phi). \quad (2.40)$$

При этом мы учли, что коэффициент отражения от нижней границы слоя такой же, как от верхней (что не всегда справедливо в случае смеси веществ). Представляя  $A_r$  и  $R_r$  в виде непрерывных функций и используя выражения (2.35), (2.36) и (2.38), можем записать

$$R(z) = i\alpha\Delta z A(z) + (1 + i\alpha\Delta z)R(z + \Delta z) \exp(-i\gamma\Delta z), \quad (2.41)$$

$$\begin{aligned} A(z + \Delta z) &= (1 + i\alpha\Delta z)A(z) \exp(-i\gamma\Delta z) \\ &+ i\alpha\Delta z R(z + \Delta z) \exp(-2i\gamma\Delta z). \end{aligned} \quad (2.42)$$

Разлагая  $A$ ,  $R$  и экспоненциальные члены в ряд в точке  $z$  и оставляя только члены, содержащие  $\Delta z$  в первой степени, получаем

$$R(z) = -[\alpha/(\alpha - \gamma)]A(z) + [i/(\alpha - \gamma)]dR(z)/dz, \quad (2.43)$$

$$A(z) = -[\alpha/(\alpha - \gamma)]R(z) - [i/(\alpha - \gamma)]dA(z)/dz. \quad (2.44)$$

Определив

$$P(z) = A(z) + R(z), \quad (2.45)$$

$$Q(z) = A(z) - R(z), \quad (2.46)$$

получаем

$$P(z) = [-i/(2\alpha - \gamma)]dQ(z)/dz, \quad (2.47)$$

$$Q(z) = (i/\gamma)dP(z)/dz. \quad (2.48)$$

Совместное решение уравнений (2.47) и (2.48) дает (оставляем только экспоненциально уменьшающиеся члены, так как  $A(z)$  и  $R(z)$  уменьшаются с ростом  $z$ )

$$P(z) = P(0) \exp(-Kz), \quad (2.49)$$

$$\begin{aligned} Q(z) &= (1 - 2\alpha/\gamma)^{1/2}P(0) \exp(-Kz) \\ &= [(\sin^2 \theta_i - 2\delta)/\sin \theta_i]P(0) \exp(-Kz), \end{aligned} \quad (2.50)$$

где

$$K^2 = \gamma(2\alpha - \gamma). \quad (2.51)$$

Таким образом, коэффициент отражения от поверхности равен

$$\begin{aligned} |R_{\perp}/A_{\perp}|^2 &= |R(0)/A(0)|^2 = |[P(0) - Q(0)]/[P(0) + Q(0)]|^2 \\ &= \{[\sin \theta_i - (\sin^2 \theta_i - 2\delta)^{1/2}]/[\sin \theta_i + (\sin^2 \theta_i - 2\delta)^{1/2}]\}^2, \end{aligned} \quad (2.52)$$

что согласуется с выражением (2.166), так как при малых  $\delta$  имеет место формула  $(1 - \delta)^2 \approx 1 - 2\delta$ . Чтобы учесть поглощение, как и выше, следует заменить  $\delta$  на  $\delta + i\beta$  [2].

Оценить, для какого диапазона длин волн рентгеновского излучения справедлив такой подход, можно, разложив в ряд выражения (2.41) и (2.42) до членов, содержащих  $\Delta z$  во второй степени, и полагая, что эти члены много меньше членов предыдущего (первого) порядка. Это дает

$$\lambda \gg (\pi\delta/\sin\theta_i)\Delta z. \quad (2.53)$$

При  $\delta \sim 10^{-3}$ ,  $\Delta z \sim 0,1$  нм (характерное расстояние в кристаллической решетке) и  $\theta_i \approx 0,17-25^\circ$  это дает [7]

$$\lambda \gg \sim 10^{-3}-10^{-1} \text{ нм}, \quad (2.54)$$

что выполняется в мягком рентгеновском диапазоне.

### 2.1.2. ОТРАЖЕНИЕ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ОТ ШЕРОХОВАТЫХ ПОВЕРХНОСТЕЙ

Модель, описанную в разд. 2.1.1, можно применить также к задаче об отражении от шероховатой поверхности, используя схему, приведенную на рис. 2.8 [8]. В этом случае слои в окрестности шероховатости являются прерывистыми: промежутки, заполненные атомами, размером  $x_i$  чередуются с пустыми промежутками размером  $w_i$ . Средний период шероховатости  $\bar{s} = \bar{x} + \bar{w}$ , где  $\bar{x}$  и  $\bar{w}$  — средние значения  $x_i$  и  $w_i$  соответственно. Влияние шероховатости определяется путем расчета возмущения в точке  $P'$ , лежащей в слое толщиной  $\Delta z_1$ , вызываемого слоем толщиной  $\Delta z_2$ . Два эти слоя разделены промежутком толщиной  $\sigma$ , который является мерой высоты шероховатости. Условием применимости приближения Френеля в этом случае является неравенство

$$\bar{s} \ll A_1^{1/2}, \quad (2.55)$$

где  $A_1$  — площадь первой зоны Френеля, определенная формулой (2.24). Используя соотношение  $r^2 = \sigma/\sin\theta_i$  ( $\ll r$ ), получаем

$$\bar{s} \ll (\pi\sigma\lambda)^{1/2}/\sin\theta_i. \quad (2.56)$$

В приведенном выше диапазоне значений, характерном для рентгеновской микроскопии, это условие дает

$$\bar{s} \ll (6-1350)\sigma^{1/2}, \quad (2.57)$$

где  $\bar{s}$  и  $\sigma$  выражены в нанометрах. В настоящее время можно изготавливать поверхности с высотой шероховатости  $\sigma \sim 0,1$  нм [9], так что период шерохо-

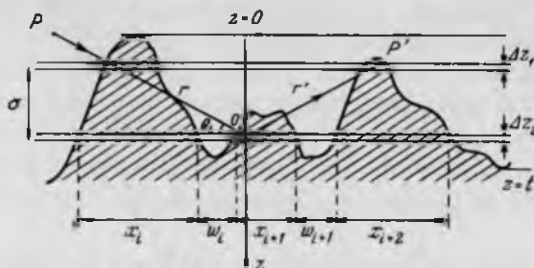


РИС. 2.8. Отражение рентгеновского излучения от шероховатой поверхности.

ватости при больших углах скольжения должен быть меньше 2 нм. При малых углах скольжения требования к шероховатости значительно ниже. В видимом диапазоне спектра период оптически гладкой поверхности может составлять  $\sim 20-30$  нм; таким образом, в мягком рентгеновском диапазоне период шероховатости должен быть меньше примерно в десять раз<sup>1)</sup>.

Если условие (2.56) удовлетворяется, справедливо предположить, что вещество в слое  $\Delta z_2$  распределено однородно и имеет среднюю плотность атомов  $N_a(z)$ . Если общую толщину области, где существуют шероховатости, обозначить через  $t$ , то  $N_a(z)$  изменяется от нуля при  $z = 0$  до максимума при  $z = t$ , оставаясь постоянной при дальнейшем увеличении  $z$ . Так как плотность атомов теперь зависит от  $z$ , показатель преломления  $\delta$  в выражении (2.34) и параметр  $a$  уменьшаются. Таким образом, используя выражения (2.47) и (2.48), можно составить дифференциальное уравнение для определения амплитуды

$$d^2P(z)/dz^2 - \gamma[2\alpha(z) - \gamma]P(z) = 0. \quad (2.58)$$

При этом выражение (2.48) определяет функцию  $Q(z)$ . Уравнение (2.58) нельзя решить, не зная форму функции  $a(z)$ . В некоторых случаях можно предположить, что  $a(z)$  линейно возрастает с ростом  $z$ , но при этом не учитываются, в частности, кристаллические дефекты и окисление отражающей поверхности. Процедура, предложенная Смирновым и др. [8], состоит в следующем: задается некоторая форма функции  $a(z)$ , затем результат расчетов коэффициента отражения сравнивается с измеренным значением и последовательной коррекцией формы  $a(z)$  достигается соответствие (в пределах заданной точности). Эти расчеты показывают, что шероховатости по-

<sup>1)</sup> Напомним, что эти требования относятся лишь к применимости рассматриваемой теоретической модели. — *Прим. перев.*

поверхности с периодами, соответствующими условию (2.56), уменьшают коэффициент отражения в области критического угла.

Альтернативным подходом к проблеме шероховатости поверхности является приближение, аналогичное тому, которое использовал Дебай [10] при рассмотрении влияния тепловых колебаний кристаллической решетки на рассеяние рентгеновского излучения. Для локализованной решетки нормированная на амплитуду падающей волны интенсивность в точке  $P'$  равна

$$\begin{aligned} I_u &= (1/r'^2) \sum_n \exp[(2\pi i/\lambda)\mathbf{r}_n \cdot \mathbf{S}] \sum_m \exp[-(2\pi i/\lambda)\mathbf{r}_m \cdot \mathbf{S}] \\ &= (1/r'^2) \sum_n \sum_m \exp[(2\pi i/\lambda)(\mathbf{r}_n - \mathbf{r}_m) \cdot \mathbf{S}], \end{aligned} \quad (2.59)$$

где  $\mathbf{r}_j$  — радиус-вектор  $j$ -й точки решетки, а

$$\mathbf{S} = \mathbf{s}_r - \mathbf{s}_i, \quad |\mathbf{S}| = 2 \sin \theta, \quad (2.60)$$

(см. рис. 2.1). Если точка решетки смещается на вектор  $\mathbf{u}_j$ , то выражение (2.59) принимает вид

$$I_d = (1/r'^2) \sum_n \sum_m \exp[(2\pi i/\lambda)(\mathbf{r}_n - \mathbf{r}_m) \cdot \mathbf{S}] \exp[(2\pi i/\lambda)(\mathbf{u}_n - \mathbf{u}_m) \cdot \mathbf{S}]. \quad (2.61)$$

Чтобы применить этот подход к шероховатостям поверхности, среднее значение  $[(\mathbf{u}_n - \mathbf{u}_m) \cdot \mathbf{S}]^2$  следует положить равным среднеквадратичному отклонению от поверхности  $\sigma^2$ . Введя величину

$$P_{nm} = (2\pi/\lambda)(\mathbf{u}_n - \mathbf{u}_m) \cdot \mathbf{S} = (4\pi \sin \theta_i/\lambda)(u_{ns} - u_{ms}), \quad (2.62)$$

где  $u_{js}$  — проекция  $\mathbf{u}_j$  на направление  $\mathbf{S}$ , получаем

$$\begin{aligned} \overline{\exp(iP_{nm})} &= 1 + i\overline{P_{nm}} - \overline{P_{nm}^2}/2! + \dots \\ &= 1 - \overline{P_{nm}^2}/2! + \overline{P_{nm}^4}/4! + \dots, \end{aligned} \quad (2.63)$$

так как члены, содержащие нечетные степени  $\overline{P_{nm}}$ , при усреднении исчезают. Следовательно, для малых отклонений (т. е. для малых  $\overline{P_{nm}}$ ) имеет место равенство

$$\overline{\exp(iP_{nm})} \approx \overline{\exp(-P_{nm}^2/2)}. \quad (2.64)$$

Тогда

$$\overline{I_d} = (1/r'^2) \sum_n \sum_m \exp[(2\pi i/\lambda)(\mathbf{r}_n - \mathbf{r}_m) \cdot \mathbf{S}] \overline{\exp(-P_{nm}^2/2)}. \quad (2.65)$$

Для того чтобы рассчитать  $\overline{P_{nm}^2}$ , необходимо определить среднее значение  $(u_{ns} - u_{ms})^2$ . Эта величина равна

$$\overline{(u_{ns} - u_{ms})^2} = \overline{u_{ns}^2} + \overline{u_{ms}^2} - 2\overline{u_{ns}u_{ms}}. \quad (2.66)$$

Если шероховатости поверхности распределены случайно, то

$$\overline{u_{ns}u_{ms}} = 0, \quad (2.67)$$

$$\overline{u_{ns}^2} = \overline{u_{ms}^2} = \sigma^2. \quad (2.68)$$

Таким образом,

$$\overline{P_{nm}^2}/2 = (4\pi \sin \theta_i/\lambda)^2 \sigma^2, \quad (2.69)$$

$$\begin{aligned} \bar{I}_d &= (1/r'^2) \sum_n \sum_m \exp[(2\pi i/\lambda)(\mathbf{r}_n - \mathbf{r}_m) \cdot \mathbf{S}] \exp[-(4\pi\sigma \sin \theta_i/\lambda)^2] \\ &= I_0 \exp[-(4\pi\sigma \sin \theta_i/\lambda)^2]. \end{aligned} \quad (2.70)$$

Коэффициенты отражения, определяемые выражениями (2.20а) и (2.20б), также уменьшаются на этот экспоненциальный множитель; результаты такого уменьшения показаны на рис. 2.9. Отсюда ясно, что для того, чтобы сохранить высокий коэффициент отражения при скользющем падении, высота шероховатости поверхности должна быть такой, чтобы выполнялось условие

$$\sigma \leq \lambda. \quad (2.71)$$

Это условие в диапазоне мягкого рентгеновского излучения не является чрезмерно строгим, хотя оно и может сузить выбор возможных материалов для зеркал.

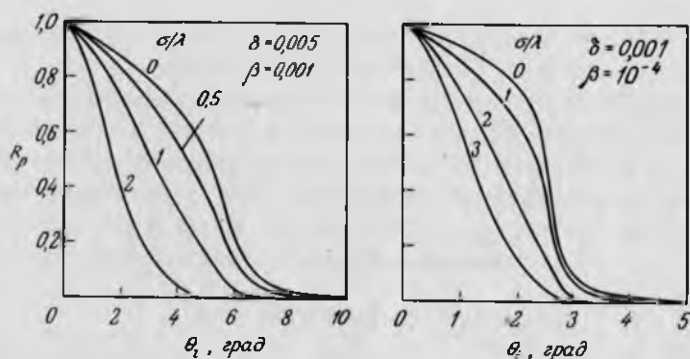


РИС. 2.9. Влияние шероховатости поверхности на коэффициент отражения рентгеновского излучения.

## 2.2. ФОКУСИРОВКА СФЕРИЧЕСКИМИ ЗЕРКАЛАМИ СКОЛЬЗЯЩЕГО ПАДЕНИЯ

Любой вид фокусировки при отражении можно осуществить лишь с помощью изогнутой отражающей поверхности. При падении, близком к нормальному, для формирования изображения точечного объекта хорошего качества на оптической оси может быть использовано вогнутое сферическое зеркало. Но если мы переходим к скользящему падению, и следовательно, удаляем объект от оптической оси, ситуация меняется и аберрации нарастают [11–13].

### 2.2.1. АСТИГМАТИЗМ

Рассмотрим схему на рис. 2.10, где показано круглое (т. е. двумерное) зеркало радиусом  $R$ , на которое под небольшим углом скольжения  $\theta_1$  падает излучение точечного источника  $P$  с малым углом раствора  $\beta$ . Точка  $Q$  — изображение точки  $P$ , а расстояния до объекта  $u(PO)$  и до изображения  $v(OQ)$  отсчитываются от условной точки  $O$  на поверхности. Источник освещает дугу длиной  $k(NO)$  на поверхности зеркала, при этом угол  $\beta(NPO)$  следует выбирать достаточно малым, чтобы было  $k \ll R$ . Хорда  $NO$  стягивает угол  $\alpha$  в центре кривизны зеркала  $C$ , так что  $k = R\alpha$ , а  $\gamma$  — угол расходимости излучения в точке  $Q$ . Из рассмотрения треугольника  $PNO$  в приближении малых углов следует

$$\beta = R\alpha(\theta_1 - \alpha/2)/(u - R\alpha). \quad (2.72)$$

Аналогично из треугольника  $QNO$  имеем

$$\gamma = R\alpha(\theta_1 + \alpha/2)/(v + R\alpha). \quad (2.73)$$

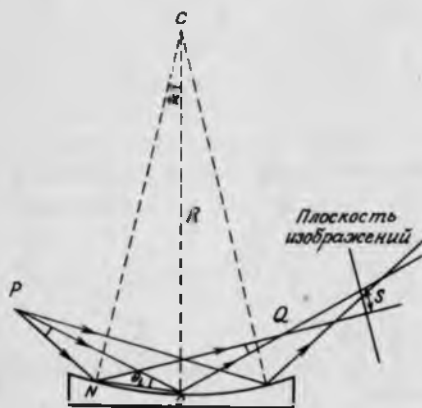


РИС. 2.10. Формирование изображения круглым (двумерным) зеркалом.

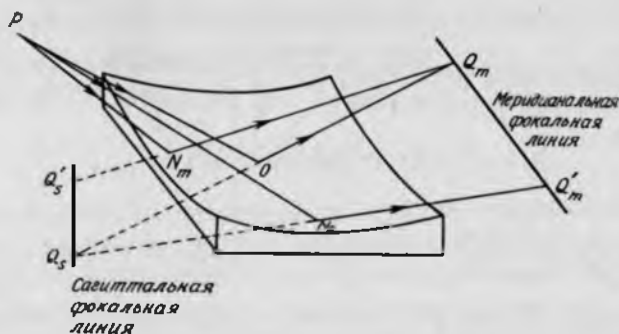


РИС. 2.11. Формирование изображения сферическим зеркалом.

Из закона отражения следует, что  $\beta + \gamma = 2\alpha$  и, таким образом,

$$(1 - \alpha/2\theta_i)/(u - R\alpha) + (1 + \alpha/2\theta_i)/(v + R\alpha) = 2/R\theta_i. \quad (2.74)$$

При малых  $\alpha$  это выражение упрощается и принимает вид

$$(1/u) + (1/v) = 2/R\theta_i = 1/f_m, \quad (2.75)$$

где величина  $f_m = R\theta_i/2$ , называемая меридиональным фокусным расстоянием, в более общем виде определяется как

$$f_m = (R \sin \theta_i)/2. \quad (2.76)$$

Сферическое (трехмерное) зеркало, как доказано на рис. 2.11, образует второе изображение точки  $P$ , соответствующее фокусному расстоянию

$$f_s = R/2 \sin \theta_i, \quad (2.77)$$

которое называется сагиттальным фокусным расстоянием. Как показано на рис. 2.11, оба изображения точечного объекта  $P$  представляют собой линии, причем меридианальная фокальная линия лежит в плоскости зеркала, а сагиттальная фокальная линия ей перпендикулярна. Оба фокуса совпадают, образуя точечное изображение, только в том случае, если  $\sin \theta_i = 1$ , т. е. при нормальном падении ( $\theta_i = 90^\circ$ ). При скользющем падении изображение сильно астигматично: при угле скольжения около  $2^\circ$  сагиттальное фокусное расстояние примерно в  $10^3$  раз больше меридионального.

### 2.2.2. СФЕРИЧЕСКАЯ АБЕРРАЦИЯ

Для сферического зеркала характерна также поперечная сферическая aberrация  $S$ , показанная на рис. 2.10. Поскольку

$$S = \Delta v \sin \gamma \approx \Delta v \gamma, \quad (2.78)$$

сферическую aberrацию можно определить, рассматривая зависимость расстояния до изображения  $v$  от угла  $\alpha$ . Из выражения (2.74) следует, что при  $\alpha = 0$

$$v_0 = f_m u / (u - f_m), \quad (2.79)$$

а при  $\alpha \neq 0$

$$v = v_0 + \Delta v = \left[ \frac{f_m u}{u - f_m} - (3uR\alpha/4 + R^2 \alpha^2/2) \right] / (u - 3R\alpha/4 - f_m). \quad (2.80)$$

Тогда для малых  $\alpha$  (пренебрегая членами, содержащими  $\alpha^2$ ) получим

$$\Delta v = (3R\alpha/4)(M + 1)^2, \quad (2.81)$$

где  $M$  — коэффициент увеличения:

$$M = v/u. \quad (2.82)$$

Согласно выражениям (2.72) и (2.73), можно написать

$$\gamma = 2\alpha/(M + 1). \quad (2.83)$$

Таким образом, получаем

$$S = (3R\alpha^2/2)(M + 1) = (3k^2/2R)(M + 1). \quad (2.84)$$

Так как  $S$  — квадратичная форма относительно  $k$ , все лучи отклоняются в одну и ту же сторону относительно положения точки изображения при  $\alpha = 0$ .

### 2.2.3. КОМА

Так как при скользящем падении разные участки зеркала находятся на разном расстоянии от объекта, коэффициент увеличения вдоль зеркала изменяется. Как показано на рис. 2.12, увеличение больше у ближайшего к объекту края зеркала при отражении в точке  $N$  (формирующей изображение  $N'$ ),

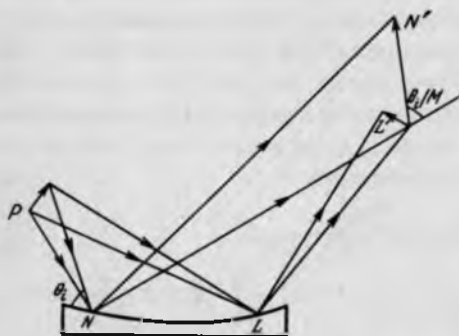


РИС. 2.12. Кома и наклон поля изображений при формировании изображения сферическим зеркалом.



чем у дальнего края в точке  $L$  (формирующей изображение  $L'$ ). На рис. 2.12 видно также, что изображение наклонено под углом  $\theta_i / M$  к направлению распространения излучения. Это явление называется наклоном поля изображений.

#### 2.2.4. МЕТОДЫ УМЕНЬШЕНИЯ АБЕРРАЦИЙ

Чтобы уменьшить aberrации при использовании сферических зеркал, следует работать при больших углах скольжения (для уменьшения астигматизма) и с малыми апертурами (для уменьшения сферической aberrации и комы). Для выполнения первого условия нужно использовать вещество с большим критическим углом, а так как в соответствии с выражением (1.19) декремент показателя преломления  $\delta$  пропорционален электронной плотности, это означает применение плотных веществ типа платины, имеющей  $5,14 \cdot 10^{30}$  электрон/м<sup>3</sup>. Соответствующее значение  $\theta_i$  для линии  $K_\alpha$  углерода равно  $18^\circ$ , что дает  $f_s/f_m = 11$ , так что в этом случае астигматизм остается значительным.

Уменьшение апертуры (т.е. уменьшение  $k$ ) для снижения сферической aberrации и комы приводит также к уменьшению собираемой зеркалом энергии и ухудшению дифракционного предела разрешающей способности, который приблизительно равен  $\lambda/2\theta$  [14], где  $\theta$  – половинный угол, определяющий максимальную апертуру, который при скользящем падении практически равен  $\theta_i$ .

Уменьшить aberrации без использования больших углов скольжения и малых апертур можно несколькими способами. К ним относятся применение одного асферического зеркала, пары цилиндрических зеркал с перпендикулярными осями вращения и системы конических сечений.

### 2.3. ФОКУСИРОВКА ПРИ СКОЛЬЗЯЩЕМ ПАДЕНИИ ОДНИМ АСФЕРИЧЕСКИМ ОТРАЖАТЕЛЕМ

Простейшая модификация сферической поверхности, которая может быть использована для исправления астигматизма при данном угле скольжения [15], получается как результат такого определения меридианального  $R_m$  и сагиттального  $R_s$  радиусов кривизны, при котором справедливо равенство

$$R_m \sin \theta_i = R_s / \sin \theta_i, \quad (2.85)$$

т.е. фокусные расстояния оказываются одинаковыми. Таким образом,

$$R_s = R_m \sin^2 \theta_i, \quad (2.86)$$

что определяет тороидальную поверхность с оптической осью, совпадающей с осью симметрии тора.

Чтобы исключить сферическую aberrацию в случае одного зеркала, можно использовать эллиптическое зеркало [11]. Но это не устраняет астигматизм, поэтому объект должен находиться в одном из фокусов эллипсоида, в то время как изображение будет формироваться в другом.

Полностью устранить сферическую aberrацию можно также, используя параболическое зеркало [16]. Однако наклон поля изображений при этом остается большим. Методы улучшения качества изображения включают создание поверхностей с малыми отклонениями от параболической формы, дающих возможность уменьшить наклон поля изображений при небольшом увеличении сферической aberrации. Подробные расчеты показывают, что оптимальный отражатель должен иметь поверхность третьего порядка [16–18]. Но кома не может быть исправлена одной поверхностью какой-либо формы. Кроме того, по мере того как форма поверхности становится все более сложной, допуски при изготовлении становятся все более строгими и такие зеркала значительно труднее изготовить. По этим причинам в реальных системах скользящего падения для уменьшения aberrаций используют комбинации зеркал.

## 2.4. СОСТАВНЫЕ СИСТЕМЫ

Составные системы, в которых излучение при скользящем падении отражается от двух и более сферических или асферических поверхностей, делятся на два типа. К первому типу, известному под названием системы Киркпатрика – Баеза, относятся отражатели, меридиональные плоскости которых взаимно перпендикулярны (скрещены). Во втором типе, известном под названием системы Вольтера, используют комбинации коаксиальных и конфокальных конических сечений.

### 2.4.1. СИСТЕМЫ КИРКПАТРИКА – БАЕЗА [11]

Простейшая система Киркпатрика–Баеза показана на рис. 2.13. Она состоит из двух цилиндрических зеркал с одинаковыми радиусами кривизны  $R_m$  и формирует действительное точечное изображение точечного объекта, а следовательно, действительное протяженное изображение протяженного объекта. Таким образом, она исправляет астигматизм. На практике можно использовать сферические зеркала, так как сагитальное фокусное расстояние намного превышает меридиональное.

Но такая простая система обладает другим типом дисторсии – аноморфизмом. Так как положения двух зеркал не совпадают, расстояние до объекта при меридианальном отражении от первого зеркала меньше, чем при сагитальном отражении от второго зеркала. Таким образом, коэффициенты



РИС. 2.13. Двухзеркальная система Киркпатрика – Баеза.

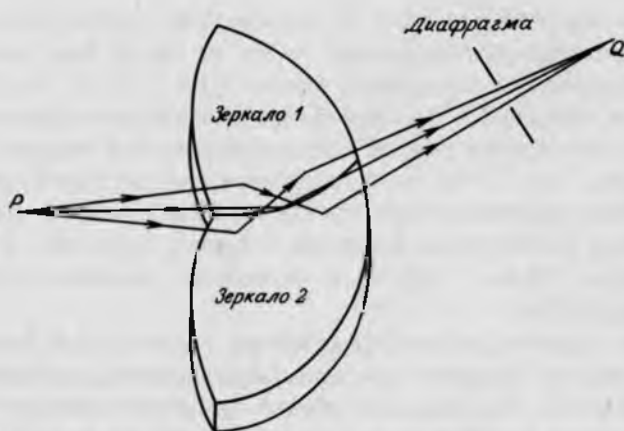


РИС. 2.14. Система зеркал Хильденбранда – Монтеля.

увеличения в двух взаимно перпендикулярных направлениях различны. Устранить это явление можно несколькими способами: устанавливая приемник под углом к перпендикуляру к оптической оси [11] или применяя третий отражатель, расположенный в той же плоскости, что и первый [11]. В принципе можно также разработать систему, в которой оба зеркала расположены на одинаковом расстоянии от объекта [19, 20], как это показано на рис. 2.14. Такой тип прибора очень трудно изготовить, и сообщений о его применении нет.

Системы Киркпатрика – Баеза могут быть сконструированы таким образом, что кома оказывается в значительной степени исправленной. Но для этого необходимо использовать по крайней мере две пары скрещенных зеркал. Эти системы сделаны так, что в них выполняется условие синусов Аббе, которое эквивалентно требованию, что все геометрические пути через оптическую систему дают одинаковый коэффициент увеличения. Для двумерного

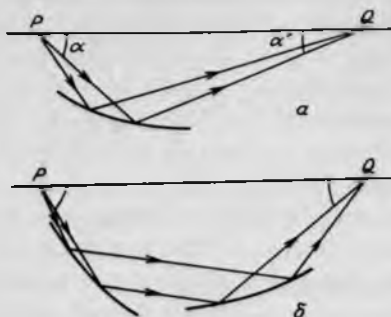


РИС. 2.15. Уменьшение комы в системах Киркпатрика — Баеза: *a* — условие синусов Аббе не выполняется, и кома велика; *б* — уменьшение комы обеспечивается выполнением условия синусов Аббе.

случая это иллюстрирует рис. 2.15. Условие Аббе требует, чтобы отношение  $\sin \alpha / \sin \alpha'$  оставалось постоянным, но это не может быть выполнено при одном отражении от двумерного зеркала (рис. 2.15, *a*), так как по мере увеличения угла  $\alpha$  угол  $\alpha'$  уменьшается при любой форме отражающей поверхности. Для выполнения условия Аббе необходимо два отражения, как показано на рис. 2.15, *б*, так что в трехмерной системе Киркпатрика — Баеза всего нужно обеспечить четыре отражения, по два в каждом направлении. Но даже в этом случае нельзя полностью устранить кому при использовании сферических зеркал — для этого необходимо применение асферических поверхностей [21].

Таким образом, системы Киркпатрика — Баеза могут быть сконструированы так, что аберрации при скользящем падении в значительной мере компенсируются. Но для этого обычно требуются довольно сложные системы. Поэтому на практике часто отдают предпочтение системам Вольтера.

#### 2.4.2. СИСТЕМЫ ВОЛЬТЕРА [22]

В системах Вольтера используются хорошо известные свойства поверхностей второго порядка (невыврожденных) формировать изображения, которые иллюстрируются на рис. 2.16. С помощью последовательных отражений от двух участков таких поверхностей могут быть получены изображения очень высокого качества. В системе Вольтера I типа оба отражения происходят на внутренних поверхностях (рис. 2.17), в то время как в системе II типа первое отражение происходит на внутренней, а второе — на внешней поверхности (рис. 2.18), а в системе III типа наоборот: первое отражение — на внешней поверхности, а второе — на внутренней (рис. 2.19).

Вследствие осевой симметрии для лучей, проходящих через фокус, в таких системах полностью отсутствуют астигматизм и сферическая аберрация. Можно также показать, что условие синусов Аббе выполняется с хорошей точностью. Рассмотрим, например, схему на рис. 2.17, *a* [22], где  $F_1$  в точ-



РИС. 2.16. Отражательные свойства одиночных поверхностей второго порядка.

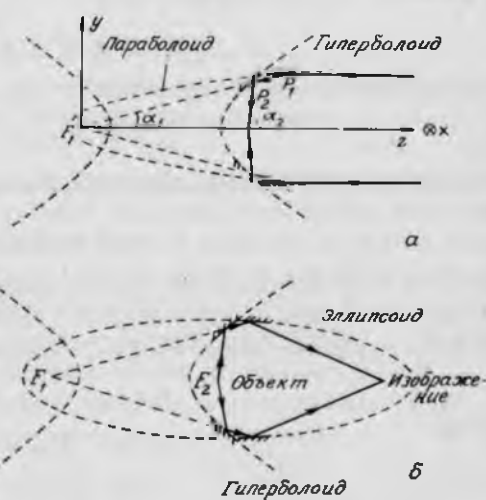


РИС. 2.17. Оптическая система Вольтера I типа: а – телескоп; б – микроскоп ( $F_1$  – общий фокус двух поверхностей второго порядка).

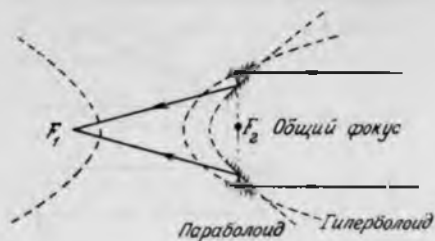


РИС. 2.18. Телескоп Вольтера II типа

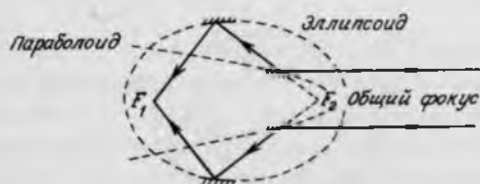


РИС. 2.19. Телескоп Вольтера III типа

ке  $(y, z) = (0, 0)$  – общий фокус параболоида и гиперboloида, а  $F_2$  – второй фокус гиперboloида. Уравнение параболы (в плоскости  $x = 0$ ) имеет вид

$$y = [p(2z + p)]^{1/2}, \quad (2.87)$$

где для любой точки на поверхности  $P_1(x_1, y_1)$  имеет место равенство

$$p = F_1P_1 - z_1. \quad (2.88)$$

Уравнение гиперboloида имеет вид

$$(z - e)^2/a^2 - y^2/b^2 = 1, \quad (2.89)$$

где для любой точки на поверхности  $P_2(x_2, y_2)$  имеет место равенство

$$a = (1/2)(F_1P_2 - F_2P_2), \quad (2.90)$$

а эксцентриситет  $e$  определяется формулой

$$e^2 = a^2 + b^2. \quad (2.91)$$

Если  $P_1$  и  $P_2$  выбраны так, что луч, входящий в систему параллельно оси  $z$ , пересекает параболоид в точке  $P_1$ , а гиперboloид – в точке  $P_2$ , то прямая  $F_1P_2P_1$  составляет угол  $\alpha_1$  с осью  $z$ , определяемый формулой

$$\tan \alpha_1 = y_1/z_1 = y_2/z_2. \quad (2.92)$$

Тогда

$$F_1P_1 = z_1 + p = y_1/\sin \alpha_1, \quad (2.93)$$

$$\cos \alpha_1 = z_1/(z_1 + p). \quad (2.94)$$

Прямая  $F_2P_2$  составляет угол  $\alpha_2$  с осью  $z$ , и условие синусов Аббе будет (приближенно) удовлетворено, если отношение  $y_1/\sin \alpha_2$  не будет (приближенно) зависеть от  $z_1$ . Из рис. 2.17, а и выражения (2.93) следует

$$F_1P_2 = y_2/\sin \alpha_1 = (y_2/y_1)(z_1 + p), \quad (2.95)$$

$$F_2P_2 = y_2/\sin \alpha_2. \quad (2.96)$$

Тогда из выражений (2.90) и (2.92) получим

$$\begin{aligned} a &= (1/2)(y_2/y_1)(z_1 + p - y_1/\sin \alpha_2) \\ &= (1/2)(z_2/z_1)(z_1 + p - y_1/\sin \alpha_2), \end{aligned} \quad (2.97)$$

т. е.

$$y_1/\sin \alpha_2 = z_1 + p - 2az_1/z_2. \quad (2.98)$$

В точке  $P_2$  из уравнений (2.89) и (2.92) получаем уравнение

$$(z_2 - e)^2/a^2 - (z_2^2 \tan^2 \alpha_1)/b^2 = 1, \quad (2.99)$$

решая которое и используя выражение (2.94), можно получить следующий результат:

$$z_2 = b^2/[e \pm a(1 + p/z_1)]. \quad (2.100)$$

Меньшее из двух значений  $z_2$  лежит на другой ветви гиперболоида, поэтому в выражении (2.100) следует выбрать знак минус. Подставляя это выражение в (2.98), получаем

$$y_1/\sin \alpha_2 = p(e^2 + a^2)/b^2 + z_1[(e - a)/b]^2. \quad (2.101)$$

Поскольку, согласно формуле (2.91), величины  $a$  и  $e$  одного порядка,  $y_1/\sin \alpha_2$  не сильно зависит от  $z_1$ ; следовательно, условие синусов оказывается приближенно выполненным. Таким образом, кома мала.

**2.4.2.1. Системы Вольтера – Шварцшильда.** Кому можно полностью устранить в модифицированной системе Вольтера, скомпоновав две коаксиальные поверхности таким образом, чтобы в точности выполнить условие синусов Аббе. Эта задача впервые была рассмотрена Шварцшильдом [23]; Вольтер [24] применил этот метод к системам скользящего падения и рассмотрел малые отклонения от формы поверхностей второго порядка. Устранение комы дает соответствующее улучшение разрешения [25].

Параметры системы Вольтера – Шварцшильда определены на рис. 2.20. Точка  $P_1(y_1, z_1)$  на первой поверхности имеет координаты

$$y_1 = f \sin \alpha, \quad (2.102)$$

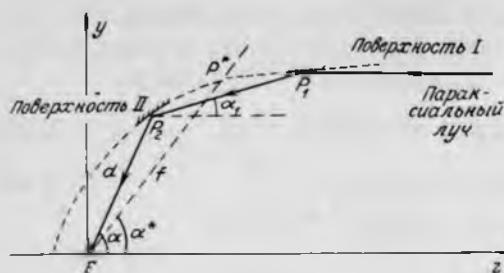


РИС. 2.20. Оптическая система Вольтера - Шварцшильда I типа.

$$z_1 = D + (f^2 \sin^2 \alpha) / 4D + d_0 [1 - (f/D) \sin^2(\alpha/2)]^{(2D-f)/(D-f)} [\cos^2(\alpha/2)]^{f/(D-f)}, \quad (2.103)$$

где фокальная точка  $F$  расположена в начале координат, а  $f$  — расстояние между  $F$  и точкой пересечения двух поверхностей  $P_2^*$ . Точка  $P_2$  ( $y_2, z_2$ ) на второй плоскости имеет координаты

$$y_2 = d \sin \alpha, \quad (2.104)$$

$$z_2 = d \cos \alpha, \quad (2.105)$$

где

$$1/d = (1/D) \sin^2(\alpha/2) + (1/d_0) [1 - (f/D) \sin^2(\alpha/2)]^{-f/(D-f)} [\cos^2(\alpha/2)]^{D/(D-f)}. \quad (2.106)$$

В этом выражении  $D$  — расстояние между полюсами<sup>1)</sup> двух поверхностей, а  $d_0$  — расстояние между фокальной точкой и полюсом второй поверхности. Поскольку, согласно (2.102), величина  $y_1/\sin \alpha$  постоянна, эти поверхности удовлетворяют условию синусов Аббе.

## 2.5. РАЗРЕШЕНИЕ СИСТЕМ СКОЛЬЗЯЩЕГО ПАДЕНИЯ

Разрешение фокусирующих систем скользящего падения ухудшается для внеосевых точек изображения. Так как простых аналитических методов расчета фокусирующих свойств не существует, обычно для этой цели используют методы расчета хода лучей. В этих методах используются параметры конкретных систем; примеры таких расчетов рассмотрены в гл. 10.

<sup>1)</sup> Здесь полюс — точка пересечения оси вращения с поверхностью. — *Прим. перев.*



## ГЛАВА 3

# ИЗГОТОВЛЕНИЕ ОТРАЖАТЕЛЬНОЙ ОПТИКИ СКОЛЬЗЯЩЕГО ПАДЕНИЯ

### 3.1. ТОЧНОСТЬ ИЗГОТОВЛЕНИЯ

При оценке характеристик реальных систем скользящего падения помимо эффектов, связанных с поверхностными шероховатостями и обсуждаемых в предыдущей главе, необходимо принимать во внимание два других фактора. Это геометрические погрешности формы поверхностей и взаимная разориентация компонентов составных систем.

#### 3.1.1. ОШИБКИ В ФОРМЕ ПОВЕРХНОСТИ

Отклонение профиля поверхности от идеального можно математически описать введением малых поправок в уравнение, описывающее поверхность. Обычно предполагается, что эти поправки приводят к синусоидальному возмущению профиля поверхности в меридиональном сечении и к эллиптическому — в сагиттальном [1]. Альтернативный и более общий подход состоит в том, чтобы описать ошибки формы поверхности в виде суперпозиции двух некоррелированных возмущений [2]: нормальных смещений малых сегментов поверхности и их разориентации в тангенциальной плоскости. Этот подход используется значительно реже и ниже обсуждаться не будет.

Уравнение поверхности вращения второго порядка, представляющей интерес для оптики скользящего падения, в отсутствие возмущений имеет вид

$$\rho_z^2 - \rho_0^2 = 2pz - (1 + \eta)z^2; \quad (3.1)$$

здесь

$$\rho_z^2 = x^2 + y^2, \quad (3.2)$$

$\rho_0$  — центральный радиус (в сечении  $z = 0$ ), параметр  $\eta$  определяет тип поверхности и

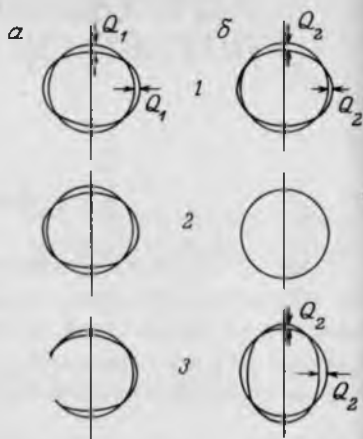
$$p^2 = d^2 - \rho_0^2, \quad (3.3)$$

где  $d$  — перпендикуляр к поверхности в ее центральном сечении ( $z = 0$ ) до оси  $Oz$  (рис. 3.1). Уравнение (3.2), т. е. уравнение окружности радиуса  $\rho_z$ , определяет сагиттальное сечение в отсутствие возмущений. Эллиптические деформации этого сечения могут быть двух видов: с постоянной азимутальной ориентацией (рис. 3.2, а) и с поворотом на  $90^\circ$  при переходе от одного конца зеркала к другому (рис. 3.2, б). Если обозначить через  $Q_1$  максималь-



РИС. 3.1. К определению идеальной поверхности вращения второго порядка.

РИС. 3.2. Эллиптические деформации поверхности вращения: *a* — с постоянной азимутальной ориентацией, *b* — с поворотом на 90° при переходе от одного конца зеркала к другому. Показаны профили сагиттальных сечений переднего конца зеркала (1), его середины (2) и заднего конца (3).



ное отклонение деформированного сечения постоянной ориентации от идеального кругового, то уравнение, описывающее реальное сечение, можно записать в виде

$$1 = x^2/(\rho_{z1} + Q_1)^2 + y^2/(\rho_{z1} - Q_1)^2. \quad (3.4)$$

Учитывая, что для получения изображения высокого качества  $Q_1$  должно быть много меньше  $\rho_z$  для всех значений  $z$ , а величина  $\rho_z$  не должна существенно меняться вдоль зеркала; последнее уравнение можно преобразовать следующим образом:

$$\rho_{z1}^2 = \rho_z^2 - 2Q_1(x^2 - y^2)/\rho_0. \quad (3.5)$$

В случае деформации с изменяющейся ориентацией величина максимального отклонения  $Q_2$  меняет знак при переходе от одного конца зеркала к другому, обращаясь в нуль в его середине. Поэтому отклонение можно записать в виде

$$Q_{2z} = Q_2 z/z_m, \quad (3.6)$$

где  $z_m$  — максимальное значение  $z$  :

$$-z_m \leq z \leq z_m. \quad (3.7)$$

Так как в уравнении (3.1) член с  $z^2$  мал (например, для параболоида  $\eta = -1$ ), то

$$z = (\rho_z^2 - \rho_0^2)/2\rho, \quad (3.8)$$

$$z_m = (\rho_m^2 - \rho_0^2)/2p \approx \rho_0(\rho_m - \rho_0)/p = \rho_0 T/p. \quad (3.9)$$

Поэтому

$$A = z/z_m \approx (\rho_z^2 - \rho_0^2)/2\rho_0 T, \quad (3.10)$$

где

$$T = \rho_m - \rho_0. \quad (3.11)$$

Уравнение, описывающее деформированное сагиттальное сечение, тогда может быть записано в виде

$$1 = x^2/(\rho_{z2} + Q_2 A)^2 + y^2/(\rho_{z2} - Q_2 A)^2. \quad (3.12)$$

Учитывая, что  $Q_2 < \rho_z$ , уравнение (3.12) можно привести к следующему виду

$$\rho_{z2}^2 = \rho_z^2 - 2Q_2 A(x^2 - y^2)/\rho_0. \quad (3.13)$$

Таким образом, используя уравнения (3.1), (3.5) и (3.13), для общего случая произвольной эллиптической деформации находим уравнение

$$\rho_z^2 - \rho_0^2 - 2(x^2 - y^2)(Q_1 + Q_2 A)/\rho_0 = 2pz - (1 + \eta)z^2. \quad (3.14)$$

Синусоидальное возмущение меридионального сечения может быть описано с помощью трех параметров — амплитуды колебаний  $Q_3$ , числа периодов на единице длины  $n$  и фазового сдвига  $\omega$  (рис. 3.3). Радиус сагиттального сечения при этом составляет

$$\rho_{z3} = \rho_z + Q_3 \sin(n\pi A + \omega), \quad (3.15)$$

а уравнение поверхности в предположении малой амплитуды колебаний принимает вид

$$\rho_z^2 - \rho_0^2 + 2\rho_0 Q_3 \sin(n\pi A + \omega) = 2pz - (1 + \eta)z^2. \quad (3.16)$$

Еще один тип деформаций поверхности возникает, если параметр  $\eta$  в уравнении (3.1) не является постоянным, а зависит от значения  $\rho_z$  (или  $z$ ). Из (3.1) находим соотношение, связывающее изменения  $d\eta$  и  $d\rho_z$  параметров  $\eta$  и  $\rho_z$ :

$$d\eta = -(2\rho_z/z^2) d\rho_z. \quad (3.17)$$

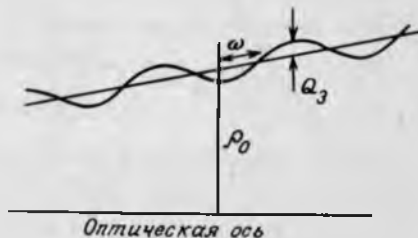


РИС. 3.3. Синусоидальная деформация поверхности вращения.

Если  $Q_4$  – максимальное отклонение профиля поверхности на концах зеркала ( $z = z_m$ ) от идеального, то

$$d\eta = -2Q_4\rho_m/z_m^2. \quad (3.18)$$

Используя выражение (3.9) для  $z_m$  и полагая  $\rho_m \approx \rho_0$ , находим

$$d\eta \approx -2Q_4\rho^2/\rho_0T^2. \quad (3.19)$$

Объединяя все типы возмущений, получаем уравнение деформированной поверхности в наиболее общем виде

$$\begin{aligned} \rho_z^2 - \rho_0^2 - 2(x^2 - y^2)(Q_1 + Q_2A)/\rho_0 + 2\rho_0Q_3 \sin(n\pi A + \omega) \\ = 2pz - (1 + \eta - 2Q_4\rho^2/\rho_0T^2)z^2. \end{aligned} \quad (3.20)$$

Пространственное разрешение  $\delta$  системы, передающей изображение, определяется следующим выражением:

$$\delta = \lambda/2 \sin(\theta_a/2), \quad (3.21)$$

где  $\theta_a$  – наибольший апертурный угол между лучами, формирующими изображение, а  $\lambda$  – длина волны излучения. Влияние деформаций формы поверхности на разрешение единичного параболического зеркала ( $\rho_m = 1,01 \rho_0$ ,  $z_m = 1,5\rho_0$ ; фокусное расстояние  $30 \rho_0$ ) показано на рис. 3.4. Чтобы разрешение ухудшалось не более чем на 20%, величина деформаций должна составлять не более 1% от значения центрального радиуса. Для составных систем анализ существенно усложняется, так как ошибки в форме отдельных поверхностей могут быть скомпенсированы частично или полностью за счет соответствующей ориентации элементов относительно друг друга [1]. Тем не менее надежным условием для практики остается сделанный выше

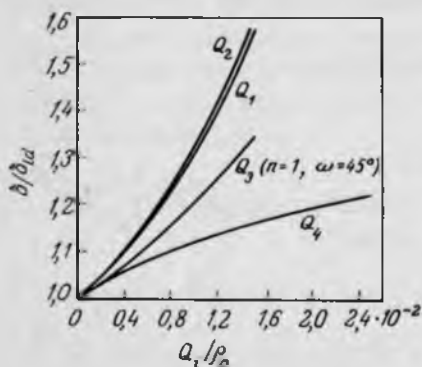


РИС. 3.4. Влияние деформаций формы поверхности на разрешение единичного параболического зеркала. По оси ординат отложено отношение разрешения деформированного зеркала к разрешению идеального зеркала; по оси абсцисс отложена относительная деформация  $Q_1/\rho_0$ .

вывод: деформация каждого элемента составной системы должна лежать в пределах 1% от значения соответствующего центрального радиуса.

Для достижения дифракционного предела разрешения необходимо, чтобы все волны, дающие вклад в изображение, отличались по фазе не более чем на  $\pm \pi/4$  рад [3]. Деформации формы отражающих поверхностей, о которых шла речь выше, могут приводить к значительно большим фазовым сдвигам. Но влияние этих отклонений можно устранить за счет подходящей ориентации оптических элементов, так как величина деформации плавно меняется вдоль поверхности. Компенсации фазовых сдвигов не может быть получено, если отклонения формы поверхности от идеальной носят случайный характер, как, например, в случае поверхностных шероховатостей (с пространственными периодами меньшими длины волны), о чем шла речь в гл. 2, или даже нерегулярных дефектов меньшей пространственной частоты.

Суперпозиция падающей и отраженной волн приводит к образованию стоячей волны с периодом  $\delta$ , определенным выражением (3.21). Требования к точности изготовления поверхностей для получения изображения с разрешением, ограниченным дифракционным пределом, можно сформулировать в терминах расстояния между узлами этой стоячей волны, так как сдвиг фазы отраженной волны на  $2\pi$  рад вызывается элементом поверхности зеркала, смещенным от идеального положения на один период. Наибольший апертурный угол для фокусирующего элемента скользящего падения равен  $2\theta_c$ , где  $\theta_c$  — критический угол полного внешнего отражения. Поэтому максимально возможное разрешение составляет

$$\delta_{\max} = \lambda/2 \sin \theta_c, \quad (3.22)$$

а необходимая точность изготовления поверхности равна одной восьмой этого значения (что соответствует фазовому сдвигу  $\pi/4$ ):

$$\delta_{\text{тол}} = \pm \lambda/16 \sin \theta_c, \quad (3.23)$$

или в более общем случае

$$\delta_{\text{тол}} = \pm \lambda/16 \sin \theta, \quad (3.24)$$

где  $\theta$  — наибольший угол скольжения для данного оптического элемента.

Из выражений (1.19) и (1.71), учитывая малую поляризуемость всех веществ в рентгеновском диапазоне, находим

$$\sin \theta_c = (Ne^2/4\pi^2 \epsilon_0 m_e c)^{1/2} \lambda, \quad (3.25)$$

где  $N$  — электронная плотность, типичное значение которой порядка  $10^{30} \text{ м}^{-3}$ . Таким образом, согласно (3.24), требуемая точность изготовления поверхности составляет около 1 нм независимо от длины волны  $\lambda$ .

### 3.1.2. РАЗЪЮСТИРОВКА

Ошибки в положении отдельных элементов составного устройства по отношению к фиксированной системе координат можно разделить на две категории: линейные отклонения, т. е. смещения элементов вдоль оптической оси системы или перпендикулярно к ней (децентрировка), и угловая разориентация, т. е. поворот элемента относительно своего центра (наклон к оптической оси). Хотя в отдельных случаях угловая разориентация может приводить к сильному ухудшению качества изображения [3], всегда возможно, по крайней мере в принципе, оптимизировать составную систему за счет перемещения элементов относительно друг друга [4]. Этот способ позволяет также максимально скомпенсировать влияние ошибок в форме поверхностей.

Таким образом, можно добиться того, что характеристики составной оптической системы будут зависеть главным образом от качества отдельных зеркал, а не от их относительного расположения. Линейные отклонения обычно увеличивают размер кружка рассеяния примерно на 10% от величины смещения вдоль оптической оси системы и на 100% от величины децентрировки, а угловая разориентация увеличивает угловой размер изображения точечного источника примерно вдвое по сравнению с идеальным случаем [1].

### 3.2. МЕТОДЫ ИЗГОТОВЛЕНИЯ

Оптические элементы скользящего падения могут быть изготовлены двумя способами — либо точением, шлифовкой и полировкой поверхности до требуемой формы (затем эта поверхность может сама использоваться в качестве зеркала или служить шаблоном в методе реплик), либо путем предварительного изготовления более простой по форме поверхности с последующим контролируемым изгибом до желаемой формы [5]. Гнутые зеркала, будучи более дешевыми, позволяют, кроме того, более точно скорректировать кривизну поверхности в широком диапазоне ее значений. Кроме того, одна система может быть использована для изготовления нескольких зеркал.

В случае недеформированных (не подвергшихся изгибу) зеркал для достижения той точности изготовления, о которой шла речь в гл. 2 и разд. 3.1, необходимо выполнение трех условий. Первое из них заключается в выборе материалов для подложек и покрытий зеркал, причем главная проблема состоит в том, чтобы поверхность зеркал была хорошо полируемой. Требуемые точность изготовления поверхности и ее гладкость могут быть достиг-

нуты лишь для материалов с необходимой механической, физической и химической стойкостью. Второе условие заключается в изготовлении подложек с очень высокой точностью методами алмазного точения металлов или прецизионного шлифования стеклянных и керамических материалов с последующей доводкой и полировкой. В настоящее время возможно изготовить плоские подложки со среднеквадратичной высотой поверхностных шероховатостей, составляющей всего лишь 0,2 нм. Третье необходимое условие (метрология поверхностей) состоит в том, чтобы иметь возможность проводить измерения формы аксиального профиля с нанометровой точностью, высоту поверхностных шероховатостей — с субнанометровой точностью, а также измерять диаметр и степень близости сагиттального сечения к окружности [7]. Для оптики гнутых зеркал необходимо, кроме того, с достаточной точностью изготавливать блок изгиба.

### 3.2.1. ВЫБОР МАТЕРИАЛОВ [8]

При выборе материалов для зеркал скользящего падения необходимо принимать во внимание множество факторов. Некоторые из них зависят от условий, в которых будет использоваться зеркало. Так, например, зеркало, предназначенное для использования в рентгеновском телескопе, т. е. в условиях малого падающего потока, может быть совершенно непригодно для управления интенсивными пучками синхротронного излучения из-за возможных тепловых деформаций и повреждений поверхности. Помимо воздействия внешних факторов достижимое оптическое качество зеркала зависит от микроструктуры и однородности материала.

Важным критерием является полируемость поверхности, т. е. размер остаточных шероховатостей. Некоторые материалы могут быть отполированы до высокого качества, но не все они пригодны для изготовления поверхности требуемой формы. Однако их можно нанести как покрытия на подложки из других материалов и именно такого типа зеркала обычно используются. Типичные значения высоты шероховатостей, остающихся после полировки, приведены в табл. 3.1 [9] для некоторых веществ. Как видно из таблицы, при тщательном контроле качества поверхности все указанные материалы, по крайней мере в длинноволновой части мягкого рентгеновского диапазона, могут удовлетворять условию (2.71), согласно которому высота поверхностных шероховатостей не должна превышать длину волны падающего излучения. Для коротковолновой части мягкого рентгеновского диапазона выбор, однако, более ограничен, а наиболее подходящими веществами являются карбид кремния, плавненный кварц и никель.

При выборе материала для изготовления рентгенооптических элементов следует учитывать его механическую, физическую и химическую прочность.

ТАБЛИЦА 3.1. Среднеквадратичная высота поверхностных шероховатостей некоторых материалов [9]

Материал	Высота шероховатостей, нм		Материал	Высота шероховатостей, нм	
	типичное значение	минимальное достигнутое		типичное значение	минимальное достигнутое
Химически осажденный карбид кремния	1,0	0,4	Молибден	4,7	1,5
Плавленый кварц	1,3	0,4	Инвар	4,7	2,8
Никель	1,8	1,1	Медь после алмазного точения	4,9	1,0
Титан	2,7	1,3	Алюминий	5,3	1,0
Медь	3,0	1,3	Монель	5,6	2,9
TZM <sup>1)</sup>	4,0	1,5	Сплав бериллия и меди	6,8	2,8
Нержавеющая сталь	4,0	3,3	Хлорид калия	11,0	2,9

<sup>1)</sup> Сплав титана, циркония и марганца.

Остаточные внутренние напряжения по мере постепенного изменения или релаксации изменяют форму зеркала, являясь причиной большинства макроскопических неоднородностей. Имеется несколько источников возникновения внутренних напряжений, в том числе процессы изготовления и механической обработки заготовок, наличие микроструктуры и неоднородностей материала, структурная и термическая несовместимость подложки и покрытия. Небольшие отклонения от условий равновесия фаз и внутренние механические напряжения могут вызывать и такие микроструктурные изменения, как кристаллизация, рост зерен и их упорядочение. Помимо деформаций формы поверхности все эти факторы приводят к росту микронеоднородностей материала, что в свою очередь увеличивает шероховатость поверхности.

Механические свойства некоторых материалов, используемых при изготовлении рентгеновских зеркал, приведены в табл. 3.2 [8, 10]. Металлы пластичны, деформируются уже при малых нагрузках (микроразрыв) и потому не могут быть использованы в тех случаях, когда возможны внешние нагрузки. С другой стороны, удельная жесткость бериллия выше, чем у стекла. Поэтому бериллий является более подходящим материалом в тех случаях, когда важен малый вес рентгенооптического элемента (например, в телескопах). Высокую удельную жесткость имеет также карбид кремния. Если оптический элемент имеет цилиндрическую форму, то более адекватной характеристикой становится диаметрическая жесткость; при этом наилучшими материалами по-прежнему остаются бериллий и карбид кремния.



ТАБЛИЦА 3.2. Механические свойства материалов, используемых для изготовления зеркал [8, 10]

Материал	Плотность $\rho$ , кг/м <sup>3</sup>	Модуль Юнга $E$ , Па	Удельная жесткость $E/\rho$	Диаметричес- кая жесткость $E/\rho^3$	Предел пол- зучести, Па
Бериллий	1850	$2,9 \cdot 10^{11}$	$1,57 \cdot 10^8$	45,8	$(14-60) \cdot 10^6$
Медь	8930	$1,3 \cdot 10^{11}$	$1,46 \cdot 10^7$	0,18	
Титан	4500	$1,2 \cdot 10^{11}$	$2,67 \cdot 10^7$	1,3	
Никель	8900	$2,0 \cdot 10^{11}$	$2,25 \cdot 10^7$	0,28	
РНАА <sup>1)</sup>	2700	$6,9 \cdot 10^{10}$	$2,56 \cdot 10^7$	3,5	$30 \cdot 10^6$
PSVS <sup>2)</sup>	2200	$7,4 \cdot 10^{10}$	$3,35 \cdot 10^7$	6,9	
TMSVS <sup>3)</sup>	2210	$6,7 \cdot 10^{10}$	$3,03 \cdot 10^7$	6,2	
Пирекс	2230	$6,1 \cdot 10^{10}$	$2,74 \cdot 10^7$	5,5	
Карбид кремния (химически осажденный)	3200	$4,5 \cdot 10^{11}$	$1,40 \cdot 10^8$	13,7	

<sup>1)</sup> Алюминиевый сплав.

<sup>2)</sup> Чистое синтетическое кварцевое стекло (торговая марка Spectrosil, Suprasil и Corning 7940). Бли- зок к ним по свойствам плавленый кварц (Vitrosil, Herasil и Homsil).

<sup>3)</sup> Синтетическое кварцевое стекло, содержащее титан (ULE Silica).

Таким образом, легкие материалы имеют лучшую механическую проч- ность, чем тяжелые металлы. Это обстоятельство объясняет, почему послед- ние, несмотря на большие значения критического угла полного внешнего отражения, а значит и более высокие коэффициенты отражения при больших углах скольжения, используются в рентгенооптических устройствах обычно лишь в виде тонких покрытий.

Еще одно важное механическое свойство материала — его способность выдерживать вибрации. В условиях сильной вибрации (например, при запу- ске ракеты) поверхности металлических зеркал сильно портятся, в то вре- мя как поверхности пирекса и керамик ухудшаются незначительно, а для большинства стекол никакой деградации вообще не наблюдается. Наконец, чем выше твердость материала, тем он предпочтительнее из-за большей со- противляемости повреждениям поверхности.

В табл. 3.3 приведены термические свойства материалов [8, 10]. У ме- таллов коэффициент теплового расширения больше, чем у стекол или у кар- бида кремния, а следовательно, больше и изменение геометрических разме- ров при изменении температуры. С другой стороны, при неоднородном на- греве искривление бериллиевых образцов значительно меньше, чем у боль- шинства стекол, а наилучшими в этом отношении материалами являются карбид кремния и стекло TMSVS. Совсем непригодно в этих условиях стекло пирекс.

ТАБЛИЦА 3.3. Тепловые свойства материалов, используемых для изготовления зеркал

Материал	Коэффициент теплового расширения $\alpha$ , $K^{-1}$	Теплопроводность $\lambda$ , Вт/м/К	Удельная теплоемкость $c$ , Дж/кг/К	Коэффициент локальных тепловых деформаций $\sigma \epsilon / \lambda$
Бериллий	$1,15 \cdot 10^{-5}$	310	1700	0,117
Никель	$1,28 \cdot 10^{-5}$	59	444	0,857
PHAA	$2,3 \cdot 10^{-5}$	170	920	0,336
PSVS	$5 \cdot 10^{-7}$	1,4	670	0,526
TMSVS	$3 \cdot 10^{-8}$	1,3	750	0,038
Пирекс	$3,3 \cdot 10^{-6}$	1,1	750	5,02
Карбид кремния (химически осаж- денный)	$2,9 \cdot 10^{-6}$	200	710	0,033

Химическая стойкость поверхности зеркал важна по двум причинам: во-первых, для сопротивления воздействию любой коррозионной окружающей среды и, во-вторых, для того, чтобы выдержать действие химикатов, используемых при переполировке (это важно для поверхностей, загрязняющихся в процессе эксплуатации). Такая переполировка, обычно проводимая перед нанесением нового отражающего покрытия, может оказаться необходимой и после воздействия вибрации.

В случае металлических подложек удаление первоначального покрытия перед нанесением нового может вызвать значительную порчу поверхности, так что потребуются переполировка, а иногда и профилирование формы.

По возможности зеркала должны изготавливаться из материалов со слабо-выраженной микроструктурой или вовсе ее не имеющих. В противном случае даже после механической обработки на поверхности будут сохраняться следы микроструктуры подложки. Все металлические материалы, используемые в зеркалах скользящего падения, имеют выраженную микроструктуру, поэтому важно, чтобы она не зависела от времени, свойств окружающей среды или приложенных механических напряжений, так как изменения микроструктуры часто сопровождаются макроскопическими объемными нарушениями. Примером может служить дисперсионное затвердевание алюминиевых сплавов. К материалам с наименее выраженной микроструктурой относятся прежде всего синтетическое кварцевое стекло PSVS, а также плавленый кварц и кварцевое стекло TMSVS.

Помимо того, что стекла имеют существенно меньшую микроструктуру, они значительно более однородны, чем металлы. Из-за их оптической

прозрачности эту однородность легко оценить. Кроме некоторых типов воздушных пузырьков, в стеклах чрезвычайно редки включения с размерами меньшими нескольких миллиметров. Причиной является то, что мелкие включения хорошо растворяются в расплавленном стекле. Ни в одном из приведенных в таблице стекол не имеется ни границ зерен, ни внутренних трещин.

### 3.2.2. ИЗГОТОВЛЕНИЕ ЗЕРКАЛ

Для того чтобы изготовить зеркало скользящего падения с необходимой точностью, требуются по крайней мере три стадии технологического процесса. На первой стадии следует подготовить подходящую заготовку. Желательно, чтобы как толщина стенки, так и объем заготовки были настолько малы, насколько это еще совместимо с окончательными геометрическими параметрами зеркала, так как при увеличении размеров однородность материала, как правило, ухудшается. Это происходит потому, что помимо чисто статистических причин чем больше размер заготовки, тем сложнее сохранить однородность ее обработки. На второй стадии заготовка подвергается механической обработке с целью получения поверхности требуемой формы, но пока еще шероховатой. Способ обработки зависит от типа материала. С целью улучшения качества зеркала на его поверхность может быть нанесено то или иное покрытие, которое в свою очередь может быть подвергнуто предварительной обработке. Наконец, на третьей стадии поверхность шлифуется (для улучшения или коррекции ее формы) и полируется.

**3.2.2.1. Методы изготовления заготовок [11].** Металлические и керамические заготовки могут быть изготовлены путем спекания тонко измельченного порошка с последующим горячим изостатическим прессованием. Бериллий, полученный таким способом, содержит незначительное число включений и имеет небольшую пористость. Но на границах зерен бериллия существует некоторая концентрация окисла бериллия и примесей металлов, что вызывает рост микроструктур на любом покрытии.

Этот метод дорогой, и металлические заготовки (особенно из алюминиевых сплавов) часто получают другими способами, такими, как литье, ковка и прессование или изготовление из прокатных листов. При прокатке, прессовании и ковке материалы становятся более однородными, поэтому заготовки, полученные прессованием из прокатных листов, имеют очень высокую однородность структуры.

Керамики типа карбида кремния, полученные спеканием, часто имеют высокую пористость (1–5%) [12]. Горячее прессование [13], при котором тонко измельченный порошок карбида кремния индукционно нагревается в графитовой матрице, и реактивное спекание [13], при котором

тонко измельченные порошки карбида кремния и графита изостатически сжимаются и помещаются в печь, где происходит силиконизация, могут привести к лучшим конечным результатам. Однако самые лучшие керамические поверхности получаются методом химического осаждения карбида кремния из газовой фазы, либо напылительными методами (см. ниже), либо когда их изготавливают в виде отдельных тонкостенных элементов. Но в последнем случае сложно изготовить образцы больших размеров.

Стеклянные заготовки получают из расплава. При этом требуется большая осторожность, так как из-за неоднородного остывания расплава в стекле могут возникнуть дифференциальные напряжения. Неодинаковые скорости охлаждения могут явиться и причиной локальных изменений коэффициента теплового расширения, что также приведет к внутренним напряжениям. Если затем механически удалить часть такой заготовки, то произойдет изменение ее формы. Величина деформации зависит от уровня и распределения остаточных напряжений, а также от направления внутренних сил относительно удаленной части заготовки. Например, образец в виде полого цилиндра, распределение внутренних напряжений в котором аксиально-симметрично, практически не изменяет свою форму из-за уменьшения толщины стенки при механической обработке ее с внешней или внутренней стороны. В то же время если внутренние напряжения направлены вдоль оси, пересекающей стенку цилиндра, то после обработки форма образца станет асимметричной. Таким образом, если невозможно уменьшить остаточные напряжения до незначительной величины, заготовка должна быть изготовлена так, чтобы при последующей обработке внутренние силы не вызвали сколько-нибудь существенной деформации. Например, осесимметричный цилиндрический образец может быть изготовлен в печи, которая вращается вокруг вертикальной оси [11].

**3.2.2.2. Алмазное точение металлических образцов [14, 15].** Алмазное точение — процесс резки металла при помощи особым образом модифицированных [14] или специально сконструированных [15] токарных станков, в которых в качестве резцов используются природные монокристаллические алмазы. При этом для получения поверхностей оптического качества и требуемой формы необходимо удовлетворить ряду принципиальных требований. Очень важно, чтобы в обрабатываемых образцах отсутствовали пустоты и включения, размеры зерен были одинаковыми и отсутствовали внутренние напряжения. Кроме того, материал должен быть совместимым с алмазным резцом и не должен деформироваться при вращении на станке. К металлам, имеющим подходящие для алмазного точения характеристики, относятся алюминий, медь, латунь, магний, серебро, золото и некоторые никеле-

вые сплавы. Железо и стали в этот перечень не входят, так как они вызывают быструю порчу резца. Обычно считается, что точная обработка поверхности возможна лишь в том случае, если на конце резца при увеличении в 425 раз не видно изъянов [14].

Элементы крепления образца не должны приводить к каким-либо его деформациям. Для этого можно использовать, например, трехточечную схему крепления, в которой не применяются компенсирующие нагрузки; размещение образца на поверхности жидкого каучука (после затвердевания каучук удерживает образец, причем каких-либо напряжений в нем не возникает); наконец, закрепление образца за счет вакуумного присоса (при этом обратная сторона образца должна быть изготовлена с очень высокой точностью). Вибрации, которые возникают либо в самом станке, либо передаются через пол или атмосферу от расположенного поблизости оборудования, должны быть устранены или скомпенсированы, так как они могут вызвать изменение профиля поверхности на величину порядка амплитуды колебаний. Влияние других вредных факторов, особенно тепловых, также следует скомпенсировать, а еще лучше вообще исключить. Неустановившиеся тепловые процессы могут привести к значительному ухудшению точности изготовления поверхностного профиля, поэтому следует стабилизировать условия обработки до начала точения.

Заключительное требование состоит в том, что движения резца должны быть определяемыми, повторяемыми и идеально контролируемыми компьютером. Но даже при выполнении всех этих условий на обработанной поверхности остаются небольшие периодические шероховатости, определяемые кривизной режущей кромки резца и скоростью его подачи поперек поверхности. Величина и периодичность шероховатостей контролируется. Среднеквадратичная высота шероховатостей для типичных поверхностей составляет около 25–60 нм для модифицированных токарных станков [14] и всего лишь 1,2 нм в случае станков, специально сконструированных для этой цели [15]. Относительная ошибка при изготовлении профиля поверхности может составлять несколько единиц на  $10^{-6}$ .

**3.2.2.3. Шлифовка стеклянных заготовок [16, 17].** По десятибальной шкале стекло имеет твердость между 4,5 и 6,5, а твердость кварца равна 7. Более твердые материалы можно использовать для шлифовки и придания нужной формы образцам из стекла и кварца. Это может быть сделано при помощи шлифовального круга с покрытием, например, из карбида кремния (карборунда), имеющего твердость 9. Альтернативным методом является шлифовка с абразивным порошком. При этом малые неправильной формы частицы, например, карборунда или корунда (в основном  $Al_2O_3$ ,

твердость 9), беспорядочно трутся между шлифовальным инструментом и заготовкой, которые двигаются относительно друг друга. В результате в материалах возникают деформации сдвига, которые приводят к отламыванию от образца (и от инструмента) мельчайших осколков. В процессе шлифовки возникают также трещины и изломы поверхности, причем по мере возникновения новых трещин они соединяются друг с другом, что в конце концов приводит к удалению поверхностного слоя. Кроме того, абразивный порошок, проникая в изломы, вызывает появление горизонтальных сил, действующих на края трещин, что приводит к их углублению. Для того чтобы уменьшить высоту поверхностных шероховатостей и глубину трещин, во время шлифовки используют абразивные порошки с постепенно уменьшающимися размерами частиц (диаметром 10 мкм и меньше). Глубина поверхностных неоднородностей, характерных для этого метода, составляет обычно несколько микрометров, а размер деформированных областей может быть и больше.

В настоящее время все более широкое распространение находит прецизионное шлифование с помощью алмазного инструмента [18]. В этом методе используют станки такого же типа, как и при алмазном точении, но с алмазным шлифовальным кругом вместо алмазного резца. Стекла, которые обычно плохо поддаются обработке на станке, на таком оборудовании могут быть доведены почти до оптической гладкости и точности. Для этого процесса характерны низкие значения перпендикулярных к поверхности нагрузок (менее  $10^{-2}$  Н на каждое шлифующее острие), т. е. малые глубины бороздок (менее 0,1 мкм), и одновременно высокие скорости резания. При таких условиях трещины и изломы поверхности, о которых говорилось выше, не возникают, а процесс шлифовки обусловлен только пластическими деформациями. Отклонения профиля от желаемой формы могут составлять всего лишь 0,5 мкм. Однако для этого необходимо, чтобы износ шлифовального круга был намного меньше требуемой точности изготовления образца. В противном случае необходимо постоянно контролировать поверхность круга и в случае износа ее восстанавливать.

**3.2.2.4. Нанесение покрытий.** Для того чтобы улучшить параметры оптических элементов скользящего падения, изготовленных из металла, на их поверхности обычно наносят тонкослойное покрытие, гладкость которого может быть выше, чем у подложки. Наиболее часто для покрытий используют никель, нанесенный электролитическими или другими методами [8], а также химически осажденный из газовой фазы карбид кремния [13, 19]. Дефекты в оптических элементах с гальваническими покрытиями возникают главным образом из-за несоответствия коэффициентов теплового расшире-

ния покрытия и подложки из-за внутренних напряжений, образующихся в покрытии во время гальванического осаждения. Покрытия из карбида кремния обычно наносятся на подложки из карбида кремния, поэтому несоответствия тепловых свойств не возникает (или оно мало). В то же время, как видно из габл. 3.3, никель и алюминий по своим термическим свойствам несовместимы, так что эта комбинация материалов редко используется. Никель и бериллий больше подходят друг к другу. Эта комбинация, кроме того, имеет еще и то преимущество над парой никель – алюминий, что модуль Юнга у бериллия больше, чем у алюминия. Тем не менее внутренние напряжения, возникающие при гальваническом осаждении, не уменьшаются ниже 35 МПа [20], что по крайней мере на три порядка больше, чем в стеклах используемых в рентгеновской оптике.

Обычно осаждению никеля предшествует комплексная очистка и предварительная обработка поверхности, состоящие из большого числа химических и электрохимических стадий. В случае элементов больших размеров чрезвычайно сложно уберечь поверхность от загрязнений, поэтому предпочтительнее их предварительная обработка физическими методами [8]. При этом очистка производится за счет ионного травления поверхности с удалением верхнего слоя толщиной, как правило, около 0,2 мкм. Затем методом ионного распыления на поверхность наносится тонкий слой активирующего материала, например меди, палладия или золота. Эти два процесса на короткое время перекрываются, чтобы избежать загрязнения поверхности в промежутке между ними. После удаления из вакуумной камеры предварительной обработки образец немедленно помещается в соответствующую гальваническую ванну или хранится в инертной (аргоновой) атмосфере.

Химическое осаждение из газовой фазы происходит при введении по крайней мере одного, а обычно нескольких газообразных реагентов в напылительную камеру, где находится нагретая (до 1100 – 1800°С) подложка. Для нанесения этим методом покрытия из карбида кремния наиболее широко используется смесь метилтрихлорсилана ( $\text{CH}_3\text{SiCl}_3$ ) с водородом. Среди других комбинаций можно отметить смеси  $\text{SiCl}_4$  или  $\text{SiH}_4$  с углеводородами или водородом и  $(\text{CH}_3)_2\text{SiCl}_2$  с водородом, используемыми при пониженных давлениях (от  $10^{-3}$  до 1 атм), чтобы избежать образования радикалов и кластеров в газовой фазе. Основная сложность метода состоит в контроле скорости подачи реагентов в напылительную камеру, что необходимо для воспроизводимости результатов. Если реагенты находятся в газообразном состоянии уже при комнатной температуре, то этой проблемы не возникает, так как они могут (автоматически) контролироваться путем измерения скорости потока. Но метилтрихлорсилан при комнатной температуре является жидкостью, так что он должен находиться в подогреваемой реторте и

переноситься с помощью увлекающего газа. Скорость подачи при этом может контролироваться только косвенными методами, так как она зависит как от скорости потока увлекающего газа так и от давления и температуры в реторте.

В качестве подложки можно использовать как графит, так и карбид кремния, нанесенные на поверхность образца различными способами, причем преимуществом первого из них является дешевизна. В принципе возможно изготовить зеркало непосредственно из массивного карбида кремния, полученного химическим осаждением из газовой фазы. Однако следует отметить, что этот процесс чрезвычайно медленный, так как для того, чтобы получить однородный по стехиометрическому составу материал, скорости напыления не должны превышать 400 – 600 мкм/ч. При этом слой карбида кремния, как правило, должен иметь толщину в несколько миллиметров.

**3.2.2.5. Тонкая шлифовка и полировка.** Тонкая шлифовка проводится при изготовлении поверхностей определенной формы [16] и заключается в обработке поверхности, которой предварительно была придана нужная форма одним из способов, обсуждавшихся выше, с помощью шлифовального инструмента, форма которого обратна требуемой форме поверхности. Тонкий слой абразивного материала, обычно в виде водной суспензии, размещается между инструментом и обрабатываемой поверхностью. Для того чтобы предотвратить возникновение образований, сохраняющих "память" о процессе шлифовки, движение инструмента относительно поверхности должно быть случайным. Если шлифовальный инструмент и обрабатываемый образец жесткие, то они могут находиться в контакте при хаотическом относительном движении только в том случае, когда все элементы их поверхностей конгруэнтны. Таким образом, тонкая шлифовка возможна только для плоских и сферических поверхностей, а также для цилиндров при потере одной степени свободы движения инструмента. При других формах инструмента и поверхности образца процесс шлифовки приведет в конце концов к образованию сферической поверхности [21]. Изменения формы поверхности инструмента можно свести к минимуму, взяв его настолько большим, насколько это возможно, так как износ рабочей поверхности обратно пропорционален ее площади. Тем не менее часто оказывается необходимым восстанавливать первоначальную форму инструмента в течение процесса шлифовки.

Сначала как на шлифовальном инструменте, так и на поверхности образца имеются выступы и отклонения от идеальной формы. Во время шлифовки высокие участки стираются быстрее, уменьшая тем самым величину отклонений, которые в итоге могут составлять всего лишь около 5 нм.



Полировка поверхности заключается в удалении царапин, впадин и выступов малых размеров, но не влечет за собой какого-либо изменения формы поверхности. Этот процесс очень схож со шлифовкой, и обычно невозможно различить, когда кончается тонкая шлифовка и начинается полировка. Классическим полировочным материалом, используемым при тонкой шлифовке, является смола. Среди других возможных материалов, не дающих, однако, такого высокого качества поверхности [16], следует отметить восковые мастики, полиуретан, тефлон FEP и войлок (иногда пропитанный смолой). На стадии полировки снова можно использовать смолу, хотя для полировки стеклянных поверхностей наиболее широко применяются водные суспензии крокуса ( $Fe_2O_3$ ) и оксидов циркония и церия. Для никелевых покрытий одним из часто используемых полировочных материалов является  $\gamma$ -оксид алюминия [11].

При полировке смолой карбида кремния, нанесенного химическим осаждением из газовой фазы, можно получить поверхность с шероховатостями высотой меньше 2 нм [12]. При аналогичной полировке химически осажденного карбида кремния может быть получена поверхность субнанометровой гладкости [12]. Остаточные шероховатости на поверхности никеля составляют около 1 нм [7], а для некоторых стекол могут быть получены предельно малые шероховатости – высотой около 1 нм для кварцевого стекла TMSVS [8] и около 0,1 нм для стекла Spectrosil [6].

### 3.2.3. МЕТОД РЕПЛИК

Основной недостаток производства оптики скользящего падения методами, описанными выше, состоит в том, что необходимо проделывать всю технологическую цепочку при изготовлении каждого отдельного элемента, что дорого и отнимает много времени. Этот недостаток можно преодолеть, особенно для поверхностей сложных форм, путем изготовления копий (реплик) с точно изготовленного шаблона.

Принцип метода реплик иллюстрируется на рис. 3.5 [22, 23]. Стеклянный шаблон, отшлифованный и отполированный так, как об этом говорилось в предыдущих разделах, имеет форму, обратную по отношению к форме зеркала, и покрыт слоем металла (обычно золота) характерной толщины 50–90 нм. Подложка обычно из соображений веса (зеркала на основе реплик используются только в телескопах) изготавливается из бериллия. Сначала она сравнительно грубо (с точностью в несколько микрометров) обрабатывается до требуемой формы на прецизионном токарном станке. Для того чтобы избежать пропечатывания на поверхности реплики профиля подложки, поверхность последней должна быть достаточно гладкой (высота шерохова-

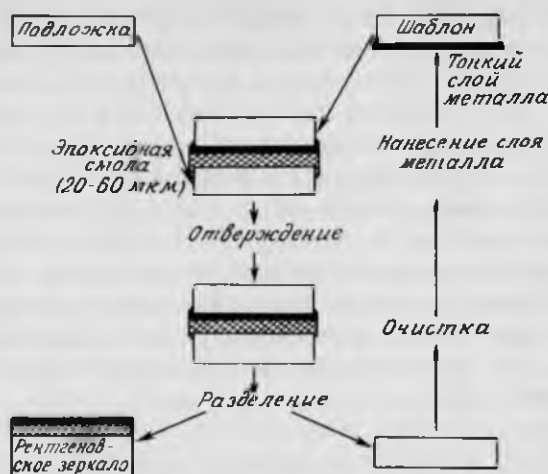


РИС. 3.5. Принцип изготовления зеркал методом реплик [22].

тостей около 300 нм). На поверхность подложки наносится тонкий слой эпоксидной смолы, а сверху размещается шаблон, который после отверждения эпоксидной смолы удалится за счет теплового удара. После очистки и нанесения нового слоя металла шаблон может использоваться снова. Без ухудшения качества его поверхности может быть изготовлено свыше десяти реплик.

Для предотвращения деформаций важно, чтобы в течение прессования эпоксидной смолы и особенно на стадии отверждения в подложке не возникало внутренних напряжений. Кроме того, для получения реплики с постоянной толщиной шаблон должен размещаться на поверхности смолы в свободном состоянии. Это позволит также избежать возникновения деформаций при усадке эпоксидного слоя. При отделении шаблона от реплики необходимо, чтобы они свободно перемещались вдоль их общей оси, но не могли двигаться вдоль других направлений.

Качество реплики можно оценить по точности формы, гладкости и прочности ее поверхности [23]. Хотя меридиональный профиль реплики является очень хорошей копией шаблона, отклонения от окружностей в поперечных сечениях реплик могут составлять несколько микрометров, даже если в шаблоне они не превышают микрометра. Точность формы можно улучшить, если использовать более жесткую подложку или более жидкую эпоксидную смолу. Гладкость поверхности реплики зависит главным образом от двух величин: высоты шероховатостей подложки и толщины эпоксидного слоя. Из-за усадки последнего примерно на 2,5% во время отверждения ос-

лабленный след поверхности подложки проявляется на поверхности реплики. Если высота шероховатостей подложки равна 300 нм, то поверхностные дефекты реплики будут составлять 0,3–0,5 нм при толщине эпоксидного слоя 20–60 мкм. При уменьшении толщины этого слоя высота шероховатостей на поверхности реплики быстро увеличивается. В то же время увеличение толщины слоя приводит к искажениям формы поверхности. Шероховатости на поверхности реплики можно уменьшить за счет полировки поверхности подложки.

Шероховатость поверхности зеркал, полученных методом реплик, увеличивается со временем, причем интенсивность рентгеновского рассеяния  $S(t)$  от таких зеркал увеличивается экспоненциально и может быть представлена в виде

$$S(t) = S(0) \exp(bt), \quad (3.26)$$

где  $t$  — время в годах, а параметр  $b$  зависит от условий отверждения слоя эпоксидной смолы. Если отверждение проводилось при температуре 40°С, то параметр  $b = 0,6$ , а если при температуре 80°С, то  $b = 0,06$  [23]. В то же время продолжительность отверждения, по-видимому, не влияет на высоту шероховатостей. Деградация поверхности уменьшается, если зеркала находятся в вакууме или в атмосфере обезвоженного азота.

### 3.2.4. ГНУТЫЕ ЗЕРКАЛА [24, 25]

Другой путь уменьшения времени изготовления и стоимости оптических элементов скользящего падения состоит в том, чтобы изгибать нужным образом поверхности более простой формы (плоские, цилиндрические или сферические), которые легче изготовить и отполировать до высокого качества. Второе преимущество оптики гнутых зеркал состоит в том, что при надлежащем выборе метода изгиба можно изготавливать зеркала, кривизна которых меняется в широких пределах. Основные сложности заключаются в стабильности и точности формы зеркала и блока изгиба, которые находятся в напряженном состоянии. Коэффициент теплового расширения зеркала, вообще говоря, отличается от коэффициента теплового расширения материала, из которого сделан блок изгиба. Для того чтобы в зеркале не возникли деформации, механизм изгиба, как правило, сам должен быть изготовлен с оптическим качеством.

**3.2.4.1. Изгиб плоских поверхностей.** Анализ, приведенный ниже, близок к рассмотрению Френкса [24], который исследовал изгиб стеклянной пластинки прямоугольного сечения в сегмент правильного круго-

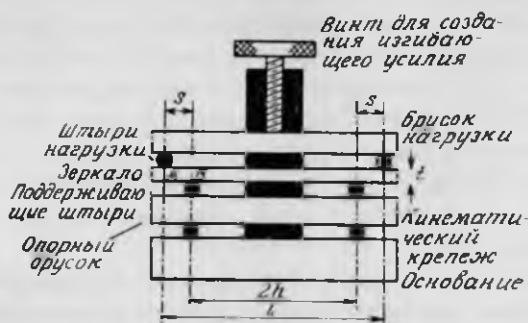


РИС. 3.6. Устройство для изгиба зеркал [24].

вого цилиндра под действием пары равных сил, приложенных к ее концам. Основные принципы метода остаются теми же и при образовании эллиптических и параболических поверхностей за счет приложенной пары неравных сил или за счет изменения ширины пластинки вдоль ее длины или, наконец, за счет комбинации этих условий [26, 27].

Принцип изгиба заготовки показан на рис. 3.6. Кинематическое крепление (на трех шариках) предохраняет зеркало от искажений, которые могут возникать из-за влияния основания или опорного винта. Для анализа используется приближение тонкой пластинки, т. е. считается, что ее толщина  $t$  меньше любого другого размера. Обычно предполагается, что горизонтальное расстояние  $s$  между штырями нагрузки и опорными штырями должно превышать  $4t$ , чтобы свести к минимуму тангенциальные напряжения и деформации сдвига. Если винт прилагает нагрузку  $P$  посередине между опорами, то в центральной области пластинки возникает однородный изгибающий момент  $m$  величиной  $Ps/2$ , а уравнение изгиба тонкой пластинки имеет вид

$$m = Ps/2 = EI/R, \quad (3.27)$$

где  $E$  — модуль Юнга,  $R$  — радиус кривизны, а  $I$  — момент инерции пластинки шириной  $w$ :

$$I = wt^3/12. \quad (3.28)$$

Решение уравнения изгиба приводит к следующему выражению для отклонения  $d$  точки  $A$  (на штыре нагрузки) вниз по отношению к точке  $B$  (на опорном штыре):

$$d = Ps^2(31 - 4s)/Ewt^3 = s(31 - 4s)/6R. \quad (3.29)$$

Из этого выражения видно, что для того, чтобы концы пластинки сместились на расстояние  $d$ , нагрузка должна составлять

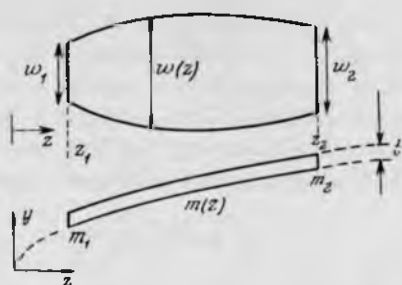


РИС. 3.7. Формирование параболической поверхности путем изгиба.

$$P = EwI^3d/[s^2(31 - 4s)]. \quad (3.30)$$

Для изогнутой пластинки с радиусом кривизны  $R$  поверхностное напряжение равно

$$\sigma = \pm Et/2R = \pm 3Etd/[s(31 - 4s)]; \quad (3.31)$$

как правило, оно очень мало [24] (много меньше статического предела усталости), так как  $R$  обычно велико.

Чтобы образовать параболическую поверхность, как на рис. 3.7 [27], ширина пластинки  $w$  и изгибающий момент  $m$  должны меняться при изменении  $z$ , т. е. вдоль длины пластинки. Если  $m_1$  и  $m_2$  — значения моментов на концах  $z_1$  и  $z_2$ , то, интерполируя, получим

$$m(z) = m_2[(rz_2 - z_1) - (r - 1)z]/(z_2 - z_1), \quad (3.32)$$

где  $r$  — отношение моментов на концах пластинки. Для оптических элементов скользящего падения радиусы кривизны велики, и с хорошей точностью

$$1/|R| = d^2y/dz^2. \quad (3.33)$$

Для параболы  $y^2 = 4az$ , поэтому

$$|R| = 2a^{-1/2}z^{3/2}. \quad (3.34)$$

Из выражений (3.27), (3.28), (3.32) и (3.34) находим закон изменения ширины пластинки вдоль  $z$ , который приводит к параболической поверхности

$$w(z) = 24m_2z^{3/2}[(rz_2 - z_1) - (r - 1)z]/[Ea^{1/2}t^3(z_2 - z_1)^2]. \quad (3.35)$$

Подобный анализ может быть проведен и для других профилей при определении соответствующего выражения для  $d^2y/dz^2$ .

Если в выражении (3.35) модуль Юнга, толщина пластинки, координаты ее концов и отношение моментов, приложенных на концах, являются постоянными, то и  $w(z)$  остается неизменной, если  $m_2/a^{1/2}$  также сохраняется.

Таким образом, одна и та же пластинка может быть изогнута в различные параболические цилиндры с разными значениями параметра  $a$  путем изменения величин моментов, приложенных к концам пластинки, но при сохранении их отношения постоянным. Хотя значение  $a$  изменяется, фокусное расстояние зеркала остается постоянным, так как значение  $z_1$  фиксировано.

Из выражения (3.35) определяем отношение ширины  $w_1$  и  $w_2$  пластинки на ее концах

$$w_1/w_2 = r(z_1/z_2)^{3/2}. \quad (3.36)$$

Таким образом, для равных значений  $w_1$  и  $w_2$  отношение моментов на концах пластинки составляет  $(z_2/z_1)^{3/2}$ ; в то же время, если требуется равенство моментов, то отношение толщин пластинки на ее концах равно  $(z_1/z_2)^{3/2}$ . Изменение  $r$  можно получить за счет смещения точки приложения нагрузки от центра или за счет разных расстояний между штырями нагрузки и опорными штырями на двух концах пластинки.

Конструкция механизма изгиба усложняется из-за того, что вместе с зеркалом будет изгибаться и брусок нагрузки. Отклонения  $d$ , требуемые для получения типичных значений радиуса кривизны обычно меньше 1 мкм [24]. Поэтому допуски при изготовлении устройства для изгиба очень малы. В частности, для предотвращения скручивающих напряжений в зеркале штыри и зеркало должны быть компланарны и параллельны. Так как при изготовлении устройства изгиба всегда возникают некоторые ошибки, зеркало должно быть достаточно гибким, чтобы деформации кручения сказывались главным образом на концах пластинки. Одновременно зеркало должно оставаться и достаточно жестким, чтобы его можно было отполировать. Для предохранения бруска нагрузки от скручивания обычно считается, что его податливость  $\delta d/\delta P$  (величина, обратная жесткости) должна составлять не более 10% от податливости зеркала [24]. В таком случае любое уменьшение напряжений в зеркале будет вызывать изменение радиуса кривизны не более чем на 10%. Типичные значения податливости зеркал составляют около 0,1 мкм/Н, поэтому податливость самого устройства для изгиба должна быть меньше 0,01 мкм/Н. Такое значение может быть достигнуто в случае стального бруска нагрузки, если все детали устройства изгиба имеют толщину больше 12 мм [24].

В зависимости от конкретных применений устройство изгиба может иметь как большую жесткость (когда брусок нагрузки не изгибается), так и малую. В системе с малой жесткостью искривление бруска нагрузки уменьшает влияние винтового механизма, который в связи с этим может быть сравнительно грубо обработанным; следовательно, точность изготовления устройства изгиба может быть относительно низкой. Преимущество жесткой

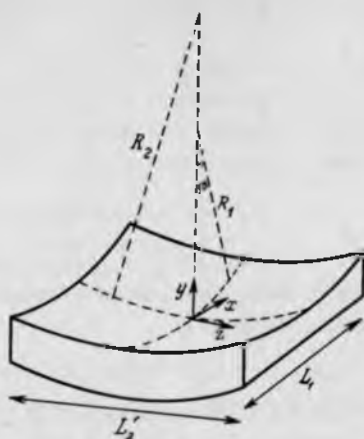


РИС. 3.8. Изгиб цилиндрического зеркала.

системы состоит в том, что уменьшение напряжений в зеркале не вызывает изменения его кривизны. Однако точность изготовления устройства изгиба при этом должна соответствовать требуемому качеству зеркала.

**3.2.4.2. Изгиб цилиндров [25].** Изогнутые цилиндрические поверхности можно рассматривать как хорошее приближение к эллипсоидальным зеркалам и использовать в каналах синхротронного излучения, в которых горизонтальная и вертикальная расходимости рентгеновского пучка обычно различаются. Значения двух радиусов кривизны эллипсоида могут быть получены из выражений (2.75) – (2.77), если меридиональное и сагитальное фокусные расстояния положить равными

$$R_1 = 2uv(\sin \theta_1)/(u + v), \quad (3.37)$$

$$R_2 = R_1/\sin^2 \theta_1, \quad (3.38)$$

где  $u$  и  $v$  – расстояния до объекта и его изображения, а  $\theta_1$  – угол скольжения. Так как угол  $\theta_1$  мал, радиус  $R_2$  много больше радиуса  $R_1$ , поэтому цилиндрическое зеркало радиуса  $R_1$  изгибают так, чтобы перпендикулярный радиус был равен  $R_2$  (рис. 3.8). Для зеркала скользящего падения его геометрические размеры должны удовлетворять условию  $L_2 \gg L_1$ , для того чтобы значение  $R_1$  после изгиба существенно не изменилось. При изгибе зеркало с постоянным поперечным сечением поддерживается на каждом конце, а к его центру прикладывается сила, направленная вниз, в результате чего форма поверхности принимает вид [28]

$$y(x = 0, z) = 4S(1.5L_2z^2 - |z|^3)/L_2^3, \quad (3.39)$$

где  $S$  зависит от приложенного давления. Условие оптимальной формы зеркала состоит в получении наименьшего изображения точечного источника, и значение  $S$  может быть выбрано, исходя из этого. Радиус кривизны  $R_2$  в центре зеркала определяется выражением (3.38), если

$$S = S_0 = L_2^2/12R_2. \quad (3.40)$$

При этом качество изображения должно быть близким к оптимальному. В действительности наименьшее изображение точечного источника получается при несколько большем значении  $S$

$$S = kS_0, \quad (3.41)$$

где  $k = 1 + 1/\sqrt{2} = 1,707$ . При таком значении  $S$  форма изогнутого цилиндра наиболее близка к эллипсоиду. Точка изображения  $(x_p, y_p)$ , соответствующая точке источника  $(x_s, y_s)$ , смещена на величину

$$\begin{aligned} \delta x = \{ & (1 + M)z[k(1 - |z|/L_2) - 1] \\ & + 2v(1 - M)(1 - \cos \phi)/(1 + M)\} \sin \phi \sin \theta_i, \end{aligned} \quad (3.42)$$

$$\delta y = -\delta x/\tan \phi, \quad (3.43)$$

где  $M = v/u$  — увеличение, а  $\phi$  — угловое смещение вдоль короткой оси зеркала (рис. 3.8). Эти выражения показывают, что отклонение изображения зависит от координаты  $z$  точки отражения и тем самым каждое продольное сечение зеркала ( $x$  и  $\phi$  — постоянные) формирует изображение в виде линии, наклоненной под углом  $\phi$  к вертикали. Если увеличение близко к единице, то второй член в выражении (3.42) много меньше первого, а размеры изображения увеличиваются на величины

$$\Delta x = 0.3L_2 \sin \phi \sin \theta_i, \quad (3.44)$$

$$\Delta y = -\Delta x/\tan \phi \quad (3.45)$$

для оптимального значения  $k = 1,707$ . Меньшие или большие значения  $k$  приводят к большему размытию изображения. Если  $M$  значительно отличается от единицы, то второй член в выражении (3.42) доминирует, а изображение принимает вид остроконечной кривой, причем в этом случае размеры зеркала таковы, что угол  $\phi$  мал, поэтому

$$\delta x = \pm v\phi^3 \sin \theta_i, \quad (3.46)$$

$$\delta y = \pm(-v\phi^2 \sin \theta_i), \quad (3.47)$$



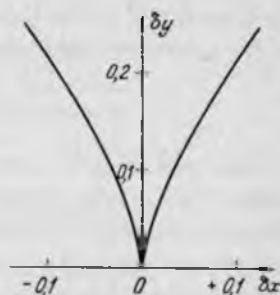


РИС. 3.9. Изображение точечного источника, формируемое поперечным сечением изогнутого цилиндрического зеркала. (Увеличение заметно отличается от единицы.)

где знак плюс соответствует случаю  $M \ll 1$ , а знак минус — случаю  $M \gg 1$ . Изображение точечного источника, формируемое поперечным сечением зеркала, показано на рис. 3.9.

### 3.3. МЕТРОЛОГИЯ ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ СКОЛЬЗЯЩЕГО ПАДЕНИЯ [7]

В предыдущих главах обсуждалась принципиальная важность создания поверхностей с очень точно выдержанной формой и минимальными шероховатостями, а также достижимая точность изготовления зеркал. Ясно, что высокое качество рентгенооптических элементов не может быть достигнуто без проведения контрольных измерений и количественной оценки параметров поверхности. Может оказаться необходимым провести целую серию измерений все увеличивающейся точности на разных стадиях изготовления зеркала. Интерпретация результатов измерений часто очень сложна, так как одновременно одни части зеркала могут находиться в пределах требуемых допусков, а другие его части нет. Поэтому часто трудно определить, соответствует ли требуемым характеристикам все зеркало в целом.

Проводимые измерения можно разделить на два типа. В измерениях первого типа поверхность зеркала исследуется последовательно точка за точкой. В измерениях второго типа все зеркало сразу или большая его часть контролируется с помощью интерференционных методов. Определенные исследования могут также проводиться с использованием мягкого рентгеновского излучения. Для предсказания характеристик зеркала должны быть известны координаты всех точек его поверхности. Естественно считать, что отклонения от идеальной поверхности могут быть двух масштабов. Макротопография поверхности связана с возмущениями, длина которых (вдоль поверхности) превышает несколько миллиметров, а высота больше 100 нм. Наиболее типичными макротопографическими исследованиями являются измерения отклонений сагиттального профиля от окружности, а также измере-

ния диаметра и аксиального профиля зеркала. Возмущения с меньшими длинами и меньшими высотами относятся к микро топографии.

### 3.3.1. ЗОНДИРУЮЩИЕ МЕТОДЫ

Два типа зондов — механические и оптические — используются как для макро-, так и для микро топографии. Преимуществом оптических зондов является отсутствие физического контакта с поверхностью. Но с их помощью можно проводить измерения лишь отражающих (т.е. полированных) поверхностей. Механические зонды могут использоваться для измерения формы поверхности до ее полировки.

**3.3.1.1. Макротопография.** Измерения диаметров сагиттальных сечений и отклонений их формы от окружностей широко распространены, а соответствующие измерительные устройства имеются в продаже. Измерения аксиального профиля более специализированы и предполагают создание специальных устройств [22, 29, 30].

Исследования сагиттальных сечений [7] основаны на вращении относительно точно выставленной оси, а их отклонения от окружностей измеряются с помощью линейного преобразователя, находящегося в контакте с исследуемым элементом. Существуют две схемы вращения: либо неподвижно исследуемое зеркало, а преобразователь закреплен на вращающемся валу, радиус которого выдержан с точностью 10–100 нм, либо зеркало находится на прецизионном вращающемся столе, а неподвижен преобразователь. Выход преобразователя может быть соединен непосредственно с компьютером, который используется, например, для статистической обработки результатов, определения радиусов максимальной вписанной и минимальной описанной окружности, а также для проведения фазового и амплитудного анализа измеренной формы поверхности.

Диаметры сечений обычно измеряют [7] путем установки зонда в положение максимального сигнала, когда он соприкасается с противоположными частями поверхности. Менее спорная и статистически более корректная процедура состоит в использовании двухосевого измерительного устройства, подобного тому, которое описано ниже для измерений профиля поверхности. Обычно проводится несколько измерений с чувствительностью около 5 нм на каждом конце диаметра, и значение диаметра определяется по методу наименьших квадратов. Абсолютные измерения с точностью порядка 100 нм проводятся с помощью вторичных эталонов.

Принцип действия механических устройств для измерений аксиального профиля показан на рис. 3.10. Полированный до оптического качества пло-

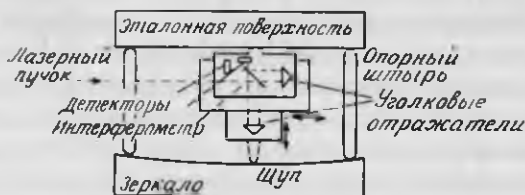


РИС. 3.10. Принцип действия механического профилометра [7].

ский брусок используется как эталонная плоскость и позволяет зонду перемещаться в направлении, перпендикулярном измеряемой поверхности. Эталонная плоскость выставляется относительно поверхности зеркала с помощью специальных штырей. Различие между профилями эталонной и исследуемой поверхностей определяется путем интерферометрических измерений, причем интерферометр непосредственно связан с эталонной поверхностью. В движущемся плече интерферометра находится угловой отражатель, а детекторы вырабатывают сигналы, необходимые для определения радиальных координат точек поверхности. Сообщалось [7] об измерениях профиля с ошибкой порядка 1 нм. Интерферометрический метод измерения смещения зонда имеет то преимущество перед аналоговыми методами, что его точность не зависит от амплитуды движения.

Методы оптического зондирования, предназначенные для определения аксиального профиля, предполагают измерения линейного или углового смещений светового пучка, отраженного от поверхности зеркала. Эти смещения в действительности определяют изменения наклона поверхности, но если на поверхности нет разрывов, они могут быть использованы и для определения поверхностного профиля. Примером зонда такого типа может служить прибор, разработанный в Национальной физической лаборатории (Великобритания) [7], в котором используется лазерный пучок, параллельный образующей поверхности. После отклонения на  $90^\circ$  с помощью пентапризмы пучок отражается от поверхности, а затем снова отклоняется на  $90^\circ$ , проходя через пентапризму. Таким образом, угол между падающим и отраженным пучками равен удвоенному углу наклона поверхности в точке падения пучка. В настоящее время прибор позволяет измерять профиль с точностью не хуже 5 нм, а в будущем — с точностью порядка 1 нм.

Механические и оптические зонды могут измерять профиль поверхности с точностью одного порядка и, таким образом, использоваться для взаимного контроля друг друга. Потенциальным недостатком механических устройств является повреждение поверхности вдоль линии контакта, хотя на практике это не является проблемой, если нагрузка на иглу не превышает нескольких грамм, а ее радиус порядка 1 мм.

**3.3.1.2. Микротопография.** Мелкомасштабные возмущения поверхности необходимо измерять в условиях, защищенных от температурных флуктуаций и механических колебаний. Измерительные приборы, как правило, смонтированы на столах с воздушной подвеской, если возможно под землей, в помещениях с постоянной (с точностью  $2^{\circ}\text{C}$ ) температурой [31]. Кроме того, измерения следует проводить быстро (около 100 отсчетов в минуту), чтобы свести к минимуму любые изменения внешней среды. Как исследуемые поверхности, так и измерительные приборы должны быть защищены от загрязнения пылевыми частицами. Поэтому измерения следует проводить в чистых помещениях класса 10000.

Имеющиеся в продаже механические профилометры, такие, как Rank Taylor Hobson Talystep [7, 31], снабжены алмазными шупами (иглами) со сверхтонким острием (0,2 – 1,0 мкм) для увеличения поперечного разрешения. Для отслеживания вертикальных смещений шупа с точностью не хуже 0,5 нм используется индуктивный датчик. Если нагрузка на шуп не превышает 2 мг, повреждения поверхности пренебрежимо малы или отсутствуют. Talystep не может применяться для измерений внутренних поверхностей. Для этого используется модифицированный прибор, называемый Nanosurf, сконструированный в Национальной физической лаборатории. В нем поверхность зеркала перемещается вдоль оптической плоской поверхности очень высокого качества с амплитудой смещения порядка 20 мм [31]. Nanosurf обладает такой же чувствительностью, что и стандартный Talystep.

Существует несколько разновидностей оптических профилометров для микротопографии. Очень удобным прибором для контроля поверхностей во время и после полировки является дифференциальный интерференционный микроскоп Номарского. Однако с его помощью можно получить лишь полуколичественные результаты, т. е. этот прибор, строго говоря, не является метрологическим инструментом. В микроскопе Номарского используется призма Волластона [32], которая дает два поляризованных световых пучка. После отражения от поверхности они снова сводятся в призме. Из-за двоякопреломляющих свойств призмы два пучка попадают на поверхность в слегка разнесенных точках. Если высоты поверхности различны в этих точках, то благодаря фазовому сдвигу между отраженными пучками возникает интерференционный контраст. Таким способом может быть измерена разность высот в 1 нм. При этом продольное (вдоль поверхности) разрешение составляет около 200 нм.

Следующим методом оптического зондирования, использующим двойное лучепреломление, является оптическая гетеродинная профилометрия. Объектив микроскопа, содержащий двоякопреломляющий элемент и харак-

теризуемый двумя значениями фокусного расстояния [33], образует два ортогонально поляризованных пучка. Один из них — опорный пучок — покрывает большую область измеряемой поверхности, в то время как другой — зондирующий пучок — фокусируется на ней в малое пятно. После отражения оба пучка сводятся вместе и преобразуются в линейно-поляризованное излучение. Азимутальный угол вектора поляризации зависит от оптической разности хода между зондирующим и опорным пучками, которая в свою очередь определяется профилем поверхности. Это устройство имеет продольное (вдоль поверхности) разрешение 0,8 мкм и может обнаруживать дефекты поверхностного профиля высотой 0,1 нм.

Аналогичный подход, в котором, однако, не используется двойное лучепреломление, состоит в фокусировке на измеряемой поверхности двух ортогонально поляризованных световых пучков, слегка различающихся по частоте. Пятна фокусировки разнесены на 100 мкм и имеют диаметр 2 мкм (что является, таким образом, предельным значением продольного разрешения). После отражения пучки интерферируют; фаза образовавшейся волны пропорциональна оптической разности хода между отраженными пучками. Исследуемая поверхность располагается на прецизионном вращающемся столе, причем опорный пучок совпадает с осью вращения, а второй пучок перемещается по поверхности. Этот метод также имеет чувствительность по высоте неровностей 0,1 нм.

К этим и аналогичным методам, в которых измеряется разность фаз, следует относиться с осторожностью, так как разность фаз между пучками может возникать и из-за других эффектов. Локальная микроструктура поверхности или любая тонкая пленка на ней могут служить причиной изменений фазы отраженных пучков. Объективы микроскопа могут вносить фазовые сдвиги из-за наклонного падения лучей, что особенно заметно при увеличении апертуры [34]. Если отраженное излучение неоднородно заполняет апертуру, то будет наблюдаться изменяющийся фазовый сдвиг.

Другие известные методы оптического зондирования основаны на рассеянии излучения или на многолучевой интерферометрии. Но методы рассеяния предполагают сравнение результатов измерений с гипотетической моделью поверхности. В наиболее распространенной разновидности многолучевой интерферометрии — методе полос равного хроматического порядка [35] — исследуемая и эталонная поверхности должны быть покрыты толстым слоем металла, чтобы получить достаточно высокое отражение. Следовательно, в этом методе измеряется шероховатость покрытия, которая, вообще говоря, может и не быть связана с шероховатостью подстилающей поверхности.

Более высокое продольное разрешение по сравнению с методами опти-

ческого зондирования дает просвечивающий электронный стереомикроскоп [36]. Здесь и продольное разрешение, и разрешение по высоте шероховатостей составляют около 1 нм. Но этот метод может использоваться только для исследования реплик с поверхности.

### 3.3.2. ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ

Интерферометрическими методами можно исследовать большие области поверхности зеркал. Следует, однако, подчеркнуть, что для оценки качества фокусирующих элементов, как правило, необходимо, чтобы луч света падал на отражающую поверхность в тех же условиях, что и рентгеновский пучок. Если угол скольжения равен  $\theta_1$ , то чувствительность интерферометрических измерений уменьшается по сравнению со случаем нормального падения пропорционально  $\sin \theta_1$ . При угле скольжения  $\theta_1 = 1^\circ$  одна интерференционная полоса соответствует изменению профиля на 36 мкм, если используется излучение гелий-неонового лазера с длиной волны 633 нм. Чувствительность возрастает при уменьшении длины волны зондирующего излучения, а также при переходе к многолучевой интерферометрии. В последнем случае, однако, интерферограммы, получаемые от не очень совершенного зеркала, чрезвычайно сложны и трудны для интерпретации. Большинство интерференционных методик менее чувствительно, чем методы зондирования. Они не могут применяться для исследования неотражающих (т. е. неполированных) поверхностей и более сложны для применений *in situ*.

Для исследований поверхности применяются интерферометры нормального падения [37], интерферометр Линника [38] и интерферометр Тваймана — Грина [7]. Эти приборы не позволяют в настоящее время проводить измерения профиля поверхности с точностью, превышающей примерно 50 нм, и потому в дальнейшем не будут обсуждаться.

### 3.3.3. ОЦЕНКА КАЧЕСТВА ПОВЕРХНОСТЕЙ С ПОМОЩЬЮ МЯГКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Окончательная оценка качества оптических элементов скользящего падения может быть дана по результатам их испытаний на тех длинах волн, для которых они сконструированы [39, 40]. Наличие достаточно эффективных источников мягкого рентгеновского излучения (например, синхротронных) делает такие исследования вполне реальными. Однако интерпретация измерений достаточно сложна, так как для сравнения экспериментальных характеристик с расчетными необходимо точно знать оптические постоянные материала зеркала. Измерения подобного типа обычно как раз и проводятся для определения значений оптических постоянных [41].

Более жесткое рентгеновское излучение (например, характеристическая линия  $K_{\alpha}$  меди, 8 кэВ) может использоваться для обнаружения волнистости поверхности с характерными продольными размерами в несколько миллиметров и с малыми наклонами [42]. Такого рода дефекты поверхности, как правило, возникают при полировке. При облучении зеркала под скользящими углами отдельные "волны" на поверхности действуют как фокусирующие элементы. В результате на фотопленках расположенных на различных расстояниях от зеркала, наблюдаются вторичные фокусы. Определив соответствующие фокусные расстояния, получим информацию о волнистости поверхности.

# ОТРАЖАТЕЛЬНАЯ ОПТИКА ДЛЯ МЯГКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

## II. МНОГОСЛОЙНЫЕ ЗЕРКАЛА

Коэффициент отражения при больших углах скольжения, в частности при нормальном (или близком к нормальному) падении, может быть увеличен, если заставить лучи много раз отражаться и при этом складываться в фазе, как это происходит при брэгговском отражении от кристалла. Условие Брэгга для конструктивной интерференции  $m$ -го порядка состоит в том (рис. 4.1), что падающее на кристалл излучение длины волны  $\lambda$  образует с кристаллическими плоскостями угол  $\theta_m$ , причем

$$m\lambda = 2d \sin \theta_m, \quad (4.1)$$

где  $d$  — межплоскостное расстояние. Для естественных кристаллов значение  $d$  составляет, как правило, несколько десятых долей нанометра, поэтому условие (4.1) не может быть выполнено для мягкого рентгеновского излучения с длиной волны 1–10 нм. Чтобы удовлетворить условию (4.1), необходимо изготовить структуры с требуемыми значениями межплоскостного расстояния, известные как многослойные зеркала.

### 4.1. ОТРАЖЕНИЕ МЯГКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ОТ МНОГОСЛОЙНЫХ ЗЕРКАЛ

Для вычисления коэффициента отражения от границы раздела сред при углах скольжения, больших критического угла полного внешнего отражения, можно использовать формулы Френеля (2.18а) или (2.18б). Можно убедиться, что типичные значения коэффициента отражения по интенсивности составляют  $10^{-4}$  —  $10^{-6}$ , т. е. амплитудный коэффициент отражения заключен в интервале от  $10^{-2}$  до  $10^{-3}$ . Таким образом, если добиться, чтобы отраженные от  $10^2$  —  $10^3$  границ раздела волны складывались в фазе, то в пренебрежении поглощением вся падающая на зеркало интенсивность может быть отражена обратно. В действительности из-за поглощения полное отражение невозможно.

В своей простейшей форме многослойное зеркало состоит из подложки  $S$ , на которую нанесены чередующиеся слои двух веществ  $h$  и  $l$  с большой и малой атомной массой соответственно и с показателями преломления  $n_h$  и  $n_l$ . Толщины слоев соответственно равны  $d_h$  и  $d_l$ , а период структуры составляет



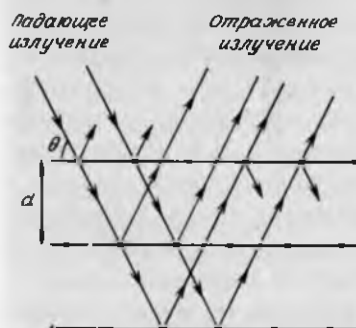


РИС. 4.1. Брэгговское отражение от кристалла.

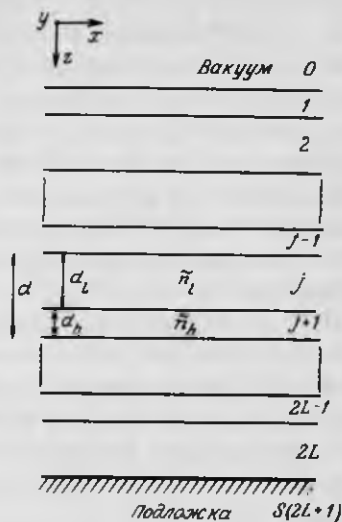


РИС. 4.2. Структура многослойного зеркала.

$d = d_h + d_l$  (рис. 4.2). Если структура состоит из  $L$  пар слоев, то с учетом вакуума и подложки полное число рассматриваемых сред составляет  $2L + 2$ .

Чтобы рассчитать оптические характеристики многослойного зеркала, необходимо решить уравнения Максвелла для среды с периодически изменяющейся диэлектрической проницаемостью. Для этого используют два подхода, которые, как можно показать, эквивалентны. В первом из них отражение волны от структуры рассматривается способом, близким к тому, какой используется при описании брэгговского отражения от кристалла [1, 2], хотя при этом условии (4.1) необходимо модифицировать, чтобы уточнить угловое положение пиков отражения [3–5]. Этот подход обосновывается тем, что слои вещества толщиной в несколько нанометров содержат лишь малое количество атомных монослоев. Второй подход основан на использовании теории интерференционных покрытий, разработанной для видимого излучения [1, 2, 6, 7]. Проведенное ниже исследование свойств многослойных рентгеновских зеркал близко к рассмотрению Андервуда и Барби [1, 2].

#### 4.1.1. ТЕОРИЯ НЕПОГЛОЩАЮЩИХ МНОГОСЛОЙНЫХ ЗЕРКАЛ

Поглощение в слоях вещества, вообще говоря, существенно сказывается на коэффициенте отражения. Но пренебрежение поглощением приводит

к более простой теории, позволяющей получить выражения, полезные для оценок, например, пикового и интегрального коэффициентов отражения и ширины брэгговских максимумов. Эти оценки могут быть использованы при конструировании многослойных зеркал для конкретных приложений.

Описание отражения рентгеновского излучения от кристаллов может быть проведено в рамках двух подходов, называемых кинематическим и динамическим. В кинематической теории принимается, что каждый элемент объема рассеивает излучение независимо от всех других элементов. Этот подход пригоден для описания тонких кристаллов, а также кристаллов, состоящих из большого числа тонких микрокристаллов, случайным образом ориентированных под небольшими углами к средней плоскости (мозаичный кристалл). Кинематическая теория пренебрегает деталями взаимодействия волн внутри структуры, в то время как динамическая теория учитывает все эти взаимодействия, например уменьшение амплитуды проходящей волны, вызываемое отражениями от последовательно расположенных плоскостей (первичная экстинкция).

С точки зрения кристаллографии многослойные зеркала не проявляют какой-либо мозаичности, а наиболее очевидными дефектами их структуры являются отклонения толщины слоев, возникающие в процессе изготовления. Поэтому для описания свойств многослойных зеркал более подходящей является динамическая теория, хотя в случае достаточно тонких структур кинематический подход приводит к тем же результатам.

Комплексный показатель преломления для слоя, состоящего из одного химического элемента, равен

$$\tilde{n} = 1 - \delta - i\beta, \quad (4.2)$$

где  $\delta$  и  $\beta$  связаны с атомными факторами рассеяния  $f_1$  и  $f_2$  соотношениями (1.16)–(1.18):

$$\delta = (e^2\lambda^2/8\pi^2\epsilon_0 m_e c^2) N f_1, \quad (4.3)$$

$$\beta = (e^2\lambda^2/8\pi^2\epsilon_0 m_e c^2) N f_2, \quad (4.4)$$

где  $N$  – концентрация атомов. Для мягкого рентгеновского диапазона условие (4.1) приводит к требованию  $2d > 1$  нм, т. е.  $\sin \theta / m\lambda < 1$  нм<sup>-1</sup>; таким образом, из формулы (1.11) получаем

$$f_1 \approx Z + \Delta f_1, \quad (4.5)$$

где  $Z$  – атомный номер. Следовательно, можно считать, что все атомные электроны рассеивают излучение в фазе. Плотность амплитуды рассеяния  $\phi$  тогда определяется следующим выражением:

$$\phi = N[(Z + \Delta f_1)^2 + f_2^2]^{1/2} (e^2/4\pi\epsilon_0 m_e c^2), \quad (4.6)$$

причем случай  $f_2 = 0$  соответствует отсутствию поглощения.

В принципе кристаллическая структура отдельных слоев сказывается на интенсивности отраженной волны. Но практически наличием этой структуры можно пренебречь, так как межплоскостные расстояния в кристаллитах таковы, что условие (4.1) не может выполняться. Таким образом, в качестве элементарной ячейки многослойного зеркала можно рассматривать его участок единичной площади и глубиной в один период. Угловая зависимость структурного фактора элементарной ячейки дается выражением

$$F(\theta) = \int_0^d \phi(z) \exp [4\pi i(\sin \theta)z/\lambda] dz, \quad (4.7)$$

где ось  $z$  направлена перпендикулярно поверхности зеркала (рис. 4.2).

В простых случаях выражение для  $|F(\theta)|$  можно найти аналитически. Например, если слои  $h$  и  $l$  однородны, т. е. плотности амплитуд рассеяния  $\phi_h$  и  $\phi_l$  постоянны, а границы раздела абсолютно резкие, так что переход от значения  $\phi_h$  к значению  $\phi_l$  происходит на пренебрежимо малом интервале, то

$$F(\theta) = \int_0^{d_l} \phi_l \exp(iQz) dz + \int_0^{d_h} \phi_h \exp(iQz) dz, \quad (4.8)$$

где

$$Q = 4\pi(\sin \theta)/\lambda. \quad (4.9)$$

Вычисление интегралов (4.8) дает

$$F(\theta) = (1/iQ)[(\phi_l - \phi_h) \exp iQd_l - \phi_l + \phi_h \exp iQd], \quad (4.10)$$

откуда получаем

$$\begin{aligned} |F(\theta)| &= [F(\theta)F^*(\theta)]^{1/2} \\ &= (\sqrt{2}/Q)[\phi_l^2(1 - \cos Qd_l) + \phi_h^2(1 - \cos Qd_h) \\ &\quad - \phi_l\phi_h(1 + \cos Qd - \cos Qd_l - \cos Qd_h)]. \end{aligned} \quad (4.11)$$

Если толщины слоев равны, то  $d_h = d_l = d/2$  и

$$|F(\theta)| = (2/Q) \sin(Qd/4)[\phi_l^2 + \phi_h^2 + 2\phi_l\phi_h \cos(Qd/2)]. \quad (4.12)$$

При выполнении условия Брэгга  $Q = 2m\pi/d$  и  $\cos Qd = 1$ . Поэтому выражение (4.11) принимает вид

$$|F(\theta_m)| = (d/m\pi)(\phi_h - \phi_l) \sin(m\pi d_h/d); \quad (4.13)$$

это выражение обращается в нуль для всех четных порядков, если толщины

слоев равны, т. е. отражение при этом возможно только в нечетных порядках ( $m = 1, 3, 5, \dots$ ).

Для реальной многослойной структуры границы раздела не идеально резкие из-за диффузии между слоями. Если изменение плотности амплитуды рассеяния между значениями  $\phi_h$  и  $\phi_l$  происходит по синусоидальному закону, то структурный фактор может быть записан в следующем виде [8]:

$$F(\theta) = (\phi_l/2) \int_0^d [1 + \sin(2\pi z/d)] \exp(iQz) dz + (\phi_h/2) \int_0^d [(1 - \sin(2\pi z/d))] \exp(iQz) dz. \quad (4.14)$$

Из (4.14) находим

$$|F(\theta)| = \sin(Qd/2) [(\phi_l + \phi_h)^2/Q^2 + (4\pi^2/d^2)(\phi_l - \phi_h)^2/(Q^2 - 4\pi^2/d^2)^2]^{1/2}. \quad (4.15)$$

Для первого порядка отражения  $Q = 2\pi/d$ , и первый член в правой части выражения (4.15) обращается в нуль. Но второй член остается конечным, так как

$$\lim_{Q \rightarrow 2\pi/d} \{[\sin(Qd/2)]/(Q^2 - 4\pi^2/d^2)\} = -d^2/8\pi \quad (4.16)$$

и, следовательно,

$$|F(\theta_1)| = (d/4)(\phi_h - \phi_l). \quad (4.17)$$

Для высших порядков отражения  $Q = 2m\pi/d$  ( $m > 1$ ), и оба члена в выражении (4.15) равны нулю, так что для рассматриваемого случая возможен только первый порядок отражения.

Известны два решения задачи о дифракции рентгеновского излучения в кристаллах в динамическом приближении. Первое из них, полученное Дарвином [9–11], относится к случаю толстого кристалла (большое  $L$ ) с незначительным поглощением, в то время как второе, найденное Эвальдом [12–16], справедливо в отсутствие поглощения. В основном здесь будет использован второй подход.

Пусть плоская монохроматическая волна (длина волны  $\lambda$ , интенсивность  $I_0$ ) падает на многослойное зеркало под углом скольжения  $\theta$ . Интенсивность отраженной волны записывается в виде [17]

$$I(\theta) = I_0 [p^2 + (p^2 - 1) \cot^2 [A(p^2 - 1)^{1/2}]]^{-1}, \quad (4.18)$$

где

$$A = (2LKd/m) |F(\theta_m)|, \quad (4.19)$$

$$p = (\pi mL/2A \sin^2 \theta_m)[(\theta - \theta_m) \sin 2\theta_m - 2\delta], \quad (4.20)$$

а параметр  $K$  равен

$$K = 1, \quad |\cos 2\theta_m| \quad \text{или} \quad (1 + |\cos 2\theta_m|)/2 \quad (4.21)$$

для  $s$ -поляризованного,  $p$ -поляризованного и неполяризованного излучения соответственно (см. рис. 2.1). Параметр  $\delta$ , усредненный по объему многослойной структуры, равен

$$\bar{\delta} = (e^2 \lambda^2 / 8\pi^2 \epsilon_0 m_e c^2) \sum_j N_j (Z + \Delta f_j), \quad (4.22)$$

где  $N_j$  — средняя концентрация атомов сорта  $j$ . Если значение  $|F(\theta_m)|$  известно, как в приведенных выше случаях, то множитель  $A$  можно определить из выражений (4.19) и (4.21).

Пик отражения в  $m$ -м брэгговском порядке по определению достигается, когда отношение  $I(\theta)/I_0$  максимально. Дифференцируя выражение (4.18) по параметру  $p$ , находим, что интенсивность  $I(\theta)$  максимальна при  $p = 0$ , причем максимальное значение коэффициента отражения составляет

$$[I(\theta)/I_0]_{\max} = (-\cot^2 iA)^{-1} = \tanh^2 A. \quad (4.23)$$

Интегральный коэффициент отражения в  $m$ -м порядке равен

$$\begin{aligned} (I_m/I_0) &= \int_{\theta=0}^{\pi} [I(\theta)/I_0] d(\theta - \theta_m) \\ &= [A(\tan \theta_m)/\pi mL] \int_{-\infty}^{+\infty} [I(\theta)/I_0] dp \\ &= [(\tan \theta_m)/mL] A \tanh A. \end{aligned} \quad (4.24)$$

Выражение (4.20) показывает, что угловое положение пика отражения (определяемое условием  $p = 0$ ) соответствует не брэгговскому углу  $\theta_m$ , а несколько большему углу

$$\theta_m^p = \theta_m + 2\bar{\delta}/\sin 2\theta_m. \quad (4.25)$$

Поправка обусловлена преломлением рентгеновского излучения в веществе ( $\bar{\delta} \neq 0$ ); условие Брэгга (4.1) следует модифицировать, чтобы учесть ее. Длина волны излучения в среде  $\lambda'$  определяется соотношением

$$1 - \bar{\delta} = \lambda/\lambda'. \quad (4.26)$$

Угол скольжения преломленного луча обозначим через  $\theta'_m$ , причем при брэгговском отражении

$$m\lambda' = 2d \sin \theta'_m. \quad (4.27)$$

Запишем, наконец, закон преломления Снеллиуса

$$1 - \delta = \cos \theta_m^p / \cos \theta'_m, \quad (4.28)$$

Из соотношений (4.26)–(4.28) получаем модифицированное условие Брэгга для многослойных структур

$$m\lambda = 2d[1 - (2\delta - \delta^2)/\sin^2 \theta_m^p]^{1/2} \sin \theta_m^p \quad (4.29)$$

$$\approx 2d(1 - \delta/\sin^2 \theta_m^p) \sin \theta_m^p. \quad (4.30)$$

Предельные случаи динамической теории определяются следующими неравенствами:  $A \gg 1$  (т. е. большое число периодов  $L$ , "толстая" структура) или  $A \ll 1$  ("тонкая" структура). Оценка величины гиперболического тангенса показывает, что с точностью 5%  $\text{th } A \approx 1$  при  $A > 1,8$  и  $\text{th } A \approx A$  при  $A < 0,4$ . Поэтому можно считать, что многослойная структура является "толстой", если  $A > 1,8$ , и "тонкой", если  $A < 0,4$ . В первом случае пиковое значение коэффициента отражения равно

$$[I(\theta)/I_0]_{\max} = 1, \quad (4.31)$$

причем полное отражение достигается при любых значениях параметра  $p$  из интервала  $|p| < 1$ . Интегральный коэффициент отражения равен

$$I/I_0 = (A \tan \theta_m)/mL. \quad (4.32)$$

В противоположном случае "тонкой" структуры

$$[I(\theta)/I_0]_{\max} \approx A^2, \quad (4.33)$$

$$I/I_0 \approx (A^2 \tan \theta_m)/mL. \quad (4.34)$$

Интересно также определить тот диапазон углов скольжения вблизи значения  $\theta_m^p$  (т. е. вблизи  $p = 0$ ), в котором коэффициент отражения больше определенного значения, скажем половины пикового значения. Это позволит найти интервал длин волн, которые отражаются от структуры при данном угле скольжения, т. е. рассчитать разрешающую способность многослойного зеркала. Для "толстой" структуры это означает рассмотрение случая  $|p| > 1$ , когда при увеличении параметра  $A$  выражение (4.18) не приближается к определенному пределу из-за наличия осциллирующей функции (котангенса). Поэтому для больших значений  $A$ , т. е. для большого числа слоев, когда можно ожидать случайного разброса их толщин, необходимо выполнить процедуру усреднения [17]. Если неопределенность  $\Delta A$  параметра  $A$  больше

$\pi/2$ , то средний коэффициент отражения находится интегрированием выражения (4.18) по интервалу изменения  $A$ :

$$\overline{I(\theta)/I_0} = [1 - (1 - p^{-2})^{1/2}] \quad (|p| > 1). \quad (4.35)$$

Значение среднего коэффициента отражения равно 0,5 при  $p = \pm 2/\sqrt{3}$ . Таким образом, для "толстой" структуры угловая полуширина пика отражения составляет

$$\Delta\theta_m = (4/\sqrt{3}\pi)(A \tan \theta_m)/mL. \quad (4.36)$$

Используя условие Брэгга (4.1), находим

$$\Delta\lambda = (2d/m)(\cos \theta_m)\Delta\theta_m. \quad (4.37)$$

Окончательное выражение для разрешающей способности "толстой" многослойной структуры имеет вид

$$R_m = \lambda/\Delta\lambda = (\sqrt{3}\pi/4)mL/A. \quad (4.38)$$

В случае "тонкой" структуры из выражения (4.18) получаем

$$I(\theta)/I_0 \approx (\sin^2 Ap)/p^2. \quad (4.39)$$

Чтобы оценить угловую полуширину пика отражения, аппроксимируем (4.39) следующей функцией [17], имеющей те же значения пикового и интегрального коэффициентов отражения:

$$I(\theta)/I_0 \approx A^2 \exp(-A^2 p^2/\pi). \quad (4.40)$$

Тогда на половине максимума  $p = \pm (\pi \ln 2)^{1/2}/A$  и, следовательно,

$$\Delta\theta_m = 2[(\ln 2)/\pi]^{1/2}(\tan \theta_m)/mL, \quad (4.41)$$

а разрешающая способность равна

$$R = \lambda/\Delta\lambda = (1/2)(\pi/\ln 2)^{1/2}mL \approx mL. \quad (4.42)$$

Эффективное число пар слоев, вносящих вклад в образование отраженной волны, в силу (4.13) и (4.19) равно

$$L_{\text{эфф}} = m^2 \pi A / [2Kd^2(\phi_h - \phi_l) \sin(m\pi d_h/d)]. \quad (4.43)$$

Если многослойное зеркало используется при нормальном падении, то  $\theta_m = \pi/2$ ,  $K = 1$  и  $d = m\lambda/2$ . Тогда

$$L_{\text{эфф}} = 2\pi A / [\lambda^2(\phi_h - \phi_l) \sin(m\pi d_h/d)]. \quad (4.44)$$

Для использования на длине волны  $\lambda = 4,3$  нм, т. е. с коротковолновой сто-

роны  $K_{\alpha}$ -края поглощения углерода "толстая" ( $A = 1,8$ ) многослойная структура, состоящая из равнотолщинных слоев сплава рений – вольфрам ( $\phi_h = 3,93 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$  [18]) и бора ( $\phi_l = 1,84 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$  [18]), должна иметь  $L_{\text{эфф}} \approx 290$  пар слоев (для первого порядка отражения). Если же в такой структуре плотность амплитуды рассеяния меняется по синусоидальному закону, то, воспользовавшись выражением (4.17) вместо (4.13), находим, что в этом случае требуется  $L_{\text{эфф}} \approx 370$  пар слоев<sup>1)</sup>. Эти значения  $L_{\text{эфф}}$  уменьшаются, если учесть поглощение в слоях вещества, но они могут служить ориентиром вместе с другими результатами, полученными в пренебрежении поглощением.

#### 4.1.2. ДИНАМИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ, УЧИТЫВАЮЩАЯ ПОГЛОЩЕНИЕ

В мягком рентгеновском диапазоне все материалы поглощают излучение ( $f_2 \neq 0$ ), так что функция  $F(\theta)$  комплексная. В принципе это обстоятельство так же, как и при дифракции рентгеновского излучения в кристаллах, может быть учтено, если воспользоваться модификацией теории Дарвина, предложенной Принсом [19]. Но этот подход наиболее пригоден для бесконечного числа строго периодических слоев, и в нем не учитывается отражение излучения от границ раздела вакуум – многослойная структура и многослойная структура – подложка. Как показано ниже, для уменьшения эффектов поглощения многослойные зеркала могут быть и непериодическими. Кроме того, у них имеется только конечное число слоев. Более адекватный подход подобен тому, который использовал Паратт [3] для описания интерференционных эффектов в зеркалах скользящего падения, вызываемых наличием слоев загрязнения, окисления и т. д. на их поверхности.

Тангенциальные компоненты электрического (и магнитного) поля должны быть непрерывны на границах раздела между слоями (рис. 4.3). Поэтому амплитуды  $E_j$  (падающей волны) и  $E_j^R$  (отраженной волны) в середине слоя  $j$  связаны с соответствующими амплитудами в середине слоя  $j + 1$  соотношениями

$$a_j E_j + E_j^R / a_j = E_{j+1} / a_{j+1} + a_{j+1} E_{j+1}^R, \quad (4.45)$$

$$(a_j E_j - E_j^R / a_j) g_j = (E_{j+1} / a_{j+1} - a_{j+1} E_{j+1}^R) g_{j+1}; \quad (4.46)$$

<sup>1)</sup> В оригинале указано ошибочное значение  $L_{\text{эфф}} \approx 210$  и сделано неправильное утверждение, что при переходе к синусоидальному изменению диэлектрической проницаемости  $L_{\text{эфф}}$  уменьшается. – Прим. перев.



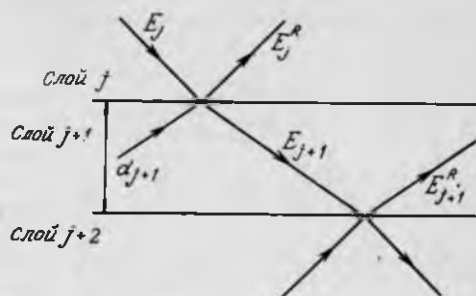


РИС. 4.3. К выводу условий непрерывности электрического поля на границах раздела слоев.

здесь  $E_{j+1}$  можно рассматривать как амплитуду преломленной волны

$$g_j = (\bar{n}_j^2 - \cos^2 \theta)^{1/2}, \quad (4.47)$$

где  $\theta$  — угол скольжения волны, падающей из вакуума на многослойное зеркало, и

$$a_j = \exp(-i\pi g_j d_j / \lambda), \quad (4.48)$$

есть амплитудный фактор, описывающий изменение поля волны на половине толщины слоя  $d_j$ . Разделив выражения (4.45) и (4.46) одно на другое, получим выражение

$$R_j = a_j^2 (F_j + R_{j+1}) / (1 + F_j R_{j+1}) \quad (4.49)$$

где

$$F_j = (g_j - g_{j+1}) / (g_j + g_{j+1}), \quad (4.50)$$

$$R_j = a_j E_{j+1}^R / E_j. \quad (4.51)$$

Выражение (4.49) представляет собой рекуррентную формулу, которая может быть последовательно применена к соседним границам раздела, если известно начальное значение  $R_j$ . Выражение (4.50) есть не что иное, как френелевский коэффициент отражения  $s$ -поляризованного излучения от границы раздела сред (см. разд. 2.1). Для  $p$ -поляризованной компоненты формула (4.49) также применима, если вместо (4.50) использовать выражение

$$F_j^{\parallel} = (\bar{n}_{j+1}^2 g_j - \bar{n}_j^2 g_{j+1}) / (\bar{n}_{j+1}^2 g_j + \bar{n}_j^2 g_{j+1}). \quad (4.52)$$

Все иллюстративные примеры, обсуждаемые ниже, относятся к  $s$ -поляризованному излучению.

Если подложке, являющейся  $2L + 1$ -м слоем структуры, можно приписать бесконечную толщину, то  $R_{2L+1} = 0$ . Последовательное применение выражений (4.49) — (4.51) в конечном итоге позволяет определить коэффициент отражения от границы раздела вакуум — многослойное зеркало (где  $a_0 = 1$ ):

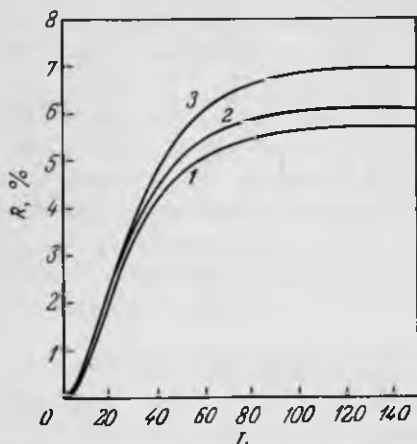


РИС. 4.4. Зависимость коэффициента отражения от числа пар слоев  $L$  для многослойного зеркала, состоящего из слоев сплава рений – вольфрам и бора. Зеркало рассчитано на нормальное падение излучения с длиной волны  $\lambda = 4,3$  нм. Кривые 1 и 2 относятся к структурам с равными толщинами слоев ( $k = 0,5$ ), причем нижним (граничащим с подложкой) является или слой ReW (1), или В (2). Кривая 3 – расчет для структуры с оптимизированными толщинами слоев ( $k = k_{opt}$ ).

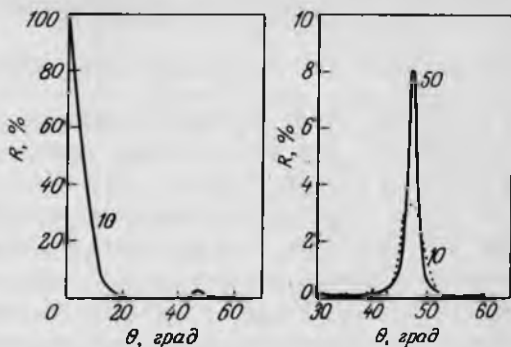
$$I(\theta)/I_0 = R_0^2. \quad (4.53)$$

На рис. 4.4 показана зависимость коэффициента отражения от числа периодов для зеркала, состоящего из слоев сплава рений – вольфрам и бора (одинаковой толщины). Зеркало рассчитано на нормальное падение излучения с длиной волны  $\lambda = 4,3$  нм; при этом период структуры составляет  $d = 2,168$  нм из-за увеличения длины волны в среде. Значения оптических констант, использованные для расчетов этих кривых (а также представленных на последующих рисунках), составляют: для сплава рений – вольфрам  $\delta = 1,16 \cdot 10^{-2}$  и  $\beta = 1,26 \cdot 10^{-2}$ , для бора  $\delta = 5,40 \cdot 10^{-3}$  и  $\beta = 2,86 \cdot 10^{-3}$  [18]. Максимальное значение коэффициента отражения составляет около 5%<sup>1)</sup> и достигается при  $L \ll L_{эфф}$  (где  $L_{эфф}$  определено в (4.44)), что связано с влиянием поглощения. Из рисунка видно, что максимальный коэффициент отражения для зеркала, нижний слой которого (граничащий с подложкой) состоит из слабо поглощающего материала (бора), а верхний (граничащий с вакуумом) – из сильно поглощающего вещества, выше (примерно в 1,07 раза) коэффициента отражения для зеркала с противоположным расположением слоев.

Угловая зависимость коэффициента отражения рентгеновского излучения с длиной волны  $\lambda = 4,3$  нм от многослойного зеркала, состоящего из

<sup>1)</sup> Рассматриваемое многослойное зеркало ReW – В по своим оптическим свойствам является далеко не лучшим. При оптимальном выборе компонентов структуры теоретические значения коэффициента отражения могут достигать 40–80% в мягком рентгеновском диапазоне (см., например, работу [23] в списке литературы к гл. 5). – Прим. перев.

РИС. 4.5. Угловые зависимости коэффициентов отражения для многослойных зеркал, состоящих из слоев  $\text{ReW}$  и  $\text{B}$  равной толщины и рассчитанных на отражение излучения с длиной волны  $\lambda = 4,3$  нм под углом скольжения  $\theta_1^P = 47^\circ$ . Расчеты проведены для структур, имеющих 10 и 50 периодов.



10 пар слоев сплава рений – вольфрам и бора с периодом  $d = 3$  нм, показана на рис. 4.5. Виден пик полного внешнего отражения при скользких углах  $\theta \rightarrow 0$  и брэгговский максимум первого порядка при  $\theta_1^P \approx 47^\circ$ , что является наглядной демонстрацией сдвига углового положения пика отражения из-за преломления (при использовании немодифицированного условия Брэгга  $\theta_1 = 45,8^\circ$ ). Ширина пика отражения первого порядка составляет около  $5^\circ$  и согласуется с вычислениями по формуле (4.41). Видны также побочные интерференционные максимумы, предсказываемые выражением (4.39) для "тонкой" многослойной структуры. Кроме того, в окрестности брэгговского пика приведен коэффициент отражения от аналогичного зеркала, но имеющего 50 пар слоев. Сравнение двух кривых показывает, что при увеличении числа периодов структуры пик отражения увеличивается и сужается, а побочные максимумы становятся менее выраженными.

#### 4.1.3. ВЫБОР МАТЕРИАЛОВ И ТОЛЩИНЫ СЛОЕВ

Вследствие поглощения в слоях вещества оказывается, что отражение от многослойного зеркала, изготовленного из данных материалов, увеличивается, если уменьшить толщину слоев более поглощающего материала и увеличить толщину слоев менее поглощающего материала, сохраняя полный период  $d$ . Оптимальное значение отношения  $d_l/d$  (которое обозначим через  $k$ ) находится из условия равенства нулю производной выражения (4.49) по параметру  $k$ . При этом получаем трансцендентное уравнение

$$\text{Re} [3g_1 a_1^6 (1 - a_n^2) - g_n (1 - a_1^6)] = 0, \quad (4.54)$$

где

$$g_1 = (\bar{n}_1^2 - \cos^2 \theta_1)^{1/2}, \quad (4.55)$$

$$g_n = (\bar{n}_n^2 - \cos^2 \theta_n)^{1/2}, \quad (4.56)$$

$$a_1 = \exp(-i\pi g_1 dk_{\text{opt}}/\lambda), \quad (4.57)$$

$$a_n = \exp[-i\pi g_n d(1 - k_{\text{opt}})/\lambda]. \quad (4.58)$$

В уравнении (4.54) фигурирует действительная часть, которая управляет поглощением. Для многослойного зеркала нормального падения, использованного в качестве примера в разд. 4.1.2, оптимальное значение  $k$  составляет 0,603; значения коэффициента отражения для такого  $k$  показаны на рис. 4.4. Видно, что максимальный коэффициент отражения от оптимизированного зеркала примерно в 1,15 раза выше, чем от структуры с параметром  $k = 0,5$ . На рис. 4.6 показан брэгговский пик для многослойного зеркала, состоящего из 50 пар слоев и рассчитанного на угол скольжения  $\theta_1^p \approx 47^\circ$ , при значении параметра  $k_{\text{opt}} = 0,601$ . Этот пик примерно в 1,17 раз выше того, который показан на рис. 4.5 для  $k = 0,5$ .

Увеличение коэффициента отражения при выборе оптимального значения параметра  $k$  является результатом компромисса между эффектами конструктивной интерференции волн, отраженных от последовательных границ раздела, и потерями на поглощение. Но в случае малого числа пар слоев использование оптимального значения  $k_{\text{opt}}$  уменьшает коэффициент отражения. В действительности для зеркал с малым числом периодов более высокие значения коэффициента отражения достигаются при большей толщине слоев вещества, характеризующегося большим значением параметра  $\delta$  (обычно это вещество является и более поглощающим). При таком разби-

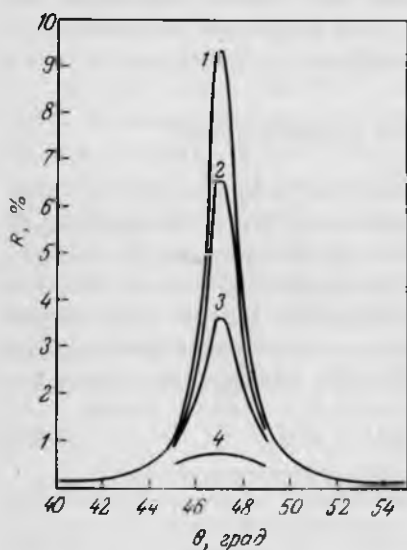


РИС. 4.6. Форма первого брэгговского пика для зеркала, состоящего из 50 пар слоев  $\text{ReW}$  и  $\text{V}$ , толщины которых оптимизированы на максимум отражения ( $k = k_{\text{opt}}$ ,  $\lambda = 4,3$  нм), при различных значениях высот межплоскостных шероховатостей: 1 —  $\sigma = 0$ , 2 —  $\sigma = 0,06$  нм, 3 —  $\sigma = 0,1$  нм и 4 —  $\sigma = 0,2$  нм.

нии периода усиливаются интерференционные эффекты из-за того, что границы раздела располагаются в пучностях стоячей волны, образующейся в многослойной структуре. Для одного периода наибольший коэффициент отражения достигается при  $k = 0,486$ . Это указывает на возможность увеличения коэффициента отражения за счет постепенного увеличения параметра  $k$  от указанного значения в нижних слоях структуры (вблизи подложки) до  $k_{\text{опт}}$  в верхних слоях. Но в мягком рентгеновском диапазоне такое изменение  $k$  мало влияет на коэффициент отражения, так как в случае большого числа периодов нижние слои структуры дают крайне малый вклад в образование отраженной волны. Для излучения с длинами волн больше примерно 10 нм (т.е. больше тех, которые нас здесь интересуют) оказывается возможным существенно увеличить коэффициент отражения за счет использования таких аperiodических структур [21, 22].

Для многослойного зеркала с синусоидальным изменением плотности амплитуды рассеяния оптимальное значение  $k$  в случае нормального падения определяется уравнением [20]

$$\tan(\pi k_{\text{опт}}) = \pi[k_{\text{опт}} - \beta_n / (\beta_n - \beta_1)]. \quad (4.59)$$

Это уравнение используют также для наклонных углов падения и для структур с резкими границами раздела [1, 2]. Следует однако отметить, что для многослойного зеркала, состоящего из слоев сплава рений – вольфрам и бора, значение  $k_{\text{опт}}$  найденное из последнего уравнения, составляет 0,645, т.е. несколько больше найденного из уравнения (4.54).

Кроме  $k$  имеются еще три свободных параметра, с помощью которых можно управлять свойствами многослойного зеркала, рассчитанного на заданные длину волны и угол падения излучения. К ним относятся плотности амплитуд рассеяния  $\phi_n$  и  $\phi_1$  (т.е. оптические константы  $\delta_n$ ,  $\beta_n$ ,  $\delta_1$  и  $\beta_1$ ) и число пар слоев  $L$ . Если требуется максимально возможный коэффициент отражения, то следует выбирать материалы с наибольшим значением разности  $\phi_n - \phi_1$ , а число периодов  $L$  должно быть достаточно большим. Но для достижения высокой разрешающей способности, как показывает выражение (4.38), разность  $\phi_n - \phi_1$  должна быть малой, а  $L$  – большим. Наконец, если требуется большая ширина пика отражения, чтобы зеркало отражало в широком диапазоне длин волн, разность  $\phi_n - \phi_1$  следует выбирать большой, а число периодов  $L$  – малым. Ряд практических вопросов по выбору материалов обсуждается в гл. 5. Одним из наиболее важных является вопрос о совместимости материалов – в идеальном случае они не должны химически взаимодействовать или диффундировать один в другой.

## 4.1.4. ВЛИЯНИЕ ШЕРОХОВАТОСТЕЙ ГРАНИЦ РАЗДЕЛА

Даже для безукоризненно нанесенных слоев границы раздела между ними не будут совершенно гладкими на атомном уровне. Действие нескоррелированных шероховатостей может быть описано способом, аналогичным приведенному в разд. 2.1.2, который основан на теории Дебая [23]. Если предположить, что шероховатости не изменяют в среднем положения границ раздела, то амплитудный коэффициент отражения на каждой границе уменьшится на множитель

$$D_j = \exp \{-2[2\pi\sigma_j(\sin \theta_j)/\lambda_j]^2\}, \quad (4.60)$$

где  $\lambda_j$  — длина волны излучения в  $j$ -м слое,  $\theta_j$  — угол скольжения на  $j$ -й границе раздела, а  $\sigma_j$  — среднеквадратичная высота шероховатостей на ней.

Влияние шероховатостей максимально в случае нормального падения, когда  $\sin \theta_j = 1$ . При этом также вероятно, что шероховатости будут скоррелированы, так как каждый слой несет в определенном смысле отпечаток предыдущего. При наклонном падении смещение луча вдоль границ раздела гарантирует нескоррелированность шероховатостей<sup>1)</sup>. Для небольшого числа напыленных слоев, как правило,  $\sigma \geq 0,2$  нм [24], т. е.  $\sigma \geq 0,1d$  при нормальном падении излучения на многослойное зеркало, описанное выше и состоящее из слоев сплава рений — вольфрам и бора. Как показано на рис. 4.7, шероховатости уже такой величины драматически уменьшают отражение при нормальном падении. Чтобы получить приемлемые значения коэффициента отражения, высота шероховатостей должна быть меньше 0,1 нм. Хорошо еще, что при напылении слоев, по-видимому, происходит сглаживание поверхности [25], так что при полной толщине пленки около 10 нм возможны значения высоты поверхностных шероховатостей порядка 0,1 нм. На рис. 4.7 показан также коэффициент отражения от многослойного зеркала, у которого шероховатость первого слоя составляла  $\sigma = 0,3$  нм, затем она уменьшалась и к десятому слою становилась равной 0,1 нм, после чего оставалась постоянной.

В случае наклонного падения требования к гладкости границ между слоями не такие жесткие. Влияние шероховатостей границ раздела на брэгговский пик первого порядка показано на рис. 4.6 для углов скольжения  $\theta^p_1 \approx 47^\circ$ . Видно, что даже при шероховатостях высотой около 0,2 нм пик отражения еще существует.

<sup>1)</sup> Строго говоря, это утверждение справедливо лишь для самых мелкомасштабных шероховатостей с радиусами корреляции в единицы — десятки нанометров. — Прим. перев.

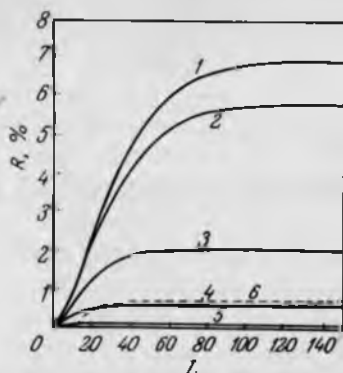


РИС. 4.7. Влияние межплоскостных шероховатостей на коэффициент отражения при нормальном падении излучения с  $\lambda = 4,3$  нм на зеркало, состоящее из слоев ReW – В. Высота межплоскостных шероховатостей: 1 –  $\sigma = 0$ , 2 –  $\sigma = 0,02$  нм, 3 –  $\sigma = 0,065$  нм, 4 –  $\sigma = 0,1$  нм; 5 –  $\sigma = 0,2$  нм. Штриховая кривая 6 относится к зеркалу, высота межплоскостных шероховатостей которого уменьшается от 0,3 нм для первого нижнего слоя до 0,1 нм для десятого слоя и далее сохраняется постоянной.

#### 4.2. ФОКУСИРОВКА ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ПОМОЩИ МНОГОСЛОЙНЫХ ЗЕРКАЛ

Аберрации сферических зеркал обсуждались в гл. 2. На основе проведенного анализа можно заключить, что зеркала, используемые при нормальном (или близком к нормальному) падении, имеют меньшие аберрации, чем элементы скользящего падения. Кроме того, при нормальном падении можно увеличить апертуру устройств и их поле зрения.

Конструкции отражающих систем нормального падения для мягкого рентгеновского излучения могут быть очень похожи на те, которые используются в более длинноволновом (видимом) диапазоне. В простейших по своей конструкции системах используется одно отражение от поверхности второго порядка, эллиптической в микроскопах или параболической в телескопах. При малых апертурах зеркал их поверхности близки к сферическим, и, хотя совершенным является только изображение фокуса, поле зрения много больше, чем в эквивалентных системах скользящего падения. Так как в этих устройствах используется только одно отражение, они имеют наивысшую эффективность.

Чтобы получить с помощью сферических зеркал высокое разрешение при большом поле зрения, необходимо использовать два отражения, как в

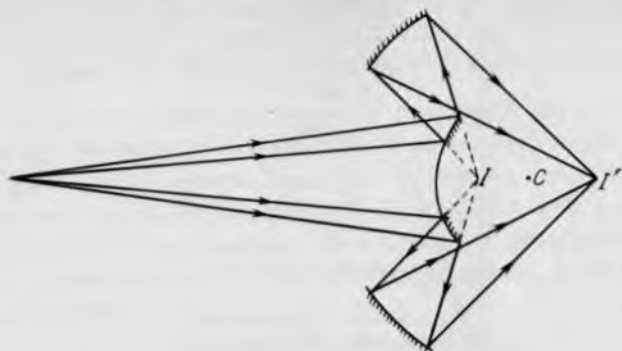


РИС. 4.8. Оптическая система Шварцшильда, в которой используются два отражения от сферических многослойных зеркал.

системе Шварцшильда, показанной на рис. 4.8. Преимуществом таких систем по сравнению с устройствами с однократным отражением является также то, что объект и его изображение расположены по разные стороны от фокусирующей системы, что облегчает их использование. Но вследствие наличия двух отражений их эффективность ниже. Практические конструкции фокусирующих систем на основе многослойных зеркал обсуждаются в гл. 10.



# ГЛАВА 5

## ИЗГОТОВЛЕНИЕ МНОГОСЛОЙНЫХ ЗЕРКАЛ

### 5.1. ТОЧНОСТЬ ИЗГОТОВЛЕНИЯ

Как обсуждалось в конце четвертой главы, межплоскостные шероховатости вызывают существенное уменьшение коэффициента отражения от многослойных структур. Точно так же, как показано ниже, если слои напылены без достаточно точного контроля толщины, то это неблагоприятно сказывается на характеристиках зеркала. Ошибки в форме поверхности подложек здесь рассматриваться не будут — их можно учесть тем же способом, что и для зеркал скользящего падения, рассмотренных в гл. 3. Ниже будет предполагаться, что все ошибки в форме поверхностей достаточно малы, чтобы не оказывать заметного влияния на отражение от многослойных зеркал, а все границы слоев идеально гладкие.

#### 5.1.1. ОШИБКИ В ТОЛЩИНЕ СЛОЕВ

Влияние небольших отклонений толщин слоев на коэффициент отражения можно оценить, используя метод расчета из разд. 4.1.2 и вводя случайные сдвиги в положение границ раздела. Для многослойного зеркала на основе пары  $\text{ReW} - \text{W}$ , используемого при нормальном падении для излучения с длиной волны  $\lambda = 4,3$  нм (в разд. 4.1.2 рассматривалось отражение от такого зеркала в отсутствие разброса толщин слоев), характерные проявления случайных изменений толщин слоев, не превышающих 3 или 5% от среднего значения периода  $d$ , показаны на рис. 5.1 и 5.2 соответственно. Значения коэффициентов отражения, существенно уменьшенные в обоих случаях, заранее предсказать с какой-либо точностью невозможно. Ясно только, что толщины слоев не должны меняться больше, чем на  $0,03d$ , если необходимо сохранить приемлемое значение коэффициента отражения. В рассматриваемом случае, который достаточно типичен, последнее условие означает, что максимальные отклонения в толщине слоев должны быть меньше 0,1 нм, т. е. меньше расстояния между атомами. Очевидно, что такой точности изготовления достичь невозможно, поэтому вряд ли будут осуществимы зеркала с большим числом периодов.

Для второго из приведенных в разд. 4.1.2 образцов (многослойное зеркало на основе пары  $\text{ReW} - \text{W}$ , используемое при угле скольжения  $47^\circ$ ) характерные проявления случайных изменений толщин слоев показаны на

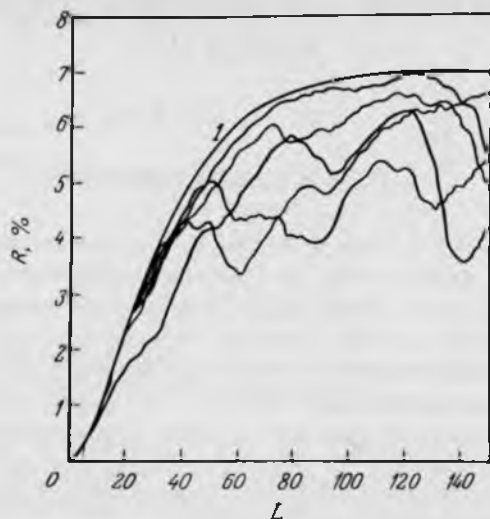


РИС. 5.1. Влияние случайного разброса толщин слоев на коэффициент отражения от многослойного зеркала ReW – В при нормальном падении в зависимости от числа периодов структуры  $L$ . Предполагается, что разброс толщин не превышает  $\delta d_{\max} = 3\% d$ , а коррекция слоев не проводилась (1 – рассчитанная кривая для идеального зеркала).

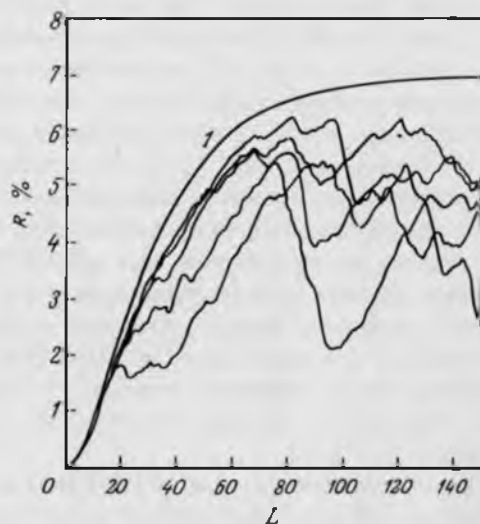


РИС. 5.2. То же, что на рис. 5.1, но для  $\delta d_{\max} = 5\% d$ .

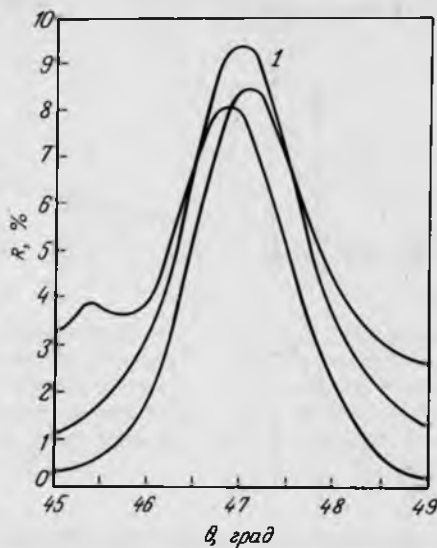


РИС. 5.3. Влияние случайного разброса толщин слоев на брэгговский пик отражения (вблизи угла скольжения  $\theta \approx 47^\circ$ ) для многослойного зеркала ReW – В. Предполагается, что разброс толщин не превышает  $\delta d_{\text{max}} = 3\% d$ , а коррекция толщин слоев не проводилась (1 – рассчитанная кривая для идеального зеркала).

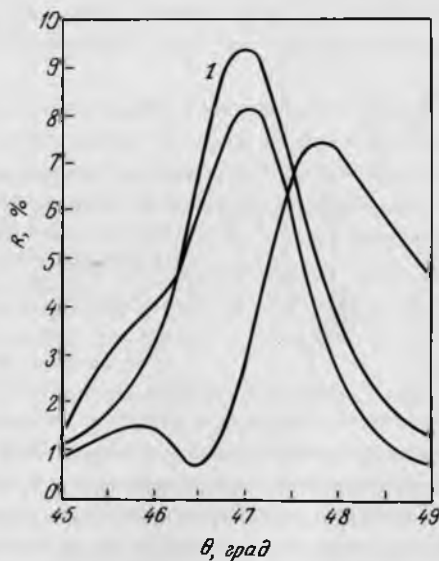


РИС. 5.4. Тоже, что на рис. 5.3, но для  $\delta d_{\text{max}} = 5\% d$ .

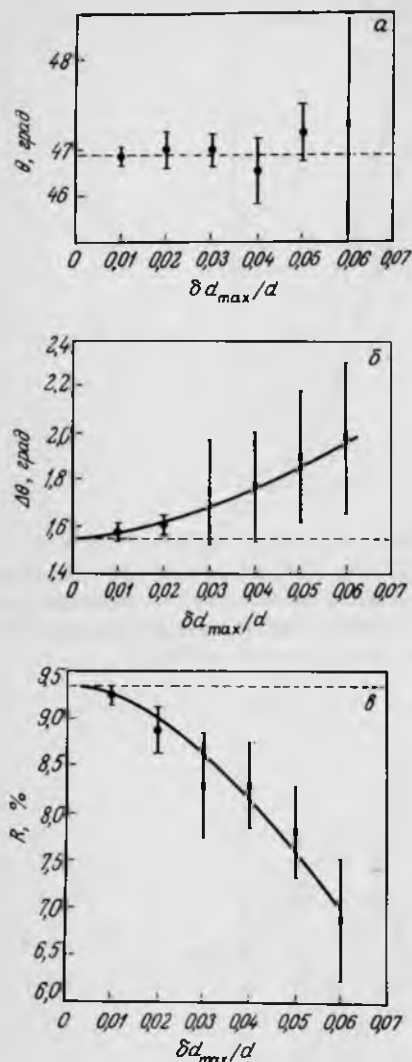


РИС. 5.5. Зависимость угла скольжения  $\theta$ , соответствующего максимуму отражения (а), угловой полуширины брэгговского пика  $\Delta\theta$  (б) и максимального коэффициента отражения  $R$  (в) от максимального значения  $\delta d_{max}$  случайного разброса толщины слоев многослойного зеркала ReW - В.

рис. 5.3 и 5.4. Видны четыре эффекта, каждый из которых усиливается при увеличении максимального разброса толщин слоев. Пик отражения сдвигается, уменьшается и расширяется, а вторичные максимумы становятся более выраженными. Эти изменения пика отражения суммированы на рис. 5.5, где каждая точка является средним значением величин, полученных в десяти расчетах со случайными изменениями толщин слоев до максимальных зна-

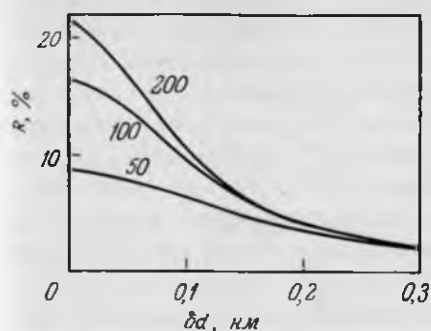


РИС. 5.6. Уменьшение коэффициента отражения от многослойного зеркала W – С при нормальном падении с увеличением среднеквадратичной ошибки  $\delta d$  толщины слоев (указано число периодов структуры) [1].

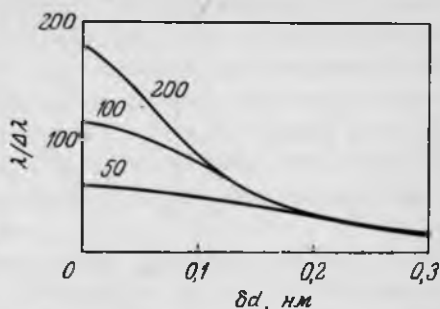


РИС. 5.7. Уменьшение разрешающей способности многослойного зеркала W – С при нормальном падении с увеличением среднеквадратичной ошибки  $\delta d$  толщины слоев (указано число периодов структуры) [1].

чений, указанных на рисунке. В среднем пик отражения сохраняет свое угловое положение, хотя дисперсия его значения возрастает при увеличении разброса толщин. Ширина пика при этом быстро увеличивается, а значение максимального коэффициента отражения быстро падает (кривые на рис. 5.5, б, в являются наилучшей подгонкой к результатам численного эксперимента; они дают лишь общий характер зависимости). Необходима такая же точность изготовления, как для образца, используемого при нормальном падении.

Аналогичные результаты были получены для зеркала, рассчитанного на нормальное падение излучения с длиной волны 6,76 нм и состоящего из слоев вольфрама и углерода толщиной 0,76 и 2,65 нм соответственно [1]. Как видно на рис. 5.6, среднее уменьшение коэффициента отражения подобно тому, которое приведено на рис. 5.1 и 5.2 для структуры ReW – В. Анализ также показал, что разрешающая способность  $\lambda/\Delta\lambda$  многослойного зеркала уменьшается из-за случайного разброса толщин слоев, как показано на рис. 5.7.

### 5.1.2. КОРРЕКЦИЯ РАЗБРОСА ТОЛЩИН СЛОЕВ

Рассмотренные выше расчеты относятся к зеркалам, в процессе изготовления которых не предпринимаются попытки скорректировать ошибки толщин слоев. Если же такая коррекция проводится, то требования к допустимым отклонениям толщины каждого отдельного слоя становятся существ-

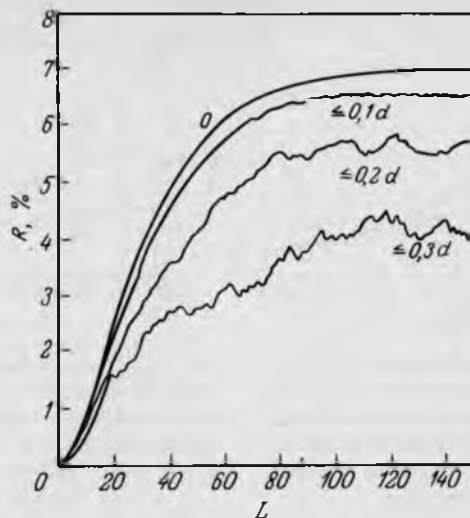


РИС. 5.8. Типичные кривые зависимости коэффициента отражения от числа пар слоев структуры при коррекции случайного разброса толщины слоев (указана максимальная ошибка в толщине слоев).

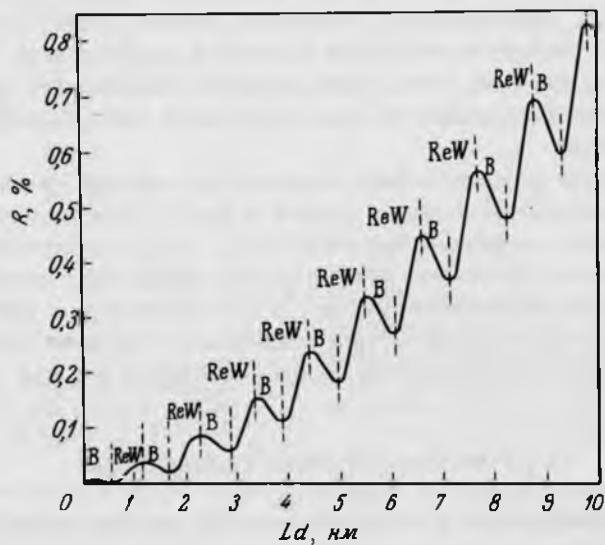


РИС. 5.9. Изменение коэффициента отражения от многослойного зеркала  $ReW - B$  при нормальном падении с увеличением полной толщины  $Ld$  структуры во время напыления.

венно менее строгими. Эту ситуацию можно промоделировать, например, повторив вычисления, описанные в предыдущем разделе, но оговаривая при этом, что перемежающиеся (через одну) границы раздела должны находиться в правильных положениях. (Иначе говоря, при случайном значении толщины отдельного слоя период структуры, т. е. сумма толщин двух соседних слоев, должен иметь постоянное значение. — *Перев.*) Как видно из рис. 5.8, при таком ограничении допустимый разброс в толщинах слоев может быть примерно на порядок больше.

Контроль толщины слоев можно проводить, измеряя отражение от зеркала в течение процесса напыления. Как показано на рис. 5.9, в процессе напыления слоя сильно поглощающего вещества коэффициент отражения увеличивается до максимального значения, после чего начинается напыление промежуточного слоя (из слабо поглощающего вещества). Во время этой части цикла коэффициент отражения уменьшается, так как напыляемый материал не может иметь нулевую поляризуемость или нулевое поглощение. После достижения минимума отражения начинается напыление следующего слоя сильно поглощающего вещества. В целом после напыления каждой пары слоев коэффициент отражения постепенно возрастает, так как увеличение коэффициента отражения при напылении слоя сильно поглощающего вещества больше, чем его уменьшение при напылении промежуточного слоя. Как об этом более подробно говорится в разд 5.2.2.2, требуемая точность толщин слоев при напылении может быть обеспечена за счет непрерывного контроля коэффициента отражения от растущей структуры. В альтернативных методах определения толщин слоев используют кварцевые резонаторы [2] или контроль времени напыления [3]. Первый метод, как было показано, не применим при напылении большого числа слоев [2] из-за кумулятивных ошибок в определении толщины, которые должны оставаться меньше, чем примерно  $\lambda/10$ .

## 5.2. МЕТОДЫ ИЗГОТОВЛЕНИЯ

Из-за наличия ограниченного набора значений межплоскостных расстояний в кристаллах возможности изготовления многослойных зеркал были рассмотрены вскоре после первого обнаружения дифракции рентгеновских лучей. Ранние попытки были безуспешными [4, 5] главным образом из-за технологических трудностей. Первые многослойные зеркала, отражающие рентгеновское излучение (линия  $K_{\alpha}$  молибдена,  $\lambda = 0,07$  нм), были изготовлены методом вакуумного напыления слоев меди и золота и имели период около 10 нм [6]. Однако было обнаружено, что слои диффундировали друг в друга за несколько дней, приводя к быстрому уменьшению коэффициента отражения. Другими комбинациями пар веществ с подобной нестабиль-

ностью структуры являются магний со свинцом или золотом; в то же время магний и железо стабильны в течение отрезка времени, превышающего год [7, 8]. Но все эти комбинации веществ не могут быть использованы в диапазоне мягкого рентгеновского излучения из-за слишком большого поглощения в промежуточных слоях.

После этих ранних попыток достигнутые успехи, прежде всего в технологии магнетронного [3], электроннолучевого [9] и лазерного [10] напыления, позволили изготовить эффективные многослойные зеркала. Параллельно с технологическими достижениями пришло лучшее понимание роли и выбора материалов покрытия.

### 5.2.1. ВЫБОР МАТЕРИАЛОВ

Материалы, подходящие для изготовления многослойных структур, могут быть выбраны, исходя из рассмотрения отражательных свойств зеркал, обсуждаемых в гл. 4 и разд. 5.1. Критерии выбора можно свести к трем правилам [11, 12].

1. Для промежуточных слоев нужно брать вещество с низким коэффициентом поглощения.

2. Второе вещество должно обеспечивать большой коэффициент отражения от границы раздела с первым веществом. Если несколько веществ дают примерно одинаковые коэффициенты отражения, то следует выбрать вещество с наименьшим коэффициентом поглощения.

3. Убедиться, что граница раздела между выбранными веществами физически и химически стабильна.

Первым двум правилам можно удовлетворить, просмотрев имеющиеся данные по оптическим константам в мягком рентгеновском диапазоне [13]. Поскольку в принципе можно использовать любой элемент или соединение, исчерпывающее рассмотрение может быть проведено только с помощью компьютера [14]. Тем не менее важный результат состоит в том, что как и предполагалось ранее, для достижения высоких коэффициентов отражения необходимо сочетание вещества с малым атомным номером  $Z$  (обычно выбирают бериллий, бор или углерод) и вещества с большим  $Z$  (обычно это вещество, расположенное между танталом и золотом). Наиболее широко используются зеркала с углеродом, так как он образует очень гладкие пленки и стабильные границы раздела почти со всеми тяжелыми металлами [15]. Но для длин волн несколько более коротких, чем  $K_{\alpha}$ -край поглощения, углерод является сильно поглощающим веществом, и более подходящим материалом является бор. Для длин волн около 5 нм комбинации переходных металлов с углеродом дают теоретически более высокие коэффициенты отражения, чем пары W-C или ReW-C [16].



Для оценки гладкости слоев определяются шероховатости пленок из данных по отражению в процессе напыления [11, 12]. Если пленка точно повторяет рельеф поверхности подложки, то коэффициент отражения по мере напыления будет осциллировать вокруг среднего значения, определяемого отражением от верхней поверхности, с затуханием, зависящим от поглощения в пленке. Увеличение шероховатости поверхности в процессе напыления пленки вызывает уменьшение коэффициента отражения от верхней границы, приводя к снижению его среднего значения (между максимумами и минимумами осцилляций). Аналогично уменьшение шероховатости поверхности во время напыления приводит к увеличению в среднем коэффициента отражения. Использование для описания влияния шероховатостей на коэффициент отражения экспоненциального множителя, как в выражении (2.70), позволяет оценить изменение их высоты в течение напыления пленки. Типичные результаты, приведенные в табл. 5.1 [12], находятся в количественном согласии с оценками, полученными другими методами, такими, как электронная микроскопия [17]. Эти результаты показывают, что подходящими веществами для слабо поглощающих слоев являются бор и углерод, в то

ТАБЛИЦА 5.1. Высота шероховатостей пленок, оцененная по изменению коэффициента отражения в течение процесса нанесения

	Пленка	Подложка	Увеличение высоты шероховатостей (нм) после нанесения пленки толщиной 10 нм
Слабо поглощающие	бор	сплав ReW	0,1
	углерод	"	0
	LiF	"	1,7
Сильно поглощающие	никель	кремний	0 — 0,3
	тантал	"	0,52
	вольфрам	"	0,3
	рений	"	0,52
	осмий	"	0,53
	иридий	"	0,42
	платина	Si или стекло	0,28 — 0,6
	золото	кремний	0,8
	сплав AuPd	"	0,33
	сплав ReW	"	0 — 0,25
	"	стекло	-0,3 — 0,2
сплав PtIr	кремний	0,7	

время как фторид лития, несмотря на его малое поглощение в диапазоне длин волн 1,8–4,5 нм, не может быть использован. Среди веществ с высоким атомным номером лучшим одноэлементным материалом является вольфрам, но более гладкие пленки получаются при использовании сплавов двух металлов. Например, пленки золота можно сделать более гладкими путем добавления палладия. Наиболее гладкие из полученных до сих пор пленок получены из сплава рений – вольфрам, в котором содержание рения колеблется от 30 до 70% [2]. Оба эти элемента имеют высокие характеристические (дебаевские) температуры

$$T_D = h\nu_m/k, \quad (5.1)$$

где  $\nu_m$  – максимальная частота упругих колебаний материала,  $h$  – постоянная Планка и  $k$  – постоянная Больцмана. Таким образом, при комнатной температуре подвижность атомов в этих веществах мала. Кроме того, сплав растет в виде аморфной пленки, в которой не происходит кристаллизации, а значит нет и микрокристаллов. В пленках ReW толщиной 20 нм, напыленных на подложки, поддерживаемые при низкой температуре, наблюдаются поры размером лишь 0,5–1 нм. В то же время в золотых пленках толщиной 5 нм и поры имеют размер около 5 нм [2]. По этим причинам при росте пленок из сплава рений – вольфрам в определенных условиях наблюдается сглаживание поверхности.

### 5.2.2. ИЗГОТОВЛЕНИЕ ЗЕРКАЛ

Первым условием для изготовления многослойных зеркал с высокой отражательной способностью является наличие гладких подложек. Они могут быть изготовлены методами, описанными в гл. 3. Подложка может быть как плоской, так и искривленной. В первом случае для фокусировки излучения зеркало следует изогнуть; во втором случае слои в принципе повторяют поверхность подложки, но сложнее сделать их постоянными по толщине.

Хотя в качестве подложек применяются самые разные материалы, наиболее убедительные результаты получены на монокристаллических кремниевых пластинах с ориентацией (100) или (111). Можно использовать также сколы слюды, высококачественное стекло и в некоторых случаях пленки из пластиков.

**5.2.2.1. Ионное распыление [3].** Процесс напыления пленок методом ионного распыления вещества очень сложен. Поэтому он здесь не рассматривается в деталях, как это сделано во многих книгах по тонкопленочной технологии [18–20]. Этот процесс заключается в осаждении на подложку

частиц вещества, распыленных из катода во время электрического разряда в газе (например, аргоне), наполняющем камеру. Помимо условий, влияющих на осаждение частиц, следует рассмотреть и геометрию системы.

Ясно, что важной частью любого подобного устройства является источник распыленных частиц, который должен обеспечивать высокую скорость напыления, чтобы уменьшить требования к стабильности системы. Кроме того, источник должен быть таким, чтобы обеспечивать минимальное количество подводимой к подложке теплоты и малое радиационное воздействие, так как эти факторы могут вызывать перемещение материалов в слое глубиной в несколько нанометров, приводя к размыванию границ раздела. Имеющиеся источники можно разделить на три типа, причем энергия в разряд может поступать по цепи постоянного тока или в виде СВЧ-излучения. Наименее подходящими являются стандартные диодные источники, так как они имеют низкие скорости напыления; велика доля энергии, поглощаемая подложкой, велики и радиационные повреждения. Триодные источники дают более высокие скорости напыления, но не решают других проблем. Магнетронные системы также имеют высокие скорости напыления, примерно на порядок больше, чем у диодных источников; кроме того, этот источник может быть изолирован от подложки, так что как поглощенная в ней энергия, так и радиационные повреждения минимальны. Эти полезные свойства обусловлены конструкцией магнетронных источников, которые содержат системы магнитов, создающих краевые поля, захватывающие вторичные электроны. Эти электроны, важные для ионизации газа в системе, поглощаются вблизи поверхности мишени, приводя к увеличению плотности плазмы у поверхности. Такое удержание плазмы снижает до минимума ее взаимодействия с поверхностью напыляемой пленки, а повышенная плотность плазмы увеличивает скорость напыления.

Конструкция типичного источника — плазмотрона с кольцевым разрядом — показана на рис. 5.10 [21]. В нем круглая мишень (катод), магнит, создающий в зазоре между полюсами постоянное магнитное поле, и анод находятся в закрытом заземленном корпусе. Типичные значения напряженности магнитного поля составляют  $(3-6) \cdot 10^{-2}$  Тл, потенциала катода — 300–700 В, потенциала анода 0–35 В. Конфигурация электродов и структура магнитного поля приводят к образованию плотной плазмы кольцеобразной формы с неоднородным распределением ионного тока по поверхности мишени. Среднее значение плотности тока в кольцеобразном зазоре между полюсами магнита превышает  $200 \text{ А} \cdot \text{м}^{-2}$ . Такие высокие потоки энергии через поверхность катода требуют его охлаждения. Наибольшие скорости распыления получены при давлении аргона около  $3 \cdot 10^{-3}$  мм рт. ст. Тогда

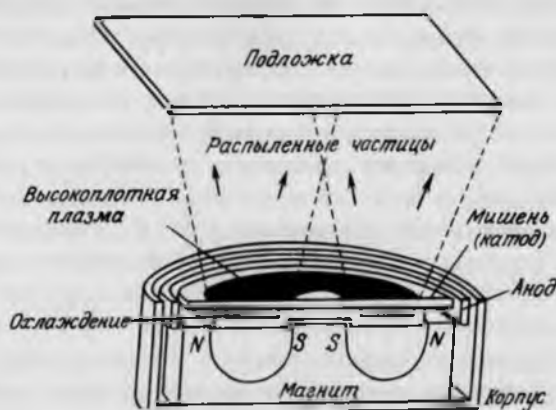


РИС. 5.10. Конструкция плазматрона с кольцевым разрядом, используемого для распыления веществ при изготовлении многослойных зеркал [20].

при потребляемой мощности 5 кВт скорости напыления пленок могут быть выше  $10^{-4}$  кг/мин.

Следующий фактор, влияющий на качество напыляемых слоев, — энергия распыленных атомов. Как правило, их средняя кинетическая энергия составляет около 8 эВ, но "хвост" распределения простирается примерно до 80 эВ. Наличие высокоэнергетических частиц может приводить к размыванию границ раздела между слоями.

При изготовлении многослойных зеркал методом магнетронного распыления наиболее удачным является треугольное расположение неподвижных источников и вращающейся подложки [3]. Источники расположены так, что области, в которые разлетаются распыленные частицы, не перекрываются, поэтому при постоянном вращении подложки на ней осаждаются четко выраженные слои. Наоборот, сложные вещества (сплавы) могут наноситься как раз за счет перекрытия этих областей. Контроль толщины слоев ведется по скорости вращения. Движение подложки имеет дополнительное преимущество, состоящее в том, что атомы вещества осаждаются на поверхность под различными углами. Это обстоятельство сводит к минимуму эффекты затенения, а значит, и влияние шероховатостей подложки на растущую пленку. Этот метод позволяет изготавливать зеркала с числом периодов до 100, минимальными толщинами слоев около 1,5 нм и очень малыми ошибками в толщинах.

Свойства многослойных зеркал, изготовленных методом магнетронного распыления, и прежде всего структур, состоящих из слоев вольфрама и углерода, ванадия и углерода, титана и углерода, исследовались во многих ла-

бораториях [3]. Измеренные коэффициенты отражения обычно в 2–3 раза меньше предсказанных, в то время как ширины дифракционных пиков очень близки к теоретическим значениям. Отличия от расчетных значений можно объяснить плохим знанием оптических констант, использованных при вычислениях, или влиянием межплоскостных шероховатостей высотой около 0,14–0,18 нм ( $\sim 0,1-0,03d$ ) для вольфрам-углеродных зеркал и порядка 0,8 нм ( $\sim 0,06d$ ) для ванадий-углеродных структур.

**5.2.2.2. Термическое и электронно-лучевое испарение.** Напыление пленок путем термического испарения вещества — очень простой и удобный метод, описанный в деталях во многих книгах [18–20]. Существо метода заключается в том, что материал нагревают до температуры, достаточно высокой для его испарения с последующей конденсацией пара на холодной подложке. При изготовлении многослойных зеркал важными характеристиками напылительной системы являются способ нагрева материалов и метод контроля толщины слоев. Для того чтобы гарантировать прямолинейность пути большинства испаренных атомов, необходимо, чтобы окружающее давление было меньше  $10^{-5}$  мм. рт. ст.

Массовая скорость испарения вещества с чистой поверхности в вакуум равна [18]

$$dm/dt = 0.583P(M/T)^{1/2} \text{ кг} \cdot \text{м}^{-2} \text{с}^{-1}, \quad (5.2)$$

где  $P$  — давление насыщенного пара (в мм рт. ст.) при температуре  $T$  (в кельвинах), а  $M$  — его молекулярный вес. Эта величина представляет собой верхний предел скорости осаждения пленки, которая зависит, кроме того, от геометрии источника, его положения относительно подложки, а также от коэффициента конденсации. Свойства материалов, используемых при изготовлении многослойных зеркал методом испарения, приведены в табл. 5.2 [18].

В ранних попытках изготовления многослойных структур [2, 6–8, 15] контроль толщины слоев осуществлялся по уходу частоты кварцевого резонатора, а чередование слоев обеспечивалось заслонками. Позднее этим методом были созданы зеркала, состоящие из слоев золота и углерода, меди и углерода [15], сплава рений — вольфрам и углерода [2]. Структуры золото — углерод и медь — углерод были выращены на стеклянных подложках (объектив микроскопа); при этом золото и медь испарялись за счет нагрева в вольфрамовой лодочке, а углерод — под действием электронного пучка. В процессе напыления металлов давление в системе лишь незначительно возрастало от исходного значения  $5 \cdot 10^{-7}$  мм рт. ст., в то время как испарение

ТАБЛИЦА 5.2. Свойства материалов, используемых при изготовлении многослойных зеркал методами термического и электронно-лучевого испарения

Материал	Температура плавления, К	Температура (К) при давлении насыщенных паров $10^{-4}$ мм рт. ст.	Молекулярный вес	Скорость испарения, $\text{кг} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$
Бор	2303	2673	10,81	$3,71 \cdot 10^{-6}$
Углерод	3773	2683	12,011	$3,90 \cdot 10^{-6}$
Титан	1953	1988	47,90	$9,05 \cdot 10^{-6}$
Ванадий	2193	2093	50,942	$9,10 \cdot 10^{-6}$
Хром	2173	1703	51,996	$1,02 \cdot 10^{-5}$
Магний	1523	1293	54,938	$1,20 \cdot 10^{-5}$
Железо	1812	1480	55,847	$1,13 \cdot 10^{-5}$
Никель	1726	1808	58,71	$1,05 \cdot 10^{-5}$
Кобальт	1763	1803	58,9332	$1,05 \cdot 10^{-5}$
Медь	1356	1305	63,54	$1,29 \cdot 10^{-5}$
Ниобий	2773	2823	92,906	$1,06 \cdot 10^{-5}$
Рутений	2673		101,07	
Палладий	1825	1738	106,4	$1,44 \cdot 10^{-5}$
Серебро	1234	1378	107,870	$1,63 \cdot 10^{-5}$
Тантал	3269	3133	180,948	$1,40 \cdot 10^{-5}$
Вольфрам	3653	3303	183,85	$1,38 \cdot 10^{-5}$
Рений	3440		186,20	
Платина	2042	2293	195,09	$1,70 \cdot 10^{-5}$
Золото	1336	1678	196,967	$2,00 \cdot 10^{-5}$

углерода приводило к увеличению давления до  $10^{-5}$  мм рт. ст. Кроме того, во время напыления углерода кварцевый резонатор очень сильно нагревается, что вызывает дрейф его параметров. Это означает, что с его помощью невозможно управлять заслонками, а значение толщины слоя может быть получено по данным кварцевого монитора, только когда он находится в равновесном состоянии, т. е. до и после напыления. Для получения слоев желаемой толщины напыление обычно проводят в несколько приемов. Ошибки в толщине слоев составляют порядка 20% от средних значений. Столь большой разброс толщин ограничивает число пар слоев структуры десятью и менее. Даже в этом случае измеренные коэффициенты отражения по крайней мере в 2,5 раза ниже предсказанных, что может быть связано с наличием межплоскостных шероховатостей.

Тот же метод контроля, примененный к многослойным зеркалам из сплава рений — вольфрам и углерода на полированных кремниевых пластинках с ориентацией (111), дал существенно лучшие результаты из-за более гладких границ раздела. В этом случае слои обоих веществ испарялись под

действием электронного пучка при давлении около  $10^{-6}$  мм рт. ст., а подложка охлаждалась до 77 К. Для этих зеркал коэффициенты отражения были близки к теоретическим значениям, но структуры из других комбинаций материалов не получались столь хорошими. Это также связано с накоплением ошибок в толщинах слоев, что на практике ограничивает число пар слоев десятью. Важный результат работы [22] состоял в демонстрации стабильности созданных многослойных зеркал: за период в 6 месяцев не наблюдалось уменьшения коэффициента отражения (либо оно было малым).

Для того чтобы увеличить число слоев с точно выдержанными толщинами, необходимо контролировать коэффициент отражения от растущей структуры непосредственно в процессе напыления. В напылительной системе, описанной выше, это было сделано путем подсоединения к ней рентгеновского источника и рентгеновского счетчика [9, 11, 12]. Источник давал характеристическое рентгеновское излучение с длинами волн 6,76 нм (бор), 4,47 нм (углерод) или 3,16 нм (азот в нитриде бора); углы падения составляли 60–65°. Кроме определения момента, когда следует закончить напыление слоя одного материала и начать напыление слоя другого материала, как об этом говорилось в разд. 5.1.2, система контроля позволяет немедленно определять момент, когда толщина слоя превышает оптимальное значение. Тогда следующий слой можно сделать тоньше, чтобы компенсировать ошибку, так что последующие слои будут расположены без сдвига фазы. Кроме того, если контроль ведется на рабочей длине волны и при рабочем угле падения, то в принципе нет необходимости точно знать оптические константы веществ.

С помощью описанной системы контроля были изготовлены многослойные зеркала, состоящие из слоев сплава рений – вольфрам с углеродом или бором, сплава золото – палладий с углеродом или бором, а также углеродные зеркала с ванадием, хромом, магнием, железом, никелем, кобальтом, рутением и платиной в качестве сильно поглощающих элементов. Использовались стеклянные или кремниевые подложки. Среди перечисленных зеркал нестабильные границы раздела оказались лишь у структур AuPd – В и Mg – С. Все другие комбинации веществ дают достаточно стабильные, пригодные для практического употребления многослойные зеркала с числом пар слоев порядка 100. Для структуры ReW–С наблюдалось увеличение толщины слоев примерно на 0,5% в год при комнатной температуре. Это старение может быть ускорено путем отжига при 400°С в течение нескольких часов в вакуумной печи [16], после чего некоторые зеркала (хром, железо, кобальт и никель с углеродом) обнаруживают уменьшение коэффициента отражения из-за увеличения межплоскостных шероховатостей и образования микрокристаллов в металлических слоях.

Оптические параметры всех этих зеркал довольно близки к предсказанным [11, 16]. Высота межплоскостных шероховатостей составляет от 0,2–0,4 нм для зеркал ReW–C до примерно 0,8 нм для структур V – C, Cr – C, Ru – C. Среди зеркал с малыми шероховатостями можно отметить структуры Pt – C (меньше 0,5 нм), Fe – Si Co – C (0,3–0,5 нм). Структура ReW – B, которая выглядит весьма подходящей для длин волн несколько меньше края поглощения углерода  $K_{\alpha}$ , имеет относительно большие межплоскостные шероховатости (0,7 нм). Шероховатость структур, полученных электронно-лучевым напылением, по-видимому, больше, чем в зеркалах, изготовленных магнетронным распылением [3].

**5.2.2.3. Лазерное испарение.** Как ионное распыление, так и термическое или электронно-лучевое испарение являются хорошо изученными методами, используемыми для самых разных целей. Как обсуждалось выше, эти методы полностью отвечают требованиям изготовления многослойных зеркал из ряда материалов. Методом, который может расширить набор используемых для напыления веществ [23], является лазерное испарение [10], называемое также и лазерным распылением [24].

Вынос вещества с поверхности твердого тела под действием импульсного лазерного излучения наблюдался для длин волн как инфракрасного [10, 25, 26], так и ультрафиолетового [24] диапазонов. Падающий лазерный пучок фокусируется на поверхности мишени, приводя в фокусе к плотности потока энергии порядка  $10^{13}$ – $10^{14}$  Вт/м<sup>2</sup>, достаточной для испарения мишени, но слишком низкой для образования плотной плазмы (термическое распыление или нестационарное испарение). При более низких плотностях потока порядка  $10^{12}$  Вт/м<sup>2</sup> распыление металлов в вакууме еще происходит, но как гидродинамическое явление [27] в результате нестационарного плавления. Чтобы понять, какой из механизмов более важен для конкретного материала, необходимо знать максимальную температуру поверхности, достигаемую в течение каждого лазерного импульса. Для термического распыления могут потребоваться температуры, превышающие точку кипения [24, 27], что не имеет особого значения при малой продолжительности импульса или при нагревании в вакууме, так как испарение происходит только с внешней поверхности и протекает в какой-то мере при всех температурах. При температуре кипения для испарения атома с поверхности тела обычно требуется несколько десятков наносекунд, тогда как лазерный импульс может вызывать испарение в течение нескольких наносекунд вблизи своего окончания, когда температура поверхности наибольшая. Поэтому испарением можно пренебречь, если температура поверхности значительно выше температуры кипения.



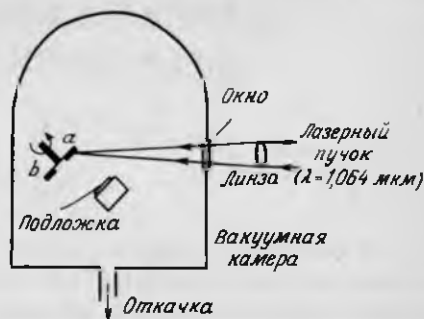


РИС. 5.11. Схема установки для изготовления многослойных зеркал методом лазерного испарения вещества (*a* и *b* – мишени из различных веществ).

Однако оценить температуру поверхности трудно, так как эффективность энерговклада в мишень известна плохо. Эта эффективность зависит от коэффициента отражения лазерного пучка от поверхности при высоких температурах и от доли лазерной энергии, поглощенной плазмой над поверхностью мишени. Несмотря на то что отражение от поверхности при высоких температурах, как правило, составляет менее 20% и им можно пренебречь, поглощение в плазме существенно, хотя количественно плохо известно. Температура поверхности зависит также от эффективности процессов диссипации энергии, среди которых основным является хорошо изученный процесс термической диффузии.

Было исследовано поведение ряда материалов при лазерном распылении. К ним относятся алюминий, молибден, платина, золото [27], углерод, вольфрам, рений [10, 27], тантал [10] и некоторые соединения [24]. Многослойные зеркала, состоящие из слоев тантала, вольфрама и рения с углеродом, были изготовлены с помощью установки, показанной на рис. 5.11 [10, 25, 26]. При этом контроля слоев не проводилось, их толщины оценивались по измеренным скоростям распыления. Напылялось порядка 50 слоев с периодом 6–8 нм и толщиной слоев сильно поглощающего вещества 0,3–2,5 нм. В диапазоне длин волн 5–8 нм были получены коэффициенты отражения примерно до 20%.

Испаренные атомы обычно имеют скорости в несколько единиц на  $10^4$  м/с, поэтому их осаждение на подложку, расположенную на расстоянии в несколько сантиметров от мишени, происходит через несколько микросекунд после импульса. Применяемые для напыления лазеры имеют частоту повторения импульсов около 10 Гц, поэтому можно использовать чередующиеся импульсы и для напыления пленок, и для образования плазмы, дающей мягкое рентгеновское излучение, которое можно применять в системе контроля толщин слоев. О практическом использовании установки такого типа пока не сообщалось, ее возможная конструкция обсуждается в гл. 11.

## ГЛАВА 6

# ДИФРАКЦИОННАЯ ОПТИКА

## I. ДИФРАКЦИОННЫЕ РЕШЕТКИ

### 6.1. ВВЕДЕНИЕ

В оптических системах мягкого рентгеновского диапазона используются два типа дифракционных элементов. Это линейные дифракционные решетки на плоских и изогнутых подложках и зонные пластинки. Дифракционные решетки применяются, например, в рентгеновских монохроматорах и спектрометрах, а зонные пластинки — в системах, формирующих изображение, т. е. в микроскопах и телескопах. Общие свойства дифракционных решеток всесторонне исследованы в работе [1]. В этой главе рассматриваются только те их особенности, которые важны для мягкого рентгеновского диапазона. Так как эффективность решеток в большей степени зависит от гладкости штрихов, чем от их профиля, этот вопрос обсуждается в гл. 7.

### 6.2. ПЛОСКИЕ ЛИНЕЙНЫЕ РЕШЕТКИ

Свойства плоских линейных решеток, очень подробно исследованные Строуком [2], кратко обсуждаются ниже на основе подхода Джеймса [3]. Приведенное рассмотрение не зависит от того, работает ли решетка в проходящем или (что более обычно для рентгеновского диапазона) отраженном излучении. Рассмотрим два штриха решетки  $L_1$  и  $L_2$  (рис. 6.1), которые будем считать здесь бесконечно тонкими и расположенными на расстоянии  $d$  друг от друга. Плоская монохроматическая волна, распространяющаяся в направлении  $\mathbf{p}_0$ , падает на решетку под углом  $\alpha$  к нормали поверхности и рассеивается штрихами  $L_1$  и  $L_2$  на угол  $\alpha + \beta$ , так что отраженная (или прошедшая) волна распространяется в направлении  $\mathbf{p}$  под углом  $\beta$  к нормали. Предположим, что две рассеянные вторичные волны приходят в точку  $Q$ , удаленную от решетки на расстояние  $R$ , причем  $R$  настолько велико по сравнению с размером  $|d|$ , что линии  $L_1Q$  и  $L_2Q$  можно считать параллельными. Разность хода двух параллельных волн в вакууме (показатель преломления равен единице) составляет

$$l = \mathbf{d} \cdot \mathbf{P}, \quad (6.1)$$

а соответствующая разность фаз равна

$$\phi = (2\pi/\lambda)\mathbf{d} \cdot \mathbf{P}, \quad (6.2)$$

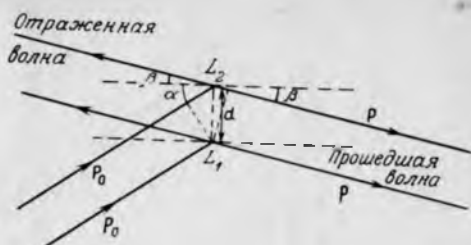


РИС. 6.1. К выводу уравнения плоской решетки.

где  $\lambda$  — длина волны излучения, а  $\mathbf{P} = \mathbf{p} - \mathbf{p}_0$ . Если обозначить через  $A_0$  амплитуду рассеянной волны на единичном расстоянии от рассеивателя  $L_1$ , то соответствующее возмущение в точке  $Q$  можно записать в следующем виде:

$$y_1 = (A_0/R) \exp(i\omega t). \quad (6.3)$$

Аналогично возмущение в точке  $Q$  от рассеивателя  $L_2$  равно

$$y_2 = (A_0/R) \exp\{i[\omega t + (2\pi/\lambda)\mathbf{d} \cdot \mathbf{P}]\}. \quad (6.4)$$

Полное возмущение  $Y$  в точке  $Q$ , обусловленное всей решеткой, находится суммированием отдельных возмущений (6.4) по всем штрихам решетки (т.е. по всем расстояниям  $d$ ). Получаем

$$Y = (A_0/R) \exp(i\omega t) \sum_{n=0}^{N-1} \exp\{i[(2\pi/\lambda)n\mathbf{d} \cdot \mathbf{P}]\} \quad (6.5)$$

$$= (A_0/R) \exp(i\omega t) \frac{1 - \exp\{i[(2\pi/\lambda)N\mathbf{d} \cdot \mathbf{P}]\}}{1 - \exp\{i[(2\pi/\lambda)\mathbf{d} \cdot \mathbf{P}]\}}, \quad (6.6)$$

где  $N$  — полное число штрихов. Интенсивность излучения в точке  $Q$  равна

$$I = YY^* = (|A_0|/R)^2 \frac{\sin^2[(N\pi/\lambda)\mathbf{d} \cdot \mathbf{P}]}{\sin^2[(\pi/\lambda)\mathbf{d} \cdot \mathbf{P}]} \quad (6.7)$$

с максимальным значением

$$I_{\max} = (|A_0|/R)^2 N^2, \quad (6.8)$$

достигаемым при

$$(\pi/\lambda)\mathbf{d} \cdot \mathbf{P} = m\pi, \quad (6.9)$$

где  $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ . Используя рис. 6.1, из последнего выражения получаем уравнение решетки

$$d(\sin \alpha + \sin \beta) = m\lambda. \quad (6.10)$$

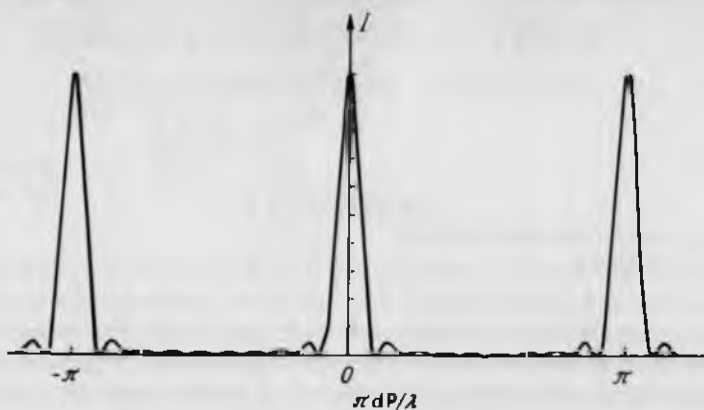


РИС. 6.2. Картина дифракции от плоской решетки с десятью штрихами.

Для иллюстрации на рис. 6.2 показана дифракционная картина, рассчитанная по формуле (6.7) для решетки, имеющей  $N = 10$  штрихов. На рисунке видно, что между двумя главными максимумами имеется  $N - 2$  вторичных максимумов, причем положение первого минимума определяется условием

$$(\pi/\lambda)d \cdot P = (m \pm 1/N)\pi. \quad (6.11)$$

На практике решетки имеют очень большое число штрихов  $N$ , поэтому интенсивность дифракции значительна лишь вблизи главных максимумов. Для решетки шириной  $W$  имеем

$$N = W/d. \quad (6.12)$$

Из-за спектральной зависимости условия (6.10) излучение с разными длинами волн дифрагирует в  $m$ -м порядке на различные углы  $\beta$  при одном и том же угле падения  $\alpha$ . Таким образом, разрешающая способность решетки может быть выражена в терминах спектральной селективности. Согласно критерию Рэлея, первое темное кольцо дифракционной картины для длины волны  $\lambda + \Delta\lambda/2$  должно совпадать с центральным пиком для длины волны  $\lambda - \Delta\lambda/2$ . Тогда разрешающая способность совершенной решетки в  $m$ -м порядке составляет

$$R_m = \lambda/\Delta\lambda = Nm - 1/2 \quad (6.13)$$

$$\approx Nm = Wm/d \quad (6.14)$$

для больших  $N$ . Таким образом, для высокого разрешения решетка должна иметь большое число штрихов (т. е. большую ширину). Используя выражения (6.10) и (6.14), находим

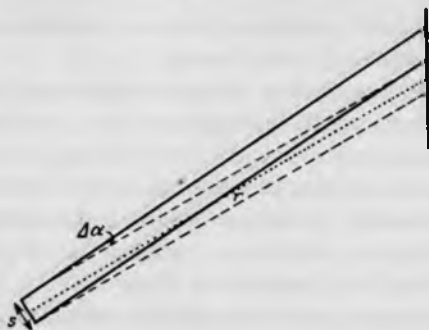


РИС. 6.3. Освещение плоской решетки источником конечных размеров  $s$ , расположенным на конечном расстоянии  $r$ .

$$R_m = (W/\lambda)(\sin \alpha + \sin \beta), \quad (6.15)$$

т. е. для данной длины волны высокое разрешение достигается при больших углах падения.

Дифференцируя уравнение (6.10) по  $\beta$ , находим угловую дисперсию плоской решетки

$$d\beta/d\lambda = m/d \cos \beta. \quad (6.16)$$

Упомянутые выше свойства решеток были получены в предположении плоской падающей волны, т. е. точечного источника в бесконечности. В случае источника конечных размеров  $s$ , расположенного на расстоянии  $r$  от решетки (рис. 6.3), предельное разрешение  $\Delta\lambda_s$  определяется условием

$$d[\sin(\alpha + \Delta\alpha) + \sin \beta] = m(\lambda + \Delta\lambda_s), \quad (6.17)$$

т. е.

$$\Delta\lambda_s = (d/m) \Delta\alpha \cos \alpha = (ds/mr) \cos \alpha. \quad (6.18)$$

### 6.3. ВОГНУТЫЕ СФЕРИЧЕСКИЕ РЕШЕТКИ

Плоские линейные решетки не фокусируют падающее излучение, а только разлагают его в спектр. Поэтому, если необходима фокусировка излучения, решетки должны использоваться совместно с другими элементами. Дифракционные решетки, нанесенные на изогнутые поверхности, можно использовать как фокусирующие элементы. Поскольку такие устройства являются отражательными, то, как об этом говорилось в гл. 2, необходимо использовать скользящее падение, чтобы получить высокие коэффициенты отражения в мягком рентгеновском диапазоне. Несмотря на это, поучитель-

но рассмотреть фокусирующие свойства решеток, нанесенных на изогнутые поверхности, для произвольных углов падения.

Роуланд в 1882 г. [4] предложил объединить плоскую решетку с вогнутой сферической поверхностью. Изображающие свойства таких систем рассматривались многими авторами, в частности Бейтлером [5] и Намиокой [6]; они могут быть установлены при помощи рис. 6.4, где использована система координат с началом в центре решетки. Рассмотрим излучение, выходящее из точки  $P(x, y, z)$  объекта, падающее на решетку в точке  $Q(\xi, \eta, \nu)$  и формирующее изображение в точке  $P'(x', y', z')$ . Координата указывает положение штрихов решетки и поэтому может принимать только дискретные значения, кратные периоду решетки  $d$ . Для образования изображения в точке  $P'$  разность хода между лучами, отраженными от решетки в разных точках, разделенных интервалом  $\xi$ , должна составлять  $\xi m \lambda / d$  (где  $m$  — порядок дифракции), так что оптическая длина пути  $QP'Q$  может быть представлена функцией

$$L = PQ + QP' + \xi m \lambda / d. \quad (6.19)$$

Расстояние  $PQ$  можно выразить через значения  $\xi, \eta, \nu$  и  $a$ , а  $QP'$  — через  $\xi, \eta, \nu, y'$  и  $\beta$ , (рис. 6.4) [6]. Используя затем принцип Ферма, можно определить положение изображения  $P'$  из условия, что  $L$  принимает экстремальное значение для любой точки  $Q$ , т. е.

$$\partial L / \partial \xi = 0 \quad \text{и} \quad \partial L / \partial \eta = 0. \quad (6.20)$$

В общем случае уравнениям (6.20) одновременно удовлетворить нельзя, т. е., строго говоря, фокуса нет; следовательно, сферическая решетка не

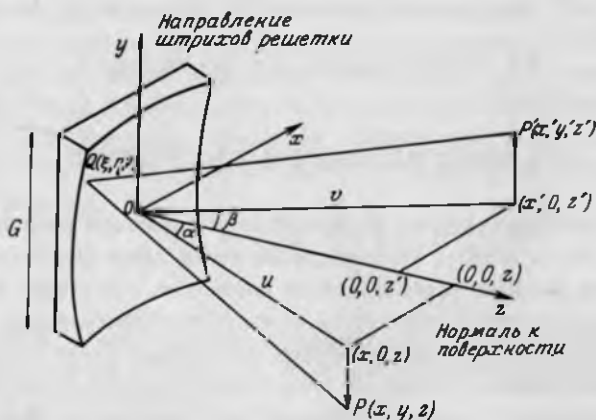


РИС. 6.4. Формирование изображения вогнутой сферической решеткой.

формирует совершенного изображения. Излучение, дифрагированное в точке  $Q(\xi, \eta, \nu)$ , распространяется в направлении, которое задается значениями угла  $\beta$  и отношения  $y'/u$ , которые являются функциями  $\xi$  и  $\eta$ . Таким образом, направление дифракции изменяется при изменении положения точки  $Q$ , так что в фокальной плоскости освещаются разные точки  $P'$ : точечный источник фокусируется в вертикальную линию в горизонтальном фокусе и в горизонтальную линию в вертикальном фокусе. Изображение имеет наименьшие aberrации в том случае, когда  $\beta$  и  $y'/u$  не зависят (или слабо зависят) от  $\xi$  и  $\eta$ . Для излучения, дифрагированного от центра решетки ( $POP'$ ), уравнения (6.20) приводят к соотношениям

$$d(\sin \alpha + \sin \beta_0) = m\lambda(1 + y^2/u^2)^{1/2}, \quad (6.21)$$

$$y/u = -y'_0/v_0, \quad (6.22)$$

где  $u_0$ ,  $\beta_0$  и  $y'_0$  определяют точку изображения в случае совмещения точки  $Q$  с началом координат  $O$ . Последние два соотношения представляют собой уравнение решетки и геометрическое соотношение между точками объекта и его изображения соответственно. При  $y \ll u$  соотношение (6.21) сводится к уравнению плоской решетки. Разлагая уравнение (6.20) вблизи значений  $u_0$ ,  $\beta_0$ ,  $y'_0$ , запишем общие соотношения в следующей форме:

$$c_{\beta_0} \Delta\beta = \frac{1}{2} \sum_{n=0}^{\infty} (n+2) \xi^{n+1} [(s_{\alpha}/u)^n (c_{\alpha}^2/u - c_{\alpha}/\rho) + (s_{\beta}/v)^n (c_{\beta}^2/v - c_{\beta}/\rho)] + O(\xi^2/R^2), \quad (6.23)$$

$$\Delta(y'/v) = \eta(1/u - c_{\alpha}/\rho + 1/v - c_{\beta}/\rho) + O(\xi^2/\rho^2), \quad (6.24)$$

где  $\beta = \beta_0 + \Delta\beta$ ,  $y'/v = y'_0/v_0 + \Delta(y'/v)$ ,  $\rho$  — радиус кривизны поверхности решетки,  $c_{\theta} = \cos \theta$  и  $s_{\theta} = \sin \theta$ . Таким образом, чтобы зависимость  $\beta$  и  $y'/v$  от  $\xi$  и  $\eta$  была минимальной, необходимо, чтобы наибольшие члены в соотношениях (6.23) и (6.24) обратились в нуль за счет правильного расположения решетки. Из уравнения (6.23) находим условие наилучшей горизонтальной фокусировки

$$c_{\alpha}^2/u - c_{\alpha}/\rho + c_{\beta}^2/v - c_{\beta}/\rho = 0. \quad (6.25)$$

Уравнение (6.25) имеет следующие два решения:

$$u = \infty, \quad v = \rho c_{\beta}^2 / (c_{\alpha} + c_{\beta}), \quad (6.26)$$

$$u = \rho c_{\alpha}, \quad v = \rho c_{\beta}. \quad (6.27)$$

Решение (6.26) соответствует расположению объекта на бесконечности, т. е.



РИС. 6.5. Круг Роуленда.

плоской падающей волне, и определяет геометрию схемы Водсворта [7]. Решение (6.27) показывает, что дифрагированное излучение (независимо от длины волны) фокусируется в горизонтальной плоскости на окружности диаметром  $\rho$  (круг Роуленда), равным радиусу кривизны решетки, если объект и решетка также расположены на этой окружности (схема Роуленда), а нормаль к решетке совпадает с диаметром окружности (рис. 6.5).

Условие наилучшей вертикальной фокусировки, найденное из уравнения (6.24), записывается в виде

$$1/u - c_\alpha/\rho + 1/v - c_\beta/\rho = 0 \quad (6.28)$$

и также имеет два решения

$$u = \infty, \quad v = \rho/(c_\alpha + c_\beta), \quad (6.29)$$

$$u = \rho/c_\alpha, \quad v = \rho/c_\beta. \quad (6.30)$$

В схеме Водсворта вертикальный и горизонтальный фокусы совпадают при любых значениях углов падения  $\alpha$ , если изображение объекта рассматривать в направлении нормали к решетке. В схеме Роуленда [4] фокусы совпадают в тривиальном случае  $c_\alpha = c_\beta = 1$ . При этих условиях сферическая решетка дает стигматическое изображение. Так как величина  $\Delta\beta$  связана с угловой шириной изображения, а значение  $\Delta(y'/v)$  определяет астигматизм, в большинстве случаев целесообразнее удовлетворять условию (6.25), при котором основным типом aberrаций сферической решетки является астигматизм. Но полностью разделить aberrации невозможно, так как они тесно связаны друг с другом. Aberrации низких порядков, такие, как кома, тождественно равны нулю для схем Роуленда, которые, таким образом, являются более предпочтительными для достижения высокого разрешения. Введя обозначения  $t_\theta = s_\theta/c_\theta$ ,  $Z^2 = 1 + (y/\rho c_\alpha)^2$ ,  $Z'^2 = 1 + (y'/\rho c_\beta)^2$ ,



из уравнений (6.19) – (6.22) находим

$$\begin{aligned}
 L = & \rho(Zc_\alpha + Z'c_\beta) + \xi(m\lambda/d - s_\alpha/Z - s_\beta/Z') \\
 & - (\eta/\rho)(y/Zc_\alpha + y'/Z'c_\beta) + (\eta^2/2\rho)(s_\alpha t_\alpha + s_\beta t_\beta) \\
 & + (\xi/2\rho^2)[\eta^2(s_\alpha t_\alpha^2 + s_\beta t_\beta^2) - 2\eta(yt_\alpha/c_\alpha + y't_\beta/c_\beta)] \\
 & + \{\eta^2\xi^2(s_\alpha t_\alpha^3 + s_\beta t_\beta^3) - 2\eta\xi^2(yt_\alpha^2/c_\alpha + y't_\beta^2/c_\beta) \\
 & + \xi^2(y^2t_\alpha^2/c_\alpha + y'^2t_\beta^2/c_\beta) + (\xi^2 + \eta^2)^2(s_\alpha t_\alpha + s_\beta t_\beta)/4 \\
 & - \eta^2[(\eta s_\alpha^2 - 2y)^2 + 2y^2s_\alpha^2]/4c_\alpha^3 - \eta[(\eta s_\beta^2 - 2y')^2 \\
 & + 2y'^2s_\beta^2]/4c_\beta^3\}/2\rho^3 + O(\xi^5/\rho^4), \tag{6.31}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \partial L/\partial \xi = 0 = & (m\lambda/d - s_\alpha/Z - s_\beta/Z') + [\eta^2(s_\alpha t_\alpha^2 + s_\beta t_\beta^2) \\
 & - 2\eta(yt_\alpha/c_\alpha + y't_\beta/c_\beta)]/2\rho^2 \\
 & + (\xi/\rho^3)[\eta^2(s_\alpha t_\alpha^3 + s_\beta t_\beta^3) - 2\eta(yt_\alpha^2/c_\alpha + y't_\beta^2/c_\beta) \\
 & + (y^2t_\alpha^2/c_\alpha + y'^2t_\beta^2/c_\beta) + (\xi^2 + \eta^2)(s_\alpha t_\alpha + s_\beta t_\beta)/2] \\
 & + O(\xi^4/\rho^4), \tag{6.32}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \partial L/\partial \eta = 0 = & -(y/Zc_\alpha + y'/Z'c_\beta)/\rho + (\eta/\rho)(s_\alpha t_\alpha + s_\beta t_\beta) \\
 & + (\xi/\rho^2)[\eta(s_\alpha t_\alpha^2 + s_\beta t_\beta^2) - (yt_\alpha/c_\alpha + y't_\beta/c_\beta)] \\
 & + \{\eta\xi^2(s_\alpha t_\alpha^3 + s_\beta t_\beta^3) - \xi^2(yt_\alpha^2/c_\alpha + y't_\beta^2/c_\beta) \\
 & + (\xi^2 + \eta^2)(s_\alpha t_\alpha + s_\beta t_\beta)/2 \\
 & - \eta[(\eta s_\alpha^2 - 2y)(\eta s_\alpha^2 - y) + y^2s_\alpha^2]/c_\alpha^3 \\
 & - \eta[(\eta s_\beta^2 - 2y')(\eta s_\beta^2 - y') + y'^2s_\beta^2]/c_\beta^3\}/\rho^3 \\
 & + O(\xi^4/\rho^4), \tag{6.33}
 \end{aligned}$$

$$d(s_\alpha + s_\beta) = m\lambda Z, \tag{6.34}$$

$$y/c_\alpha = -y'_0/c_{\beta_0}. \tag{6.35}$$

### 6.3.1. АБЕРРАЦИИ В СХЕМЕ РОУЛАНДА

Если  $y_0$  и  $y'_0$  –  $y$ -координаты центра объекта и соответствующей точки изображения для излучения, отраженного от центра решетки, то  $y$ -координаты любой точки объекта и изображения составляют  $y = y_0 + \Delta y$  и  $y' = y'_0 + \Delta y'$  соответственно. Точно так же, если  $\beta_0$  – угол дифракции для излучения, отраженного от центра решетки, то угол дифракции при отражении

от точки  $Q$  ( $\xi, \eta, \nu$ ) равен  $\beta = \beta_0 + \Delta\beta$ . Предположим, что объект параллелен штрихам решетки (случай, когда он наклонен на небольшой угол, рассмотрен Намиокой [6]), тогда из формул (6.33) – (6.35) находим выражение для координаты  $\eta$ :

$$\eta = [c_{\beta_0} \Delta y + c_{\alpha} \Delta y' + (\xi/\rho A) s_{\alpha-\beta_0} (y_0 A/c_{\alpha} + s_{\beta_0}^2 \Delta y - s_{\alpha}^2 \Delta y') + O(\xi^3/\rho^2)]/A, \quad (6.36)$$

где

$$A = s_{\alpha}^2 c_{\beta_0} + c_{\alpha} s_{\beta_0}^2. \quad (6.37)$$

Аналогично из выражений (6.32) и (6.34) – (6.36) получаем

$$c_{\beta_0} \Delta\beta = [B y_0 \Delta y - D y_0 \Delta y' + E (\Delta y)^2 + F (\Delta y')^2 - H \Delta y \Delta y']/2\rho^2 + (\xi/\rho^3) \{J y_0 \Delta y - K y_0 \Delta y' + M (\Delta y)^2 + N (\Delta y')^2 + P \Delta y \Delta y' + [\xi^2 A c_{\alpha}^2 + 4y_0^2 A - 4y_0^2 s_{\alpha-\beta_0}^2/A]/2c_{\alpha}^3 c_{\beta_0}\} + O(\xi^4/\rho^4), \quad (6.38)$$

где

$$B = 2(s_{\alpha} - s_{\alpha-\beta_0}/A)/c_{\alpha}^2, \quad (6.39)$$

$$D = 2(s_{\beta_0} + s_{\alpha-\beta_0}/A)/c_{\alpha} c_{\beta_0}, \quad (6.40)$$

$$E = (s_{\alpha} - s_{\alpha} c_{\beta_0}/A - s_{\beta_0}^2 c_{\alpha} s_{\alpha-\beta_0}/A^2)/c_{\alpha}^2, \quad (6.41)$$

$$F = (s_{\beta_0} - s_{\beta_0} c_{\alpha}/A + s_{\alpha}^2 c_{\beta_0} s_{\alpha-\beta_0}/A^2)/c_{\beta_0}^2, \quad (6.42)$$

$$H = 2s_{\alpha} s_{\beta_0} (s_{\alpha} + s_{\beta_0})/A, \quad (6.43)$$

$$J = 2t_{\alpha}/c_{\alpha} - s_{\alpha-\beta_0} [2s_{\alpha+\beta_0} + s_{\alpha} c_{\beta_0} + c_{\alpha} (s_{\beta_0}^2 s_{\alpha-\beta_0} - c_{\alpha} c_{\beta_0}^2)]/A c_{\alpha}^3 c_{\beta_0}, \quad (6.44)$$

$$K = [2s_{\beta_0}^2 c_{\alpha} + s_{\alpha-\beta_0} (2s_{\alpha+\beta_0} + s_{\beta_0} c_{\alpha} - c_{\alpha}^2 c_{\beta_0}^2/A)/A - s_{\alpha}^2 c_{\beta_0} s_{\alpha-\beta_0}^2/A^2]/c_{\alpha}^2 c_{\beta_0}^2, \quad (6.45)$$

$$M = c_{\beta_0}^2 (s_{\alpha} t_{\alpha}^3 + s_{\beta_0} t_{\beta_0}^3) + t_{\alpha}^3/c_{\alpha} + c_{\beta_0} (1 - 5s_{\alpha}^2)/2Ac_{\alpha}^3 - s_{\alpha-\beta_0} s_{\beta_0}^2 (t_{\alpha}/c_{\alpha} - c_{\beta_0}/A)/A^2, \quad (6.46)$$

$$N = c_{\alpha}^2 (s_{\alpha} t_{\alpha}^3 + s_{\beta_0} t_{\beta_0}^3) + t_{\beta_0}^3/c_{\beta_0} + c_{\alpha} (1 - 5s_{\beta_0}^2)/2Ac_{\beta_0}^3 + s_{\alpha-\beta_0} s_{\alpha}^2 (t_{\beta_0}/c_{\beta_0} - c_{\alpha}/A)/A^2, \quad (6.47)$$

$$P = 2c_{\alpha} c_{\beta_0} (s_{\alpha} t_{\alpha}^3 + s_{\beta_0} t_{\beta_0}^3) + (1 - 2t_{\alpha}^2 - 2t_{\beta_0}^2)/A + s_{\alpha-\beta_0} [s_{\alpha} t_{\alpha}^2 - s_{\beta_0} t_{\beta_0}^2 (s_{\alpha}^2 c_{\beta_0} - c_{\alpha} s_{\beta_0}^2)/A]/A^2. \quad (6.48)$$

Координаты объекта и его изображения ограничены соответственно

условиями

$$-l/2 \leq \Delta y \leq l/2, \quad (6.49)$$

$$-AG/2c_\alpha - c_{\beta_0} \Delta y/c_\alpha \leq \Delta y' \leq AG/2c_\alpha - c_{\beta_0} \Delta y/c_\alpha, \quad (6.50)$$

где  $l$  — размер объекта (в направлении  $y$ ), а  $G$  — длина освещенной части штрихов решетки. Для объекта, центр которого расположен в плоскости, проходящей через центр решетки и нормаль к ней ( $y_0 = 0$ ), выражения (6.36) и (6.38) принимают вид

$$\eta = [c_{\beta_0} \Delta y + c_\alpha \Delta y' + \xi s_{\alpha-\beta_0} (s_{\beta_0}^2 \Delta y - s_\alpha^2 \Delta y') / \rho A], \quad (6.51)$$

$$c_{\beta_0} \Delta \beta = [E(\Delta y)^2 + F(\Delta y')^2 - H \Delta y \Delta y'] / 2\rho^2 + (\xi/\rho^2)[M(\Delta y)^2 + N(\Delta y')^2 + P \Delta y \Delta y' + \xi^2 A/2c_\alpha c_{\beta_0}]. \quad (6.52)$$

Угловая ширина изображения точки объекта определяется выражением (6.52). Так как она связана со значениями  $\Delta y$  и  $\Delta y'$ , то изображение прямолинейного объекта окажется искривленным. Астигматизм определяется выражением (6.51), из которого получаем

$$\Delta y' = [A\eta - \Delta y(c_{\beta_0} + s_{\alpha-\beta_0} s_{\beta_0}^2 / \rho A)] / (c_\alpha - \xi s_{\alpha-\beta_0} s_\alpha^2 / \rho A). \quad (6.53)$$

Из этой формулы, считая, что координата  $\eta$  может изменяться от  $-G/2$  до  $+G/2$ , находим увеличение размера изображения из-за астигматизма

$$(\Delta y')_{ast} = AG / (c_\alpha - \xi s_{\alpha-\beta_0} s_\alpha^2 / \rho A), \quad (6.54)$$

которое при  $\xi = 0$  можно представить в виде

$$(\Delta y')_{ast} = G(s_\alpha t_\alpha c_{\beta_0} + s_{\beta_0}^2).$$

Таким образом, если длина объекта  $l$ , то полная длина его изображения равна

$$(\Delta y')_{tot} = lc_{\beta_0}/c_\alpha + AG / (c_\alpha - \xi s_{\alpha-\beta_0} s_\alpha^2 / \rho A). \quad (6.55)$$

При скользющем падении ( $\alpha \rightarrow 90^\circ$ ) из-за астигматизма длина изображения становится очень большой. Это демонстрирует рис. 6.6 для типичной дифракционной решетки ( $\rho = 1$  м, 1200 штрих/мм, используется первый порядок дифракции для излучения с длиной волны 4,4 нм).

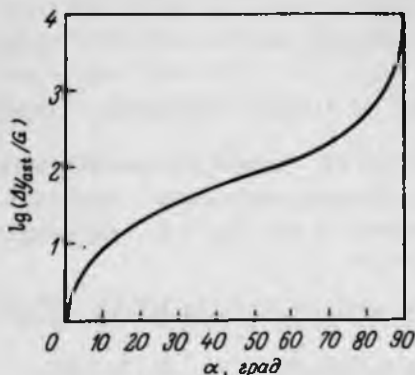


РИС. 6.6. Увеличение длины изображения из-за астигматизма в зависимости от угла падения для вогнутой сферической решетки в схеме Роуланда.

### 6.3.2. РАЗРЕШАЮЩАЯ СПОСОБНОСТЬ СФЕРИЧЕСКОЙ РЕШЕТКИ

Для определения разрешающей способности сферической решетки необходимо использовать модифицированный критерий Рэлея, так как распределение интенсивности по дифракционным максимумам отличается от случая плоской решетки. Из критерия Рэлея для плоской решетки следует, что минимум интенсивности между двумя еще различимыми линиями (равной интенсивности) составляет  $8/\pi^2$  от максимального значения. Разрешающая способность искривленной решетки может быть определена в терминах той же интенсивности в минимуме [6]; получаемое в результате выражение зависит от ширины решетки. Но оптимальная ширина решетки ограничена сферическими aberrациями; ее значение с хорошей точностью равно диаметру первой (самой широкой) зоны Френеля на поверхности решетки при  $\eta = 0$  для  $y = y' = 0$ . Разность хода лучей, попадающих в центр и на край этой зоны, составляет  $\lambda/4$ , поэтому из соотношения (6.31) имеем

$$\lambda/4 = (\xi_1^4/8\rho^3)(s_\alpha t_\alpha + s_{\beta_0} t_{\beta_0}), \quad (6.56)$$

где  $\xi_1$  —  $x$ -координата края первой зоны Френеля при  $\eta = 0$ . Отсюда находим

$$\xi_1 = \pm [2\rho^3\lambda/(s_\alpha t_\alpha + s_{\beta_0} t_{\beta_0})]^{1/4}, \quad (6.57)$$

а оптимальная ширина решетки составляет

$$W_{\text{opt}}^G = 2|\xi_1| = 2[2\rho^3\lambda/(s_\alpha t_\alpha + s_{\beta_0} t_{\beta_0})]^{1/4}. \quad (6.58)$$

Пользуясь приближением физической оптики вместо использованного выше геометрического подхода, т. е. записывая распределение интенсив-

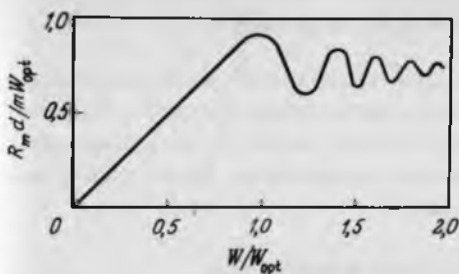


РИС. 6.7. Зависимость разрешающей способности сферической решетки от ее ширины.

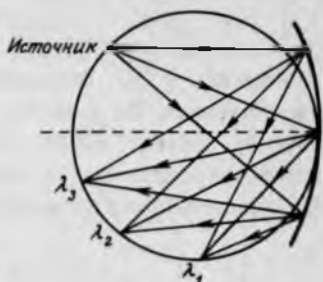


РИС. 6.8. Угловая дисперсия сферической решетки в схеме Роуленда.

ности в виде

$$\int_{-W/2}^{W/2} d\xi \int_{-G/2}^{G/2} d\eta \delta_n \exp(2\pi i L/\lambda), \quad (6.59)$$

где  $\delta_n$  — амплитуда волны, дифрагированной на  $n$ -м штрихе решетки, вносящая вклад в суммарную амплитуду в точке изображения, получаем [8]

$$W_{\text{opt}}^P = 2.36 [4\rho^3 \lambda / \pi (s_{\alpha} t_{\alpha} + s_{\beta_0} t_{\beta_0})]^{1/4}. \quad (6.60)$$

Таким образом,

$$W_{\text{opt}}^P / W_{\text{opt}}^G = 1.054. \quad (6.61)$$

Такое различие в значениях  $W_{\text{opt}}$  при некоторой неоднозначности в определении разрешающей способности обычно неважно. Запишем выражение для оптимальной ширины в виде

$$W_{\text{opt}} = 2.361 \Delta, \quad (6.62)$$

где  $\Delta$  определяется либо выражением (6.58), либо выражением (6.60). Значения разрешающей способности для решетки шириной  $W$ , найденные на основе модифицированного критерия Рэлея, показаны на рис. 6.7, из которого получаем

$$R_m = Wm/d, \quad W \leq W_{\text{opt}}/1.18, \quad (6.63)$$

$$R_m^{\text{opt}} = 0.92 W_{\text{opt}} m/d, \quad W = W_{\text{opt}}, \quad (6.64)$$

$$R_m = 0.75 W_{\text{opt}} m/d, \quad W \gg W_{\text{opt}}. \quad (6.65)$$

Угловая дисперсия сферической решетки, происхождение которой такое же, как и для плоской решетки, иллюстрируется на рис. 6.8: различные длины волн фокусируются в разных точках круга Роуленда.

## 6.4. АСФЕРИЧЕСКИЕ РЕШЕТКИ

Изменяя форму поверхности решетки, теоретически можно уменьшить все aberrации. На практике такая поверхность может оказаться сложной, если ее вообще можно изготовить. Поэтому ниже будут рассмотрены только тороидальные и эллипсоидальные поверхности. Более общее рассмотрение вопроса содержится в работе [9].

## 6.4.1. ТОРОИДАЛЬНЫЕ РЕШЕТКИ [10]

Если решетка расположена на тороидальной поверхности (рис. 6.9) с радиусами кривизны  $\rho_a$  и  $\rho_b$ , то условие горизонтальной фокусировки (6.25) имеет вид

$$c_\alpha^2/u - c_\alpha/\rho_a + c_\beta^2/v - c_\beta/\rho_b = 0, \quad (6.66)$$

а условие вертикальной фокусировки (6.28) принимает вид

$$1/u - c_\alpha/\rho_b + 1/v - c_\beta/\rho_a = 0. \quad (6.67)$$

В рассматриваемом случае оказывается возможным удовлетворить этим двум условиям одновременно, если

$$\rho_a/\rho_b = c_\alpha c_\beta = \cos \alpha \cos \beta. \quad (6.68)$$

Таким образом, для любого угла падения  $\alpha$  на круге Роуленда имеются две стигматические точки, определяемые двумя углами дифракции  $\beta$  и  $-\beta$ , как показано на рис. 6.10. Стигматические изображения могут быть получены для различных длин волн за счет варьирования угла  $\alpha$ . Можно также определить диапазон квазистигматических длин волн, в котором астигматизм меньше некоторого заданного значения. Если для некоторой длины волны астигматизма нет, то aberrации высших порядков все еще оста-

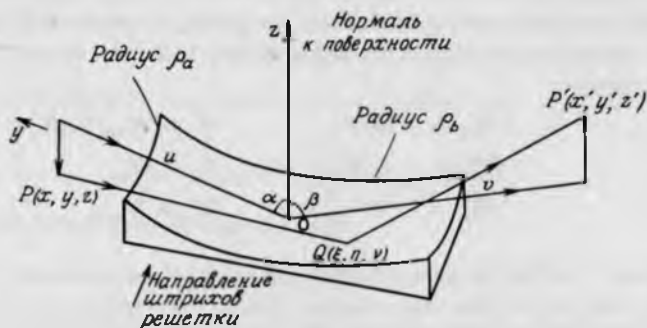


РИС. 6.9. Формирование изображения тороидальной решеткой.

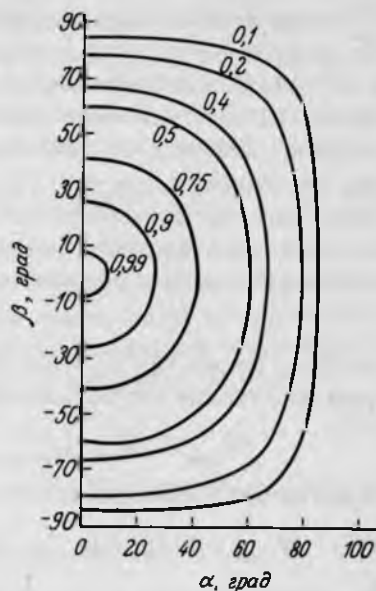


РИС. 6.10. Стигматические точки тороидальной и эллипсоидальной решеток. Цифры на кривых соответствуют значениям отношения  $\rho_b/\rho_a$  для тороидальной решетки или  $(b/a)^2$  для эллипсоидальной решетки.

ются. Анализ оптической длины пути (на основе принципа Ферма) аналогично тому, как это сделано для сферической решетки, дает следующие выражения для абберационных членов [10].

Кома:

$$\Delta x = [(t_\alpha/c_\alpha)(\rho_b - \rho_a c_\alpha^2) + (t_{\beta_0}/c_{\beta_0})(\rho_b - \rho_a c_{\beta_0}^2)]\eta^2/2\rho_a\rho_b + [(t_\alpha^2/c_\alpha)(\rho_b - \rho_a c_\alpha^2) + (t_{\beta_0}^2/c_{\beta_0})(\rho_b - \rho_a c_{\beta_0}^2)]\eta^2\xi/2\rho_a^2\rho_b, \quad (6.69)$$

$$\Delta y = [(t_\alpha/c_\alpha)(\rho_b - \rho_a c_\alpha^2) + (t_{\beta_0}/c_{\beta_0})(\rho_b - \rho_a c_{\beta_0}^2)]\xi\eta/\rho_a\rho_b + [(t_\alpha^2/c_\alpha)(\rho_b - \rho_a c_\alpha^2) + (t_{\beta_0}^2/c_{\beta_0})(\rho_b - \rho_a c_{\beta_0}^2)]\xi^2\eta/\rho_a^2\rho_b. \quad (6.70)$$

Кривизна поля:

$$\Delta x = (\eta y'/\rho_a c_{\beta_0} \cos \phi)(t_\alpha - t_{\beta_0}) + (y'^2/2\rho_a c_{\beta_0}^2 \cos \phi)(s_\alpha + s_{\beta_0}), \quad (6.71)$$

$$\Delta y = (\xi y'/\rho_a c_{\beta_0} \cos \phi)(t_\alpha - t_{\beta_0}), \quad (6.72)$$

где  $\phi$  — угол между  $QP'$  и нормалью к фокальной плоскости в точке  $P'$ .

Торическая абберация:

$$T = (s_\alpha t_\alpha + s_{\beta_0} t_{\beta_0})(\xi^4/8\rho_a^3 + \xi^2\eta^2/4\rho_a^2\rho_b) + \eta^4(c_\alpha + c_{\beta_0})(\rho_b - \rho_a c_\alpha c_{\beta_0})/8\rho_a\rho_b^3 c_\alpha c_{\beta_0}. \quad (6.73)$$

Вклад от комы существен даже в стигматических точках. Торическая aberrация сводится к сферической aberrации сферической решетки для  $\eta = 0$ . Член, пропорциональный  $\eta^4$ , обращается в нуль в стигматических точках. Но член, пропорциональный  $\xi^2 \eta^2$ , может существенно снизить разрешение; например, он сравнивается со слагаемым, описывающим сферическую aberrацию, при  $\eta^2 = \xi^2 \rho_b / 2\rho_a$ . Это означает, что разрешение, достижимое для тороидальной решетки, меньше того, какое возможно для сферической. Для сохранения высокого разрешения апертура тороидальной решетки должна быть ограничена условием

$$T \leq \lambda/4, \quad (6.74)$$

которое, так же как в случае сферической решетки, приводит к следующим выражениям для оптимальной ширины по  $x$ -координате [10]:

$$W_{x, \text{opt}} = 2\{2\rho_a^3 \lambda t_{(\alpha+\beta_0)/2} c_\alpha c_{\beta_0} / [(s_\alpha + s_{\beta_0})(1 - c_\alpha c_{\beta_0})]\}^{1/4} \quad (6.75)$$

и для оптимальной ширины по  $y$ -координате:

$$W_{y, \text{opt}} = 2\{2\rho_a^3 \rho_b^3 \lambda t_{(\alpha+\beta_0)/2} c_\alpha c_{\beta_0} / [(s_\alpha + s_{\beta_0})(\rho_b - \rho_a c_\alpha c_{\beta_0})]\}^{1/4}. \quad (6.76)$$

Заметим, что для сферической решетки выражение (6.75) дает тот же результат, что и формула (6.58).

#### 6.4.2. ЭЛЛИПСОИДАЛЬНЫЕ РЕШЕТКИ [11]

Условия для построения изображения с помощью эллипсоидальной решетки могут быть установлены способом, до некоторой степени аналогичным тому, который применяется для анализа свойств сферической решетки на основе рис. 6.4. Если через  $a$ ,  $b$  и  $c$  обозначить полуоси эллипсоида в направлениях  $x$ ,  $y$  и  $z$  соответственно, то условия фокусировки (6.25) и (6.28) заменяются следующими условиями:

$$c_\alpha^2/u - c_\alpha c/a^2 + c_\beta^2/v - c_\beta c/a^2 = 0, \quad (6.77)$$

$$1/u - c_\alpha c/b^2 + 1/v - c_\beta c/b^2 = 0. \quad (6.78)$$

Эти уравнения имеют одновременно решения, если

$$(b/a)^2 = c_\alpha c_\beta = \cos \alpha \cos \beta, \quad (6.79)$$

Решения имеют вид

$$u = c_\alpha a^2/c, \quad v = c_\beta a^2/c \quad (6.80)$$

и описывают круг диаметром  $a^2/c$  в плоскости  $zx$ , который аналогичен кругу Роуанда для сферической решетки. Для любого значения угла



падения  $\alpha$ , как и в случае тороидальной решетки, имеются две стигматические точки, определяемые углами  $\beta$  и  $-\beta$ , как показано на рис. 6.10. Для других значений угла дифракции анализ, подобный тому, который был использован при рассмотрении сферических решеток, приводит к следующему выражению для увеличения длины изображения из-за астигматизма:

$$(\Delta y')_{\text{ast}} = G(1 + c_{\beta_0}/c_\alpha) |1 - (a/b)^2 c_\alpha c_{\beta_0}|, \quad (6.81)$$

где  $G$  — размер освещенной области решетки вдоль штрихов. Выражение (6.81) справедливо для решеток, ширина которых меньше найденного ниже оптимального значения, а штрихи параллельны одной из осей эллипсоида ( $\xi = 0$ ). Из сравнения с выражением (6.54) находим, что астигматизм для эллипсоидальной решетки меньше, чем для сферической, если

$$(1 + c_{\beta_0}/c_\alpha) |1 - (a/b)^2 c_\alpha c_{\beta_0}| < s_\alpha^2 c_{\beta_0}/c_\alpha + s_{\beta_0}^2. \quad (6.82)$$

Если  $1 - (a/b)^2 c_\alpha c_{\beta_0} > 0$ , неравенство (6.82) принимает следующий вид:

$$(a/b)^2 > 1; \quad (6.83)$$

при этом на значения углов  $\alpha$  и  $\beta_0$  не накладывается ограничений. При  $1 - (a/b)^2 c_\alpha c_{\beta_0} < 0$  выражение (6.82) дает

$$(a/b)^2 < 2/c_\alpha c_{\beta_0} - 1. \quad (6.84)$$

Для данной решетки ( $a/b$  фиксировано) последнее неравенство определяет диапазон значений углов  $\alpha$  и  $\beta_0$ , при которых эллипсоидальная решетка приводит к меньшему астигматизму, чем сферическая.

Оптимальное значение  $(b/a)^2$ , при котором астигматизм минимален в диапазоне углов дифракции  $\beta_1 \leq \beta_0 \leq \beta_2$  при заданном угле падения, определяется из условия минимизации среднего значения функции

$$g = \{(1 + c_{\beta_0}/c_\alpha)[1 - (a/b)^2 c_\alpha c_{\beta_0}]\}^2 \quad (6.85)$$

в заданном интервале изменения угла  $\beta_0$ . Решая уравнение

$$\frac{\partial}{\partial (a^2/b^2)} \int_{\beta_1}^{\beta_2} g d\beta_0 = 0 \quad (6.86)$$

и вводя обозначение  $S_n = \sin(n\beta_2) - \sin(n\beta_1)$ , получаем в результате

$$(b/a)_{\text{opt}}^2 = \frac{(\beta_2 - \beta_1)(3 + 4c_\alpha^2) + 12S_1 c_\alpha + 2S_2(1 + c_\alpha^2) + 4S_3 c_\alpha/3 + S_4/4}{8(\beta_2 - \beta_1) + 2S_1(4c_\alpha + 3/c_\alpha) + 4S_2 + 2S_3/3c_\alpha}. \quad (6.87)$$

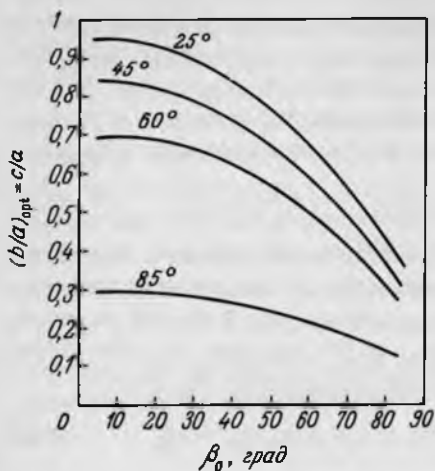


РИС. 6.11. Оптимальное отношение полуосей для эллипсоидальных решеток при  $\beta_2 - \beta_1 = 10^\circ$  и разных значениях угла  $\alpha$ .

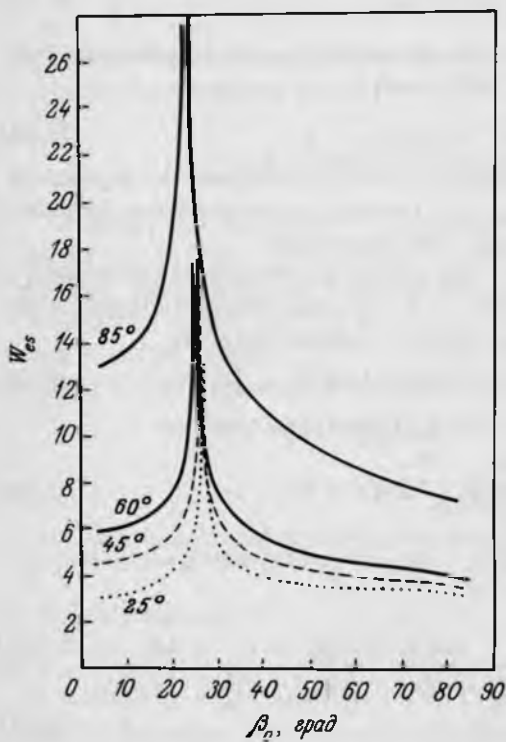


РИС. 6.12. Сравнение оптимальных ширин эллипсоидальной и сферической решеток при  $\beta_2 - \beta_1 = 10^\circ$  и разных значениях угла  $\alpha$ .

Так же как для сферической и тороидальной решеток, оптимальная ширина эллипсоидальной решетки определяется из условия, что сферическая абберация не должна превышать  $\lambda/4$ :

$$(\xi^4 c^3 / 8a^6) [1/c_\alpha + 1/c_{\beta_0} - a^2(c_\alpha + c_{\beta_0})/c^2] = \lambda/4, \quad (6.88)$$

так что

$$W_{\text{opt}} = 2|\xi| = 2\{2a^6 \lambda c_\alpha c_{\beta_0} / [c^3(c_\alpha + c_{\beta_0}) |1 - a^2 c_\alpha c_{\beta_0} / c^2|]\}^{1/4}. \quad (6.89)$$

Если в выражении (6.89)  $c$  и  $a$  положить равным друг другу, то оно станет точно таким же, как для сферической решетки радиуса  $a$ . При этом значение  $b$  остается свободным параметром, который следует найти из выражения (6.87), чтобы уменьшить астигматизм. Таким образом, отношение  $W_{\text{es}}$  оптимальных ширин эллипсоидальной ( $W_{\text{opt}})_e$  и сферической ( $W_{\text{opt}})_s$  решеток равно

$$W_{\text{es}} = [(a/c)^3 (1 - c_\alpha c_{\beta_0}) / (1 - a^2 c_\alpha c_{\beta_0} / c^2)]. \quad (6.90)$$

Если для решетки  $b = c < a$ , то из выражения (6.87) (для заданного диапазона изменения угла  $\beta_0$ ) находим значение  $(b/a)_{\text{opt}}^2 = (c/a)^2$ . Подставляя это значение в формулу (6.90), можно показать, что при этом астигматизм уменьшается, а оптимальная ширина увеличивается по сравнению со случаем сферической решетки. Это утверждение иллюстрируют рис. 6.11 и 6.12 для значения  $\beta_2 - \beta_1 = 10^\circ$ .

# ГЛАВА 7

## КОНСТРУКЦИЯ И ИЗГОТОВЛЕНИЕ РЕНТГЕНОВСКИХ ДИФРАКЦИОННЫХ РЕШЕТОК

### 7.1. ТОЧНОСТЬ ИЗГОТОВЛЕНИЯ И ТИПЫ РЕШЕТОК

#### 7.1.1. ОТРАЖАЮЩИЕ РЕШЕТКИ

Решетки, предназначенные для длинноволнового излучения, например видимого, и используемые при почти нормальном падении, обычно имеют период  $d$ , составляющий от одной до десяти длин волны, т. е. содержит от нескольких сотен до одной-двух тысяч линий на миллиметр. Такие периоды выбираются с тем, чтобы увеличить дисперсию, которая пропорциональна отношению  $\lambda/d$ . Для рентгеновских решеток эти критерии видоизменяются из-за необходимости использования их при скользющем падении, что приводит к эффективному уменьшению роли деталей рельефа решетки (в том числе и дефектов) пропорционально синусу угла скольжения. Таким образом, вместо решеток, имеющих 50 000 линий/мм (при этом период в 5 раз превышает длину волны  $\lambda = 4$  нм) или даже еще больше, по-прежнему можно использовать решетки, имеющие от нескольких сотен до нескольких тысяч линий на миллиметр. Большая дисперсия недостижима в рентгеновском диапазоне, так как в этом случае часть дифрагированного излучения может выйти за критический угол  $\theta_c$  (см. разд. 2.1)

$$\cos \theta_c = 1 - \delta, \quad (7.1)$$

где при достаточном удалении от краев поглощения (разд. 1.2)

$$\delta = Ne^2\lambda^2/8\pi^2\epsilon_0m_e c^2 \quad (7.2)$$

( $N$  – плотность электронов). Преобразовав эти выражения, находим минимальную длину волны  $\lambda_{\min}$ , еще отражающуюся при данном угле скольжения  $\theta_1$ :

$$\lambda_{\min} = (4\pi^2\epsilon_0m_e c^2/Ne^2)^{1/2} \sin \theta_1 = A \sin \theta_1. \quad (7.3)$$

(Следует, однако, отметить, что наличие поглощения может привести к отражению волн, более коротких чем  $\lambda_{\min}$ .) Как видно из рис. 7.1, при отклонении профиля поверхности от средней плоскости на величину  $\sigma$  в дифрагированный пучок вносится разность хода  $\sigma$  ( $\sin \theta_1 + \sin \theta_d$ ), где  $\theta_d$  – угол дифракции. В соответствии с критерием Рэлея этой разностью хода можно пренебречь, если она меньше четверти длины волны, т. е.

$$\sigma(\sin \theta_1 + \sin \theta_d) < \lambda/4, \quad (7.4)$$



РИС. 7.1. Внесение разности хода в дифрагированный пучок из-за отклонения формы поверхности от идеальной.

или для минимальной отражающей длины волны и при  $\theta_d \approx \theta_i$  имеем

$$\sigma_{\max} \approx A/8. \quad (7.5)$$

Максимальные допустимые значения высот шероховатостей даны в табл. 7.1. для нескольких материалов, пригодных для изготовления рентгеновских решеток. В соответствии с анализом, приведенным в разд. 2.1.2, эти шероховатости приводят к уменьшению коэффициента отражения

$$R_r = R_s \exp \{ -[(4\pi\sigma/\lambda) \sin \theta_i]^2 \}, \quad (7.6)$$

где  $R_s$  — коэффициент отражения от идеально гладкой поверхности, и к соответствующему снижению эффективности решетки. В мягком рентгеновском диапазоне при  $\sigma = \sigma_{\max}$  эффективность решеток уменьшается примерно до 10% от ее идеального значения, поэтому желательно, чтобы высота поверхностных дефектов была значительно меньше, чем  $\sigma_{\max}$ . Как видно из табл. 3.1, поверхности образцов можно отполировать до такой степени гладкости. Однако при изготовлении штрихов решетки могут возникнуть дефекты, превышающие  $\sigma_{\max}$ . В этом случае необходимо выбирать тот профиль штрихов, который может быть сделан наиболее гладким, а не тот, для которого свойственна высокая эффективность дифракции.

ТАБЛИЦА 7.1. Максимальные допустимые значения высот шероховатостей для материалов дифракционных решеток

Материал	Электронная плотность $N, \text{ м}^{-3}$	Максимальная деформация поверхности (при $\theta_i = \theta_c$ ), нм	Максимальная эффективность, %	
			при $\lambda = 1 \text{ нм}$	при $\lambda = 10 \text{ нм}$
Стекло	$7,8 \cdot 10^{29}$	4,7	8,5	8,9
Алюминий	$7,83 \cdot 10^{29}$	4,7	8,5	8,9
Хром	$1,97 \cdot 10^{30}$	3,0	8,5	9,5
Серебро	$2,76 \cdot 10^{30}$	2,5	8,5	9,9
Золото	$4,67 \cdot 10^{30}$	1,9	8,5	11,0
Платина	$5,18 \cdot 10^{30}$	1,8	8,5	11,3

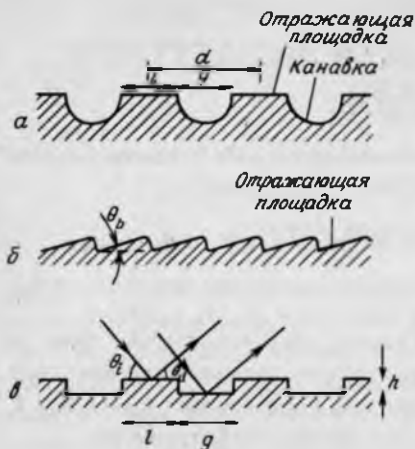


РИС. 7.2. Типы рентгеновских дифракционных решеток: амплитудная (а), профилированная (б), фазовая (в).

Рентгеновские решетки могут быть как нарезными, так и изготовленными литографическими или интерференционными методами. Приведенное выше рассмотрение относится главным образом к нарезным решеткам и шаблонам для репродуцирования, а представляющие интерес профили штрихов показаны в идеализированном виде на рис. 7.2. Первый из них соответствует амплитудной решетке; вклад в дифрагированное излучение в ней дают только плоские площадки между канавками (штрихами), а теоретическое значение максимума абсолютной эффективности (т. е. отношения интенсивностей дифрагированного и падающего излучения) в  $m$ -м порядке составляет [1]

$$\varepsilon_0 = 25\%, \quad \varepsilon_m = 100/(m\pi)^2 \%, \quad m = \pm 1, \pm 3, \pm 5 \dots, \quad (7.7)$$

если отношение ширины площадок к ширине канавок равно единице и в предположении, что коэффициент отражения материала решетки равен 100%. Половина падающей мощности теряется в канавках. На практике оказывается сложным достичь таких значений эффективности из-за того, что при нарезке штрихов срезаемый материал удаляется не полностью, а часть его лишь сдвигается в стороны, образуя наросты вдоль краев канавок. Помимо рассеяния падающего излучения эти наросты вызывают затенение отражающих площадок, как показано на рис. 7.3, что приводит к уменьшению эффективности решеток по сравнению со значением (7.7) в лучшем случае на два порядка. При нарезке штрихов на стеклах происходят местные разрушения структуры вещества, в то время как в металлах весь материал из объема канавок сдвигается в сторону. Поэтому стекла, в которых объем смещенного в стороны вещества меньше, обычно предпочтительнее для нарезки решеток.

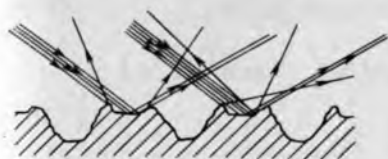


РИС. 7.3. Шероховатый профиль нарезной амплитудной решетки.

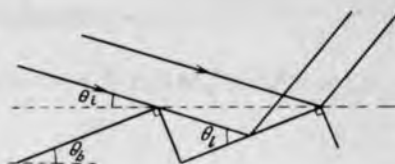


РИС. 7.4. Параметры профилированной решетки. Показан эффект затенения.

Для того чтобы все падающее на решетку излучение дифрагировало в данный порядок, могут использоваться в принципе профилированные решетки (рис. 7.2, б). Оптимальный угол блеска  $\theta_b$  определяется из условия, что направление распространения дифрагированного пучка совпадает с направлением зеркального отражения от полосок. При этом следует иметь в виду, что угол  $\theta_1$  между падающим пучком и отражающими областями должен быть меньше критического угла [2]. Кроме того, как видно из рис. 7.4, каждый зубец затеняет соседний, так что освещена лишь часть  $f$  отражающих полосок

$$f = 1 - \tan \theta_b / \tan \theta_1. \quad (7.8)$$

Это выражение показывает, что угол блеска  $\theta_b$  должен быть меньше угла скольжения  $\theta_1$ , т. е. меньше критического угла полного внешнего отражения, а для того, чтобы освещалась как можно большая часть отражающих площадок, угол блеска желательно иметь настолько малым, насколько это вообще возможно. По мере того как шаг решетки становится более мелким, все меньшая часть отражающих полосок освещается при данном угле скольжения. Поэтому для увеличения освещенной области следует увеличить угол скольжения  $\theta_1$ . Но если шаг станет слишком мелким, угол  $\theta_1$  превысит  $\theta_c$  и эффективность решетки упадет до крайне малого значения. Таким образом, существует нижний предел шага решетки для данной длины волны. По мере уменьшения освещенной части отражающих полосок эффективность решетки становится также более чувствительной к дефектам, которые при нарезке штрихов образуются в основном на вершинах зубцов.

Третьим типом нарезных рентгеновских решеток является фазовая решетка (рис. 7.2, в). В ней как выступающие полоски, так и канавки дают вклад в интенсивность дифрагированного пучка. При подходящем выборе глубины канавок  $h$  и угла скольжения это может привести к деструктивной интерференции в нулевом порядке и, следовательно, к увеличению эффективности дифракции в остальные порядки. Значения абсолютных эффективностей в случае, когда освещена вся решетка и отношение ширин соседних полосок равно единице, составляют [3, 4]

$$\epsilon_0 = 100 \cos^2 [\pi h (\sin \theta_i + \sin \theta_d) / \lambda] \%, \quad (7.9)$$

$$\epsilon_m = 400 \sin^2 [\pi h (\sin \theta_i + \sin \theta_d) / \lambda] / (m\pi)^2 \%, \quad m = \pm 1, \pm 3, \pm 5 \dots \quad (7.10)$$

Значения этих эффективностей показаны на рис. 7.5 в зависимости от длины волны для решетки с глубиной канавок  $h = 0,02 d$  при угле скольжения падающего излучения  $\theta_i = 2^\circ$  и для  $m = 0, \pm 1, + 3$ . Максимальные значения эффективностей в любом порядке в четыре раза больше, чем соответствующие величины для аналогичной амплитудной решетки, причем высокие эффективности могут быть получены в широком спектральном диапазоне, если решетка используется в области главного максимума, указанного на рисунке. Положение главного максимума в зависимости от угла скольжения, шага решетки и глубины штрихов определяется условием  $\partial \epsilon_m / \partial (\lambda/d) = 0$ , откуда находим [4]

$$\lambda/d = [2m \cos \theta_i + (\sin \theta_i) / p] (1/4p^2 + m^2), \quad (7.11)$$

где  $p = h/nd$  ( $n$  — целое число равное единице для главного максимума). Изменение значения  $\lambda/d$ , соответствующего главному максимуму, в зависимости от угла скольжения  $\theta_i$  и отношения  $h/d$  показано на рис. 7.6. Выражение (7.11) можно использовать при конструировании решетки для заданной длины волны.

Для реальных решеток скользящего падения проведенный выше анализ следует дополнить в нескольких отношениях. Прежде всего нужно рассмотреть поляризацию дифрагированного излучения. Как показано в разд. 2.1, при скользящих углах падения два вида поляризации ведут себя почти одинаково, так что на практике дифрагированное излучение можно рассматри-

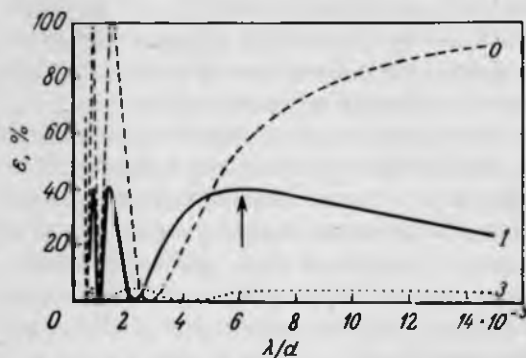


РИС. 7.5. Эффективность фазовой решетки (в отсутствие затенения) в 0, +1, и +3 порядках при значениях  $\theta_i = 2^\circ$  и  $h/d = 0,02$ . Положение главного максимума показано стрелкой.



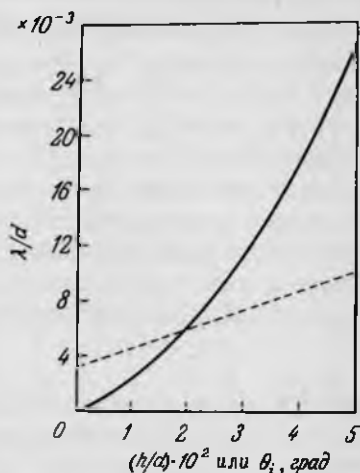


РИС. 7.6. Положение главного максимума (значение  $\lambda/d$ ) в зависимости от угла скольжения и высоты выступов фазовой решетки. Сплошная кривая – фиксированное значение  $\theta_i = 2^\circ$  и переменное отношение  $h/d$ , штриховая кривая – фиксированное значение  $h/d = 0.02$  и переменный угол  $\theta_i$ .

вать как неполяризованное. Но два других эффекта, а именно затенение канавок выступающими полосками и уменьшение коэффициента отражения при увеличении угла скольжения являются существенными.

Эффект затенения показан на рис. 7.7: только часть  $g'/g$  каждой канавки дает полный вклад в дифрагированный пучок. В принципе часть излучения, попавшего на выступ, может проникнуть в канавку, но из-за того, что в мягком рентгеновском диапазоне коэффициенты поглощения высоки, эта часть незначительна. Таким образом, только освещенная часть канавок дает вклад в отражение, и абсолютные значения эффективности дифракции в нечетные порядки даются выражением [4]

$$\epsilon_m = 100 \{ 1 + \cos^2 \eta - 2 \cos \eta \cos [m\pi h (\cot \theta_i - \cot \theta_d)/d + 2\pi h (\sin \theta_i + \sin \theta_d)/\lambda] \} / (m\pi)^2 \%, \quad (7.12)$$

где

$$\eta = m\pi h (\cot \theta_i + \cot \theta_d)/d. \quad (7.13)$$

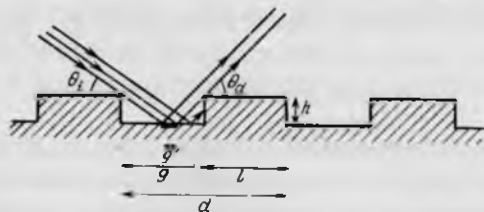


РИС. 7.7. Эффект затенения в фазовой решетке.

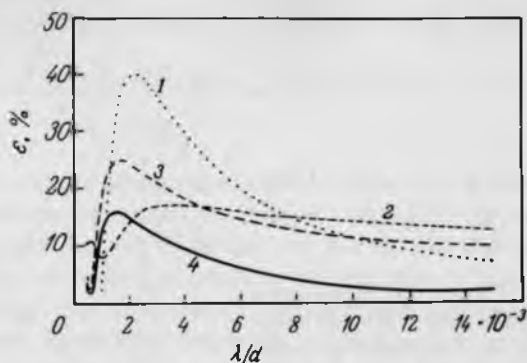


РИС. 7.8. Эффективность фазовой решетки с учетом эффекта затенения при значениях  $\theta_1 = 2^\circ$  и  $h/d = 0,01$ . Кривые 1 и 2 рассчитаны в предположении, что  $l/g = 1$ , а коэффициент отражения решетки  $R = 100\%$ , причем для кривой 1 эффект затенения не учитывался. Кривые 3 и 4 рассчитаны в предположении оптимального значения  $(l/g)_{opt}$ , причем для кривой 3 коэффициент отражения также принимался равным  $R = 100\%$ , а для кривой 4 — реальный коэффициент отражения в предположении золотой решетки и  $\lambda = 4$  нм.

Рассчитанная по этим формулам кривая приведена на рис. 7.8 для  $m = 1$ ,  $\theta_1 = 2^\circ$  и  $h/d = 0,01$ . Видно, что главный максимум сдвигается в сторону больших длин волн. Но наиболее существенным эффектом является уменьшение максимальной эффективности решетки. В предельном случае полного затенения канавок эта эффективность падает до значения, соответствующего амплитудной решетке. Более высокие по сравнению с выражением (7.12) пиковые значения эффективности могут быть получены при изменении отношения ширины выступов  $l$  и канавок  $g$  таким образом, чтобы амплитуды волн, отраженных от них, были равны. Для этого требуется выполнение условия (рис. 7.7)

$$l = g' = g - h(\cot \theta_1 + \cot \theta_d), \quad (7.14)$$

т. е. уменьшение ширины выступов на величину  $h(\cot \theta_1 + \cot \theta_d)$ . Главный максимум при этом становится выше и уже (рис. 7.8). На рис. 7.8 приведена также кривая для решетки, изготовленной из золота, для длины волны  $\lambda \approx 4$  нм с учетом реального коэффициента отражения, о котором шла речь в разд. 2.1.

Распространенными дефектами, особенно в нарезных решетках, являются периодические изменения формы или расположения канавок [1]. Они приводят к появлению в спектрах паразитных линий, называемых "духами" и разделяемых на два типа, хотя различия в оптической природе между ними

нет. Крупномасштабные ошибки в периоде решетки приводят к роуландовским духам, лежащим вблизи от соответствующих дифракционных порядков, в то время как мелкомасштабные дефекты (порядка нескольких периодов) являются причиной появления лаймановских духов, расположенных в стороне от них. Возникновение духов обусловлено периодическим характером дефектов, образующих вторичную решетку, наложенную на главную. Из-за того, что лаймановские духи значительно удалены от основного спектра, их более сложно распознать, но они причиняют меньше беспокойства, чем роуландовские духи. Интенсивность роуландовских духов по отношению к интенсивности соответствующего главного дифракционного порядка составляет [5]

$$I_{ghost}/I_m \approx (m\lambda\delta x/d)^2 \quad (7.15)$$

где  $\delta x$  — смещение канавок. Общее эмпирическое правило состоит в том, что это отношение должно быть меньше 5% в первом порядке [6], так что  $\delta x$  не должно превышать 7% периода решетки.

Непериодические крупномасштабные дефекты в структуре решетки приводят к возникновению спутников, похожих на роуландовские духи, но расположенных около основного дифракционного максимума не обязательно симметрично. Мелкомасштабные дефекты, перпендикулярные штрихам решетки, приводят к возникновению фона — малоинтенсивного континуума. Хаотические дефекты, не имеющие выделенного направления, такие, как поверхностные шероховатости, пыль или царапины, являются причиной появления диффузного рассеяния.

Решетки, профиль которых отличен от рассмотренных, могут изготавливаться интерференционными методами [7]. В частности, таким способом могут быть получены профили в виде синусоид или их комбинаций. Замкнутые выражения для эффективности синусоидальных решеток в явном виде не получены; обычно используются численные расчеты [8]. Найденные значения близки к соответствующим значениям для фазовых решеток. Например, для золотой синусоидальной решетки, используемой на длине волны  $\lambda = 4,4$  нм при  $\theta_1 = 2,9^\circ$  и имеющей значения  $h/d = 0,012$  и  $\lambda/d = 2,64 \cdot 10^3$ , расчетное значение эффективности дифракции составляет только 13% [6].

### 7.1.2. ПРОПУСКАЮЩИЕ РЕШЕТКИ

Поскольку пропускающие решетки используются при углах падения, близких к нормальному, их периоды должны быть значительно меньше, чем у отражательных решеток, для получения той же дисперсии. На рис. 7.9 показаны два типа пропускающих решеток, эквивалентных фазовой и про-

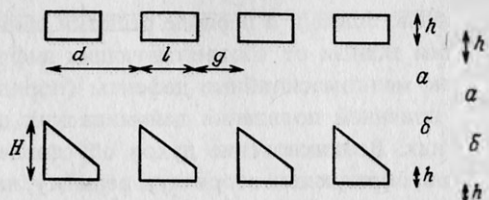


РИС. 7.9. Типы пропускающих рентгеновских решеток: с прямоугольным сечением (а) и с оптимальным сечением (б), для которого тангенс угла наклона равен  $s$ .

филированной отражательным решеткам. Для решетки с прямоугольным профилем полосок (рис. 7.9, а) размер отверстий  $g_{\text{opt}}$  и толщина  $h_{\text{opt}}$ , при которых эффективность дифракции в  $m$ -й порядок максимальна, определяются следующими выражениями:

$$g_{\text{opt}} = d/2m, \quad (7.16)$$

$$h_{\text{opt}}/\lambda = \{\cos^{-1} \omega + \cos^{-1} [\omega \exp(-2\pi h_{\text{opt}}\beta/\lambda)]\}/2\pi\delta, \quad (7.17)$$

где  $\delta$  и  $\beta$  – оптические константы материала решетки (см. разд. 1.2),  $\omega^2 = \beta^2/(\beta^2 + \delta^2)$ . Значение эффективности дифракции при этом составляет

$$\epsilon_m = 100[1 + (\delta/\beta)^2][\sin^2(2\pi h_{\text{opt}}d/\lambda)]/(m\pi)^2 \%. \quad (7.18)$$

Зависимость  $h_{\text{opt}}$  и  $\epsilon_1$  от длины волны падающего излучения показана на рис. 7.10 для пропускающей решетки с прямоугольным профилем полосок, изготовленной из золота.

Для решетки, профилированной по линейному закону (рис. 7.9, б), оптимальное значение тангенса угла блеска составляет [9]

$$s_{\text{opt}} = -m\lambda/2d\delta, \quad (7.19)$$

а оптимальный размер отверстий равен

$$G = g_{\text{opt}}/d = [|\cos^{-1} \gamma(\beta^2 + \delta^2)^{1/2}/\delta| - \cos^{-1} \omega + 2\pi h'\delta]/m\pi, \quad (7.20)$$

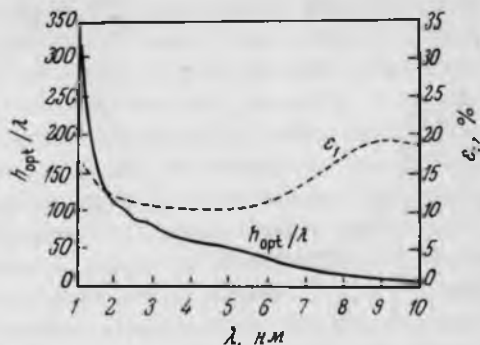
где  $h = h'/\lambda$  – минимальная толщина зубца решетки и

$$\begin{aligned} \gamma = & -\{\sinh[m\pi\beta(1-G)/\delta]\} \operatorname{cosec}(m\pi G) \\ & \times \exp\{-2\pi\beta[h' + m(1-G)/2\delta]\}. \end{aligned} \quad (7.21)$$

Оптимальное значение максимальной толщины зубца тогда равно

$$H_{\text{opt}}/\lambda = m(1-G)/2\delta + h', \quad (7.22)$$

РИС. 7.10. Оптимальная толщина  $h_{\text{opt}}/d$  (сплошная кривая) и эффективность дифракции в первый порядок  $\epsilon_1$  (штриховая кривая) для пропускающей решетки из золота с прямоугольным профилем полосок в мягком рентгеновском диапазоне.



а эффективность дифракции составляет

$$\epsilon_m = 100 [1 + (\delta/\beta)^2] [\sin(m\pi G) / (m\pi)]^2 \sin^2(2\pi h' \delta - m\pi G) \%. \quad (7.23)$$

На рис. 7.11, 7.12 и 7.13 показаны величины  $G$ ,  $H_{\text{opt}}/\lambda$  и  $\epsilon_1$  соответственно в зависимости от длины волны излучения для золотой решетки при различ-

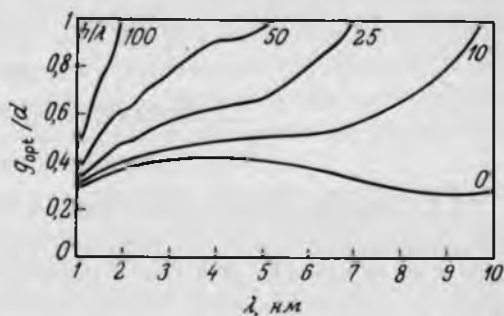


РИС. 7.11. Размер отверстий для золотой пропускающей решетки с оптимизированным профилем при разных значениях  $h = h/\lambda$ .

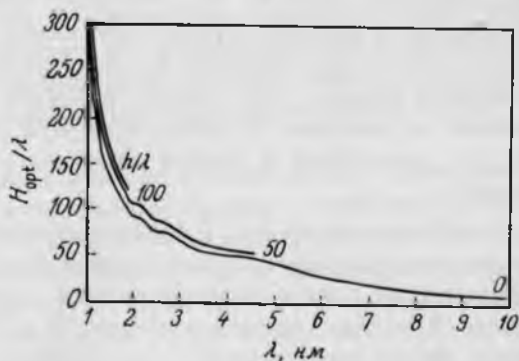


РИС. 7.12. Максимальная толщина для тех же решеток, что и на рис. 7.11.

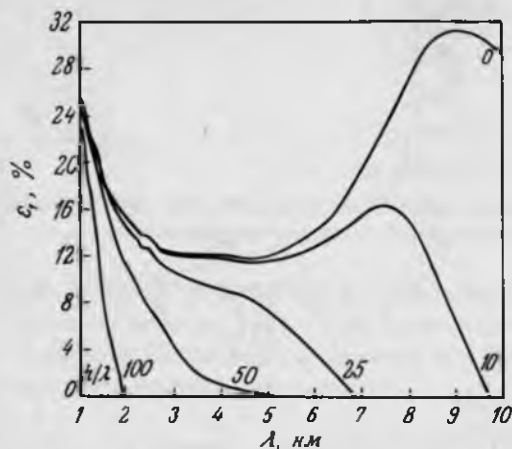


РИС. 7.13. Эффективность дифракции в первом порядке для тех же решеток, что и на рис. 7.11.

ных значениях  $h'$ . Если  $h'$  слишком велика, то значение  $G$ , определяемое выражением (7.20), становится нефизическим ( $G > 1$ ). Из рис. 7.13 видно, что для сохранения высокой эффективности решетки во всем мягком рентгеновском диапазоне приведенная толщина  $h'$  должна быть как можно меньшей.

## 7.2. МЕТОДЫ ИЗГОТОВЛЕНИЯ

### 7.2.1. ОТРАЖАЮЩИЕ РЕШЕТКИ

**7.2.1.1 Нарезка.** Механическая нарезка штрихов из-за образования заусениц обычно используется в комбинации с другими методами, хотя применяются и чисто нарезные решетки. К машинам для нарезки рентгеновских решеток предъявляются менее жесткие требования, чем к машинам для нарезки оптических решеток [6], поскольку наличие высших дифракционных порядков и сокращение периода вдоль длины решетки в первом случае не являются столь существенными, как во втором. Кроме того, для нарезки рентгеновских решеток, как правило, требуется меньше времени, так как они меньше по размерам (и легче) оптических решеток. Поэтому стабильность не так существенна и ошибки, вносимые деформациями машины, также меньше.

Как было показано в гл. 6, имеется оптимальная ширина решетки, составляющая на практике несколько сантиметров. Но даже в этом случае положение штриха должно контролироваться с высокой точностью на большой длине. Например, решетка размером  $20 \times 20$  мм<sup>2</sup> с 600 штрихами/мм, имеет общую длину штрихов 240 м, а точность их размещения должна быть

порядка 120 нм. В типичных машинах [6] как несущее устройство для резака, так и держатель решетки приводятся в движение с помощью двигателя, маховика и передаточного механизма, причем несущее устройство управляется двигающимся направляющим винтом, а держатель — передаточным механизмом, обеспечивающим непрерывное возвратно-поступательное движение. Такое двойное движение исключает переходные эффекты, которые возникают, если резец остается неподвижным. Шаг решетки определяется произведением передаточного числа на шаг направляющего винта. Периодичность в накапливаемой ошибке шага направляющего винта может быть исключена при использовании муфты Мертона [10, 11]. У нее нет нарезной резьбы, а нанесены линии из узких полосок упругого материала; первоначально для этого использовалась пробка, а сейчас пластмасса типа РТЭЕ. Резец, прикрепленный к этой муфте, непрерывно перемещается под усредненным воздействием всех желобков направляющего винта, контактирующих с упругими полосками, что устраняет периодические ошибки, если муфта достаточно длинная. Муфта Мертона, кроме того, сводит до минимума люфт при выворачивании направляющего винта. Его можно уменьшить до еще меньшей величины за счет полировки винта. Ошибки, причиной которых являются коробка передач и подшипники, можно удерживать ниже требуемых пределов, если использовать детали, обработанные и подогнанные с точностью в несколько микрометров [6]. Наконец, ошибки, связанные с влиянием внешней среды, можно свести до минимума за счет размещения машины в обеспыленном помещении со стабилизированной температурой.

Измерения оптического качества нарезных решеток показывают, что их дефекты могут соответствовать допустимым пределам. Например, было обнаружено, что для решетки с 295 линиями/мм относительная интенсивность роуландовских духов составляла 0,25% [6] и решетка могла использоваться как в мягком рентгеновском [12], так и в других [12, 13] диапазонах длин волн. За счет выбора подходящей формы резака можно таким способом изготавливать как амплитудные, так и профилированные решетки. Но для достижения высокой эффективности дифракции необходимо использовать более сложные методы изготовления решеток.

**7.2.1.2. Травление.** Фазовые решетки изготавливаются с применением масок, защищающих гладкую поверхность образца в процессе протравливания канавок; при этом непротравленные участки образуют выступы решетки. На рис. 7.14 схематично показаны стадии одного из ранних методов [4]. Подложка была сделана из синтетического аморфного кварца (Spectrosil), который, как обсуждалось в гл. 3, позволяет изготавливать

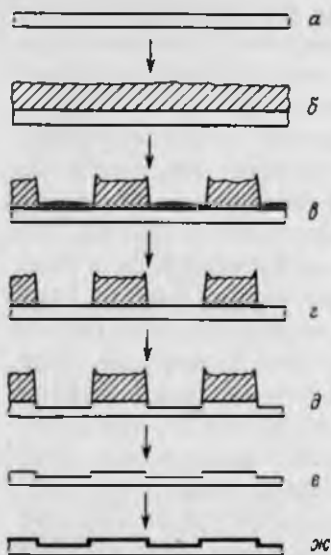


РИС. 7.14. Изготовление фазовых дифракционных решеток с помощью нарезных масок [4]: а — полированная подложка (Spectrosil) с очищенной поверхностью; б — нанесение слоя алюминия; в — нарезка штрихов; г — химическое травление; д — ионное травление; е — растворение алюминия, очистка; ж — нанесение золотого покрытия.

гладкие поверхности. Для того чтобы не допустить появления поверхностных дефектов, весь процесс был проведен в условиях чистой комнаты, а очистка поверхности проводилась с помощью жидкостных, а не механических методов. Чтобы гарантировать гладкость канавок, на поверхность напыляли слой алюминия очень высокой чистоты при почти нормальном падении с медленной скоростью роста и при низком давлении. Для уменьшения напряжений в подложке резец не проходил алюминиевый слой насквозь, а поверхность подложки окончательно очищалась за счет химического протравливания. Оставшиеся полосы алюминия использовались в качестве маски при вытравливании канавок путем бомбардировки ионами аргона. Затем алюминиевые полосы удалялись химическим растворением и после очистки поверхности напылялся слой золота при очень малой скорости роста. Аналогичный процесс использовался при изготовлении пропускающих решеток [14].

Непрямые методы оценки качества решетки, такие, как электронная микроскопия [15] и профилометрия [16], показывают, что этим методом могут быть изготовлены высококачественные решетки, имеющие 300–1200 линий/мм. Спектроскопическое исследование решеток [4] показывает, что возможны эффективности дифракции в первом порядке около 10% на  $K_{\alpha}$ -крае поглощения углерода.

Описанный способ образования маски в настоящее время вытеснен



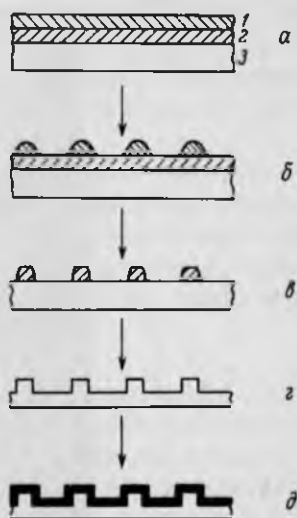


РИС. 7.15. Изготовление фазовых дифракционных решеток при помощи маски, изготовленной интерференционным методом [17]: *а* – фоторезист (1) и слой золота (2) на кварцевой подложке (3); *б* – экспонирование гелий-кадмиевым лазером, проявление; *в* – травление ионами аргона, удаление оставшегося резиста; *г* – травление ионами  $\text{СНГ}_3$ , удаление золота; *д* – нанесение покрытия (хром 10 нм, золото 50 нм).

интерференционными методами [1, 17], в которых слой фоторезиста, нанесенный на поверхность подложки (возможно покрытой металлом) с помощью центрифуги, экспонируется в интерферирующих лазерных пучках. Эти методы имеют существенные преимущества, заключающиеся в большей производительности, возможности получения меньшего периода и изготовления решеток на сильно искривленных подложках, где штрихи нельзя нарезать механическим способом. Типичный процесс показан на рис. 7.15 [17]. Для таких решеток наблюдаемые эффективности дифракции в первом порядке также составляли около 10%.

## 7.2.2. ПРОПУСКАЮЩИЕ РЕШЕТКИ

**7.2.2.1. Литография.** Многие из методов, которые обсуждаются в гл. 9 применительно к изготовлению зонных пластинок, могут быть приспособлены и для изготовления пропускающих решеток. Например, литография с помощью просвечивающего растрового электронного микроскопа (метод "загрязнения") использовалась для создания на углеродной подложке золотой пропускающей решетки, имеющей 8000 линий/мм. Решетка имела небольшие размеры, примерно  $11 \times 30$  мкм, и состояла из ряда областей размером  $5 \times 5$  мкм, составленных вместе и выверенных одна относительно другой по первой линии в каждой области. Исходный образец, полученный этим методом, был покрыт слоем золота, причем напыление проводилось под таким углом, чтобы сохранились зазоры между линиями. Элект-

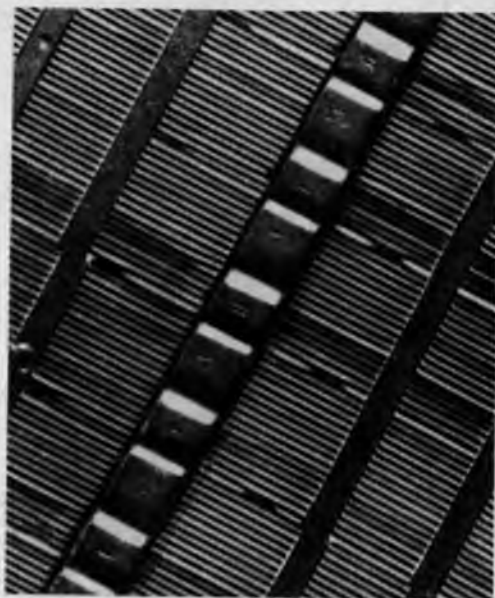


РИС. 7.16. Пропускающая решетка, изготовленная на основе метода "загрязнения".

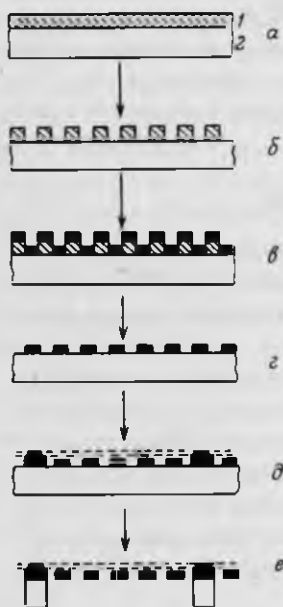


РИС. 7.17. Изготовление дифракционных решеток с прямоугольным профилем полосок с помощью электронно-лучевой литографии [17]: *a* – слой резиста РММА (1) на кремниевой подложке (2); *б* – электронно-лучевая литография; *в* – напыление золота (200 нм); *г* – растворение РММА; *д* – повторение процесса для образования золотой поддерживающей сетки; *е* – травление подложки.

ронная микрография части решеточной структуры показана на рис. 7.16. Эта решетка была с успехом использована для анализа спектра рентгеновской трубки с вращающимся анодом, покрытым углеродом. Наблюдалась  $K_{\alpha}$ -линия углерода, кислорода (вероятно содержащегося в аноде) и кремния (из вакуумной смазки).

Традиционная электронно-лучевая литография также применялась для изготовления пропускающих решеток [17]. Стадии этого процесса показаны на рис. 7.17. Измерения дифракционных интенсивностей таких решеток показывают почти полное подавление четных порядков, свидетельствуя о достижении относительной ширины щелей 0,5 и хороших прямоугольных профилей решеточных полосок.

**7.2.2.2. Интерференционные методы.** Для многих приложений требуются пропускающие решетки большой площади. Такие решетки не могут быть вычерчены литографическими системами за приемлемое время, поэтому для этих целей используются интерференционные (голографические) методы, с помощью которых можно создать решетки площадью около  $100 \text{ мм}^2$  [19–21]. Упрощенная схема установки, известной в нескольких вариантах [1], показана на рис. 7.18. В этой схеме можно избавиться от искажений волнового фронта за счет исключения коллимирующих линз. При этом регистрирующая среда должна находиться достаточно далеко от входных диафрагм, чтобы волновые фронты были приблизительно плоскими и приводили к постоянному периоду решетки. В то же время ясно, что оптические пути пучков должны быть такими, чтобы они еще оставались когерентными. Если световые пучки сходятся под углом  $2\theta$ , то будут

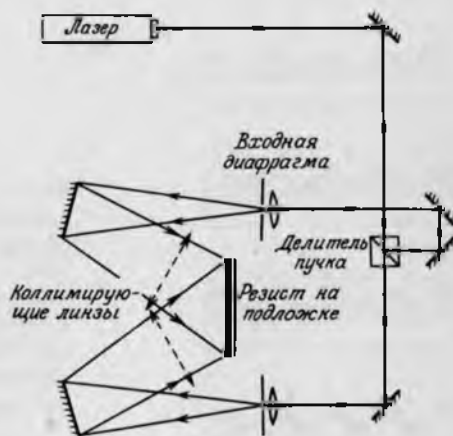


РИС. 7.18. Схема установки голографической (интерференционной) литографии для создания дифракционной решетки при экслонировании фоторезиста.

возникать интерференционные полосы, которые могут быть записаны на фоторезисте, нанесенном на подложку. Если нормаль к ее поверхности является биссектрисой угла между двумя световыми пучками, то расстояние между полосами и, следовательно, шаг решетки составляют

$$d = \lambda/2n \sin \theta, \quad (7.24)$$

где  $\lambda$  — длина волны лазерного излучения, а  $n$  — показатель преломления среды, в которой происходит интерференция. В большинстве случаев удобно проводить запись при падении интерферирующих пучков на резист из воздуха, так что  $n = 1$ . Малый период решетки получается при использовании коротковолнового излучения при больших углах сходимости пучков. Из-за того, что отклик фоторезиста может быть нелинеен, записанная структура может быть не точно синусоидальной, но это не вызывает каких-либо проблем.

После экспонирования фоторезист проявляют, затем он может быть либо покрыт слоем вещества для непосредственного применения в качестве решетки [19, 20], либо использоваться в качестве маски, например для рентгеновской литографии [21]. Один из методов нанесения покрытия иллюстрируется на рис. 7.19 [19]. В этом случае использовался аргоновый лазер ( $\lambda = 457,9$  нм), а угол схождения пучков составлял  $58^\circ$ . В результате была получена решетка площадью  $64 \text{ мм}^2$ , имеющая около 2100 линий/мм, состоящая из серебряных полосок толщиной 10–70 нм,

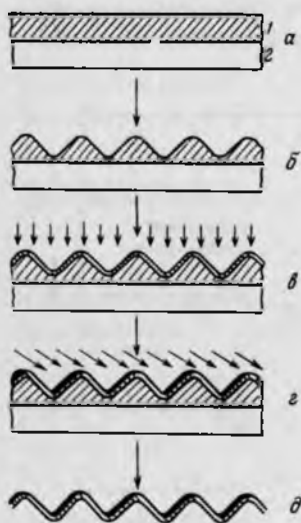


РИС. 7.19. Нанесение покрытия на рельеф, полученный с помощью голографической литографии, для создания пропускающей решетки [19]: *a* — фоторезист (1) на стеклянной подложке (2); *b* — экспонирование аргоновым лазером; проявление; *в* — нормальное напыление алюминиевого поддерживающего слоя; *г* — косое напыление золота для создания непрозрачных полосок; *д* — удаление подложки, растворение резиста.

расположенных на слое алюминия толщиной приблизительно 100 нм. Основная проблема, присущая этому методу, связана с удалением подложки, что вызывает небольшие (около 1%) искажения решетки. Тем не менее наблюдались интенсивности дифракции в несколько процентов.

Методы, включающие рентгеновскую литографию, использовались для изготовления свободно висящих пропускающих решеток, имеющих 1000–3000 линий/мм [21]. При этом сначала с помощью голографической литографии создается образец, расположенный на тонкой полиимидной мембране, с затем он копируется с помощью рентгеновской литографии. Это позволяет регулировать соотношение ширины щелей и непрозрачных полосок за счет пере- или недопроявления рентгенорезиста (полиметилметакрилата). Этим же методом можно изменять форму полосок, а также контролировать толщину решетки. С помощью одной маски высокого качества можно изготовить много реплик.

# ГЛАВА 8

## ДИФРАКЦИОННАЯ ОПТИКА

### II. ЗОННЫЕ ПЛАСТИНКИ

#### 8.1. АМПЛИТУДНЫЕ ЗОННЫЕ ПЛАСТИНКИ ФРЕНЕЛЯ И СОРЕ

Зонные пластинки можно рассматривать как круглые дифракционные решетки с увеличивающейся по радиусу плотностью штрихов. Их фокусирующие свойства хорошо известны довольно давно [1], и зонные пластинки часто рассматриваются как наиболее перспективные для получения в обозримом будущем изображений с дифракционным разрешением в мягком рентгеновском диапазоне при их использовании в качестве пропускающих оптических элементов. Рис. 8.1 иллюстрирует условие фокусировки, которое должно выполняться, чтобы излучение, исходящее из точечного объекта  $P$ , сфокусировалось в точечное изображение  $P'$ . Суммарное возмущение в точке  $P'$  за счет сферического волнового фронта, распространяющегося из точки  $P$ , равно

$$Y(P') = A \exp [ik(R + R')]/(R + R'), \quad (8.1)$$

где  $A$  — амплитуда волны, исходящей из  $P$ , на единичном радиусе,  $R$  — кратчайшее расстояние от точки  $P$  до фокусирующего элемента,  $R'$  — кратчайшее расстояние от фокусирующего элемента до  $P'$ ,  $k$  — волновое число ( $= 2\pi/\lambda$ ). В выражении (8.1) опущен зависящий от времени член, связанный с электромагнитными колебаниями, так как приемники мягкого рентгеновского излучения регистрируют только усредненный по времени сигнал, а член, отражающий зависимость амплитуды от расстояния до оптической оси, опущен из-за того, что следует учитывать только малые углы дифракции (благодаря малым размерам оптических элементов). Согласно принципу Гюйгенса—Френеля, можно считать, что каждая точка волнового фронта, пришедшего из точки  $P$ , является точечным источником вторичных сферических волн, испускаемых синфазно. Полное возмущение в точке  $P'$  находят путем суммирования возмущений от всех точек волнового фронта, фаза которых в точке  $P'$  определяется исключительно величиной оптического пути от волнового фронта до  $P'$ . Если два сигнала от волнового фронта до  $P'$  имеют разность оптических путей, равную целому числу длин волн, то они придут в фазе (т. е. их амплитуды сложатся). Если же разность оптических путей равна нечетному числу длин полуволн, они придут в проти-

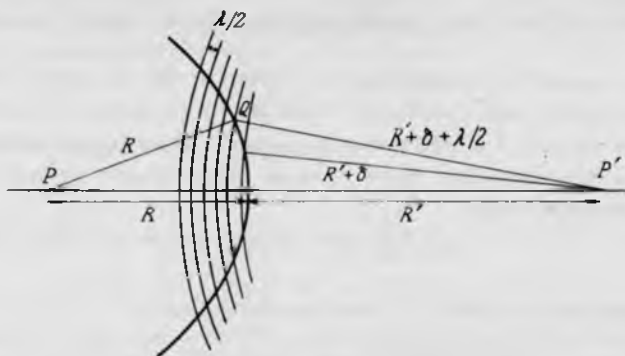


РИС. 8.1. Сферическая волна радиуса  $R$ , распространяющаяся из точечного объекта  $P$ . Границы полупериодных зон Френеля определяются сферами с радиусами  $R + \delta + n\lambda/2$  и с центрами в точке изображения  $P'$ .

вофазе (т. е. взаимно уничтожатся). Можно представить себе волновой фронт как бы разделенным на множество френелевских (полупериодных) зон сферами с радиусами, различающимися на  $\lambda/2$ , и с центрами в точке  $P'$ . Следовательно, соседние зоны пропускают излучение с противоположными знаками фаз, и суммарное возмущение дает распространение сферической волны в свободном пространстве. Если четные или нечетные зоны закрыты, то возмущения в точке  $P'$  будут иметь фазы одного знака и суммирование приведет к увеличению интенсивности пропорционально числу зон. Заметим, что расстояние  $R + R'$  между точками  $P$  и  $P'$  не должно быть обязательно равно целому числу длин полуволн. На рис. 8.1 это обстоятельство отражает введение добавки  $\delta$ , т. е.  $\delta$  соответствует произвольной фазе.

Зонная пластинка как оптический элемент в соответствии с проведенным анализом может быть составлена путем проецирования описанной картины на плоскость, перпендикулярную оптической оси, соединяющей точки  $P$  и  $P'$ . Получающиеся в результате зоны на этой плоскости имеют примерно одинаковые площади (за исключением центральной зоны, если  $\delta$  не равно нулю или  $\lambda/2$ ). Такую конструкцию можно рассматривать как голограмму двух точечных источников, расположенных в  $P$  и  $P'$ . Закрытые через одну зоны образуют дифракционную структуру зонной пластинки Френеля, образец которой показан на рис. 1.22; положительная зонная пластинка имеет открытый центр, а отрицательная — закрытый. Мы будем считать, что каждая открытая или закрытая область составляет полную зону, — это стандартное определение, хотя некоторые авторы считают, что зону составляет каждая пара открытой и закрытой областей.

## 8.1.1. ОСНОВНЫЕ ФОРМУЛЫ

Радиусы границ зон определяются условием, что разность оптических путей, прошедших через соседние границы лучей, равна  $\lambda/2$ . Используя приведенные на рис. 8.2 обозначения, разность оптических путей осевого луча и луча, проходящего через границу центральной (нулевой) зоны, можно представить в виде

$$\delta = (s_0 + t_0) - (z + z'). \quad (8.2)$$

Соответственно для границы  $n$ -й зоны можно записать

$$(\delta + n\lambda/2) = (s_n + t_n) - (z + z'). \quad (8.3)$$

Выражая  $s_n$  через  $r_n$  и  $z$ , а  $t_n$  — через  $r_n$  и  $z'$  и преобразуя (8.3), получаем выражение

$$z + z' + \nu\lambda/2 = (r_n^2 + z^2)^{1/2} + (r_n^2 + z'^2)^{1/2}, \quad (8.4)$$

где

$$\nu = n + 2\delta/\lambda. \quad (8.5)$$

Возведя дважды в квадрат и преобразуя выражение (8.4), получаем

$$r_n^2 = [\nu\lambda z z' Z + (\nu\lambda)^2(Z^2 + z z')/4 + (\nu\lambda)^3 Z/8 + (\nu\lambda)^4/64]/(Z + \nu\lambda/2)^2, \quad (8.6)$$

где  $Z = z + z'$ . Это точное выражение, определяющее радиус  $n$ -й зоны  $r_n$ . В условиях, которые будут рассматриваться при применении зонных пластинок для формирования изображений,  $\nu\lambda \ll Z$  и выражение (8.6) можно привести к виду

$$r_n^2 = \nu\lambda z z' / Z + (\nu\lambda)^2(z^3 + z'^3)/4Z^3 + \dots \quad (8.7)$$

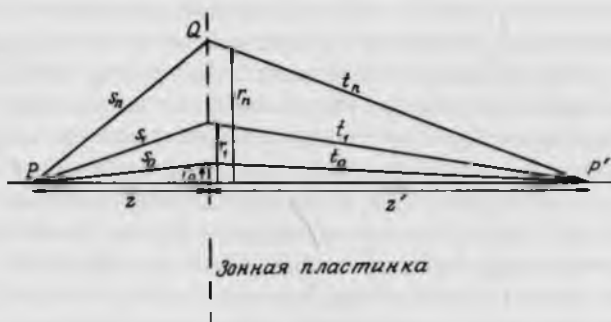


РИС. 8.2. Определение радиусов границ зон зонной пластинки Френеля.



Рассматривая зонную пластинку как тонкую линзу с фокусным расстоянием  $f$  и сопряженными точками  $P$  и  $P'$ , получаем

$$1/f = 1/z + 1/z'. \quad (8.8)$$

При этом коэффициент увеличения равен

$$M = z'/z. \quad (8.9)$$

Значение  $r_n^2$  в (8.7) можно выразить через  $M$  и  $f$ :

$$r_n^2 = \nu \lambda f + (\nu \lambda)^2 (M^3 + 1)/4(M + 1)^3 + \dots \quad (8.10)$$

Второй член в выражении (8.10) имеет заметную величину только для зонных пластинок с очень большим числом зон, когда

$$n \sim 4f/\lambda, \quad (8.11)$$

т. е. при большой апертуре, и, как правило, им можно пренебречь. Таким образом, в хорошем приближении можно принять

$$r_n^2 = \nu \lambda f = n \lambda f + 2\delta f. \quad (8.12)$$

Радиус центральной зоны определяется выражением

$$r_0^2 = 2\delta f, \quad (8.13)$$

так что

$$r_n^2 = r_0^2 + n \lambda f \quad (8.14)$$

или, выражая  $r_n$  через  $r_1$  и  $r_0$ ,

$$r_n^2 = n r_1^2 - (n - 1) r_0^2. \quad (8.15)$$

При  $\delta = 0$  радиус  $r_0 = 0$  и радиусы границ зон равны

$$r_n^2 = n \lambda f = n r_1^2. \quad (8.16)$$

Это выражение определяет зонную пластинку Соре, которая является частным случаем зонной пластинки Френеля. Такое же выражение справедливо при  $\delta = \lambda/2$ , так как величина  $r_0^2$  при  $\delta = \lambda/2$  равна  $r_1^2$  при  $\delta = 0$ ; таким образом, выражение (8.16) распространяется и на случай  $\delta = \lambda/2$  путем очевидного переопределения  $n$ .

Так как зонная пластинка — частный вид дифракционной решетки, следует ожидать, что существуют фокусы высших порядков. Положение точки изображения порядка  $m$  таково, что оптические пути лучей, проходящих через границы соседних зон, отличаются на  $m\lambda/2$ . В каждой пропускающей (или поглощающей) области зонной пластинки существует  $m$  зон Френеля, которые приводят к взаимному погашению возмущений, если  $m$  — четное число. Поэтому результирующий фокус существует только в том случае,

если  $m$  — нечетно; при этом

$$r_n^2 = r_0^2 + mn\lambda f_m, \quad (8.17)$$

где  $f_m$  — фокусное расстояние порядка  $m$ :

$$f_m = f/m. \quad (8.18)$$

Таким образом, существует бесконечное число положительных и отрицательных фокусов<sup>1)</sup> при значениях  $m = \pm 1, \pm 3, \pm 5, \dots$ . Кроме того, некоторая часть излучения не дифрагирует, что соответствует  $m = 0$ .

Площадь  $A_n$  зоны с внешним радиусом  $r_n$  очень слабо зависит от  $n$ :

$$\begin{aligned} A_n &= \pi(r_n^2 - r_{n-1}^2) \\ &= \pi\lambda f + \pi(M^3 + 1)[(2n - 1)\lambda^2 + 4\delta\lambda]/4(M + 1)^3. \end{aligned} \quad (8.19)$$

Хорошее приближение дает формула

$$A_n = \pi\lambda f = \pi(r_1^2 - r_0^2), \quad (8.20)$$

т. е. все зоны имеют одинаковую площадь, за исключением центральной, площадь которой равна  $\pi r_0^2$ .

При больших  $n$  ширина зоны  $dr_n$  определяется дифференцированием выражения (8.14). Полагая  $dn = 1$ , получаем  $2r_n dr_n = \lambda f$ , т. е.

$$dr_n = \lambda f / 2r_n, \quad (8.21)$$

$$= (r_n^2 - r_0^2) / 2nr_n \quad \text{при } r_0 \neq 0, \quad (8.22)$$

$$= r_n / 2n \quad \text{при } r_0 = 0. \quad (8.23)$$

Если плоская волна фокусируется в точку так, что фокусное расстояние равно  $f/m$ , (малый) угол дифракции  $\beta$  определяется выражением  $\sin \beta \approx \approx \text{tg } \beta = r_n / (f/m)$ , т. е.

$$2dr_n \sin \beta = m\lambda. \quad (8.24)$$

Это — уравнение дифракционной решетки с шагом  $dr_n$  при нормальном падении (отличие выражения (8.24) от (6.10) на множитель два связано с использованным выше определением зоны).

1) Имеется в виду принятое в оптике правило считать положительными расстояния отсчитываемые по ходу луча, а отрицательными — расстояния против хода луча. — Прим. перев.

## 8.1.2. ДИФРАКЦИОННАЯ КАРТИНА

Хотя проведенный выше анализ показал расположение фокусов зонной пластинки, он не дает формы дифракционной картины в фокусах. Получить ее можно с помощью дифракционного интеграла Френеля–Кирхгофа [2]. Согласно схеме, представленной на рис. 8.3, он определяет суммарное возмущение в точке  $P'$ :

$$Y(P') = - (iA/2\lambda) \iint \frac{\exp [ik(S + S')]}{SS'} (\cos \alpha - \cos \beta) da, \quad (8.25)$$

где  $\alpha$  и  $\beta$  – углы между нормалью к пластинке и отрезками  $S$  и  $S'$  соответственно,  $da$  – элемент площади пластинки, а интеграл берется по всей площади зоны. В рассматриваемых нами условиях углы дифракции малы, а размеры дифракционной апертуры (ширины зон) велики по сравнению с длиной волны, но малы по сравнению с расстоянием до объекта и до изображения. Тогда выражение (8.25) можно упростить следующим образом:

$$Y(P') = - (iA/\lambda RR') \cos \gamma \exp [ik(R + R')] \iint \exp [ikL(\xi, \eta)] d\xi d\eta, \quad (8.26)$$

где  $\gamma$  – угол между  $PP'$  и нормалью к пластинке. Зависимость длины оптического пути от положения точки апертуры  $Q(\xi, \eta, 0)$  выражается в виде

$$L(\xi, \eta) = -(q + q') + (\xi^2 + \eta^2)(1/R + 1/R') - (q^2/2R - q'^2/2R') + \dots, \quad (8.27)$$

где  $q = (x\xi + y\eta)/R$ , а  $q' = (x'\xi + y'\eta)/R'$ . Приближение Френеля для интеграла (8.26) справедливо для зонных пластинок малой апертуры, для кото-

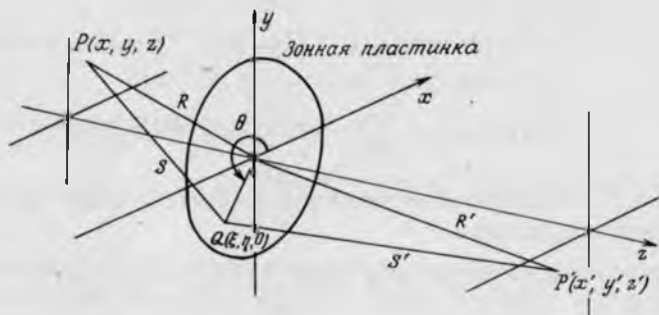


РИС. 8.3. Система координат, используемая при расчете дифракционной картины круглого отверстия.

рых можно считать, что  $\cos \gamma \approx 1$  на всей апертуре, а членами, содержащими  $1/R^3$  и  $1/R'^3$ , можно пренебречь. Дальнейшие упрощения можно провести для осевого объекта (т. е. точечного источника), для которого  $x = y = 0$ . В результате можно получить функцию размытия точки (аппаратурную функцию) зонной пластинки. Используя цилиндрическую систему координат, для зонной пластинки

$$\xi = r \cos \theta = rc_\theta, \quad \eta = r \sin \theta = rs_\theta, \quad (8.28)$$

получаем

$$Y(P') = \frac{-iA \exp [ik(R + R')]}{RR'} \times \int_{\theta=0}^{2\pi} \int_{r=0}^{r_n} \exp \left\{ ik \left[ -\frac{x'rc_\theta}{R'} - \frac{y'rs_\theta}{R'} + \frac{r^2(R + R')}{2RR'} \right] \right\} r dr d\theta, \quad (8.29)$$

где  $r_n$  — радиус дифракционной апертуры. Так как зонные пластинки обладают цилиндрической симметрией, дифракционная картина аксиально симметрична. Поэтому без потери общности расчеты можно проводить при  $y' = 0$ . Интегрируя (8.29) по  $\theta$ , получаем

$$Y(P') = \frac{-2\pi iA \exp [ik(R + R')]}{RR'} \times \int_0^{r_n} J_0 \left( \frac{kx'r}{R'} \right) \exp \left[ \frac{ikr^2(R + R')}{2RR'} \right] r dr, \quad (8.30)$$

где  $J_p(x)$  — функция Бесселя порядка  $p$ . Этот интеграл можно выразить [3] через функции Ломмеля [4]:

$$U_j(u_n, v_n) = \sum_{p=0}^{\infty} (-1)^p (u_n/v_n)^{j+2p} J_{j+2p}(v_n), \quad (8.31)$$

$$V_j(u_n, v_n) = \sum_{p=0}^{\infty} (-1)^p (v_n/u_n)^{j+2p} J_{j+2p}(v_n), \quad (8.32)$$

где  $u_n$  и  $v_n$  — безразмерные величины, соответствующие продольному и поперечному направлениям:

$$u_n = kr_n^2(R + R')/RR', \quad v_n = kr_n x'/R'. \quad (8.33)$$

Условие образования изображения открытой дифракционной апертурой радиуса  $r_n$  при  $|u_n/v_n| \leq 1$  определяется выражением

$$Y(u_n, v_n, n) = (\Omega/u_n)(U_2 + iU_1) \exp(iu_n/2), \quad (8.34)$$

а при  $|u_n/v_n| \geq 1$  выражением

$$Y(u_n, v_n, n) = (\Omega/u_n)[\exp(-iv_n^2/2u_n) + (V_0 + iV_1) \exp(iu_n/2)], \quad (8.35)$$

где

$$\Omega = -(Ak r_n^2 / RR') \exp[ik(R + R')]. \quad (8.36)$$

Для того чтобы описать дифракционную картину, получающуюся под действием зонной пластинки, нужно отдельно сложить возмущения от последовательностей прозрачных и непрозрачных зон. Этот процесс упрощается при использовании выражения (8.16) для зонной пластинки Соле; но результат таких вычислений приводит к той же формуле для интенсивности, что и при использовании более общего выражения (8.14). Хотя безразмерные координаты отличаются для каждой дифракционной апертуры, при суммировании они могут быть выражены через координаты для центральной зоны с помощью формул

$$u_n = nu_1, \quad v_n = n^{1/2}v_1. \quad (8.37)$$

Таким образом, при общем числе зон  $N$  амплитуда в точке изображения  $(u_1, v_1)$  равна

$$Y_{ZP}(u_1, v_1, N) = \sum_{n=1}^N (-1)^{n+\mu} Y(nu_1, n^{1/2}v_1, n), \quad (8.38)$$

где  $\mu = 1$  для позитивной зонной пластинки и  $\mu = 0$  для негитивной зонной пластинки. Для того чтобы получить распределение интенсивности по оси в области фокуса, следует взять  $v_1 = 0$  (так как  $x' = 0$ ), что дает результат

$$V_0(nu_1, 0) = 1, \quad V_1(nu_1, 0) = 0; \quad (8.39)$$

следовательно,

$$Y(nu_1, 0, n) = (\Omega/nu_1) \exp(inu_1/2), \quad (8.40)$$

а суммарная амплитуда равна

$$Y_{ZP}(u_1, 0, N) = \sum_{n=1}^N (-1)^{n+\mu} (\Omega/nu_1) \exp(inu_1/2). \quad (8.41)$$

Для применения этой формулы к случаю плоской падающей волны ( $R = -\infty$ ) следует положить  $R' = f = r_n^2/n\lambda$  и  $(A/R) \exp(ikr) = A$ , где  $A$  — амплитуда плоской волны. Таким образом, опуская штрих при  $A$ , выражение (8.41) можно представить в виде

$$Y_{ZP}(u_1, 0, N) = -A \exp(ikR') \sum_{n=1}^N (-1)^{n+\mu} \exp(inu_1/2). \quad (8.42)$$

Отметим, что вычисления по этой формуле для плоской падающей волны не дают формы дифракционной картины в фокусе, а только определяют положение фокуса. Распределение суммарной интенсивности (вдоль оптической оси) имеет вид

$$\begin{aligned} I_{ZP}(u_1, 0, N) &= Y_{ZP} Y_{ZP}^* \\ &= I_0 \left[ \sum_{n=1}^N (-1)^n \exp(inu_1/2) \right] \left[ \sum_{l=1}^N (-1)^l \exp(-ilu_1/2) \right], \end{aligned} \quad (8.43)$$

где  $I_0 = AA^*$ . В результате получаем формулу [3]

$$I_{ZP}(u_1, 0, N) = I_0 \{ [\sin(Nu_1/4)] / [\cos(u_1/4)] \}^2. \quad (8.44)$$

Это распределение для фокусов положительных порядков показано на рис. 8.4. Видно, что главный фокус расположен на расстоянии  $f$  от зонной пластинки ( $u_1 = 2\pi$ ), а фокусы высших порядков — на расстояниях  $f/3$ ,  $f/5$  и т. д. Отметим, что четные порядки, как и ожидалось, отсутствуют, а все максимумы имеют одинаковое пиковое значение  $N^2 I_0$ , но уменьшаются по ширине с ростом порядка. Такая же картина имеет место и для отрицательных порядков (мнимые фокусы).

В фокальной плоскости распределение интенсивности по радиусу получается, если подставить в (8.38)  $u_1 = 0$ . В соответствии с (8.31) и (8.32) имеем

$$\lim_{u_n \rightarrow 0} [U_1(u_n, v_n)/u_n] = J_1(v_n)/v_n = J_1(n^{1/2}v_1)/n^{1/2}v_1, \quad (8.45)$$

$$\lim_{u_n \rightarrow 0} [U_2(u_n, v_n)/u_n] = 0.$$

Тогда

$$Y_{ZP}(0, v_1, N) = \sum_{n=1}^N (-1)^{n+\mu} i \Omega J_1(n^{1/2}v_1)/n^{1/2}v_1. \quad (8.46)$$

Распределение суммарной интенсивности для плоской падающей волны определяется формулой

$$I_{ZP}(0, v_1, N) = I_0 \sum_{n=1}^N (-1)^n J_1(n^{1/2}v_1)/n^{1/2}v_1 \sum_{l=1}^N (-1)^l J_1(l^{1/2}v_1)/l^{1/2}v_1. \quad (8.47)$$

Это распределение для нескольких значений  $N$  показано на рис. 8.5. Кроме

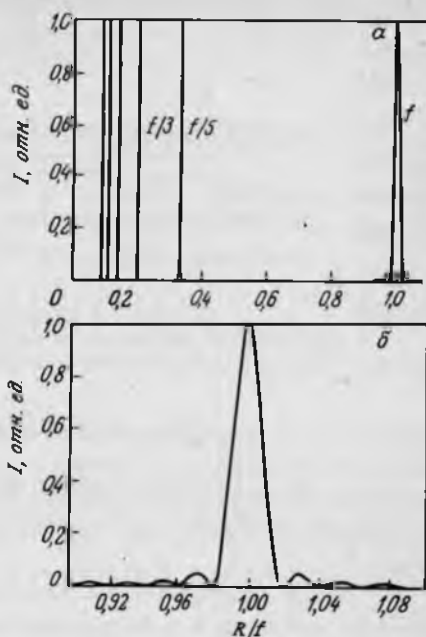


РИС. 8.4. *а* – распределение интенсивности вдоль оптической оси зонной пластинки Френеля с числом зон  $N = 100$  для монохроматического излучения; показаны положения низших положительных дифракционных порядков; *б* – распределение интенсивности вдоль оптической оси в области главного фокуса ( $R/f$  – нормированное расстояние по оптической оси).

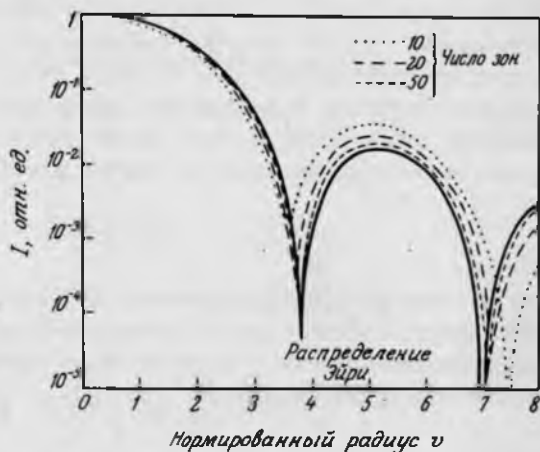


РИС. 8.5. Распределение интенсивности по радиусу в фокусе негативной зонной пластинки Френеля.

того, для сравнения приведено распределение интенсивности по радиусу в фокусе идеальной линзы, т. е. распределение Эйри:

$$I(0, v) = I_0 [2J_1(v)/v]^2. \quad (8.48)$$

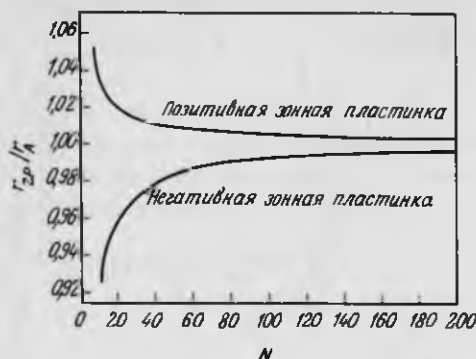


РИС. 8.6. Отношение  $r_{2P}/r_A$  нормированных радиусов первых минимумов дифракционной картины от зонной пластинки Френеля и распределения Эйри для линзы эквивалентной апертуры.

Ясно, что по мере увеличения числа зон распределение интенсивности зонной пластинки весьма близко подходит к распределению Эйри. Как видно из рис. 8.6, на котором показана зависимость радиуса первого минимума от числа зон  $N$ , при  $N \geq 100$  отличие от распределения Эйри пренебрежимо мало.

Но между распределением интенсивности в фокусе зонной пластинки и линзы имеется значительное различие, которое не описывается выражением (8.47). Оно заключается в том, что в фокальной плоскости зонной пластинки всегда присутствует фон слабой интенсивности, который создается излучением нулевого порядка дифракции, а также несфокусированным излучением других порядков. Главный вклад в этот фон дает излучение нулевого порядка, эффективность дифракции которого, как это будет показано ниже, достигает  $1/4$ . Таким образом, для плоской падающей волны вклад в фон не зависит от радиуса и составляет  $I_0/4$ . При этом

$$I_f/I_b = 4N^2, \quad (8.49)$$

где  $I_f$  — максимальная интенсивность в фокусе, а  $I_b$  — интенсивность фона. Хотя фон не влияет на формирование изображения точечного объекта, для протяженного объекта он велик и может привести к значительному ухудшению контраста изображения.

### 8.1.3. РАЗРЕШАЮЩАЯ СПОСОБНОСТЬ И ХРОМАТИЧЕСКАЯ АБЕРРАЦИЯ

Разрешающую способность зонной пластинки можно определить, выразив зависимость распределения интенсивности по оси (8.44) от длины волны в явном виде, используя критерий Рэлея. Для плоской волны, согласно (8.33), имеем



$$u_1 = 2\pi r_1^2 / \lambda R'; \quad (8.50)$$

тогда

$$I_{zp}(2\pi r_1^2 / \lambda R', 0, N) = I_0 \{ [\sin(N\pi r_1^2 / 2\lambda R')] / [\cos(\pi r_1^2 / 2\lambda R')] \}^2. \quad (8.51)$$

Это распределение для двух длин волн  $\lambda + \Delta\lambda/2$  и  $\lambda - \Delta\lambda/2$ , еще разрешимых в соответствии с критерием Рэлея, показано на рис. 8.7. В максимуме распределения при длине волны  $\lambda + \Delta\lambda/2$  справедливо равенство

$$N\pi r_1^2 / [2(\lambda + \Delta\lambda/2)R'] = p\pi/2, \quad (8.52)$$

где  $p$  — нечетное число, а в минимуме распределения при  $\lambda - \Delta\lambda/2$  справедливо равенство

$$N\pi r_1^2 / [2(\lambda - \Delta\lambda/2)R'] = q\pi/2, \quad (8.53)$$

где  $q$  — четное число. Для того чтобы максимум одного распределения совпал с минимумом другого, нужно, чтобы  $p$  и  $q$  различались на единицу, т. е.

$$Nr_1^2 / [(\lambda + \Delta\lambda/2)R'] + 1 = Nr_1^2 / [(\lambda - \Delta\lambda/2)R']. \quad (8.54)$$

В фокусе  $m$ -го порядка  $R' = f_m = r_1^2 / m\lambda$ , поэтому

$$N\lambda m / [(\lambda + \Delta\lambda/2)] + 1 = N\lambda m / [(\lambda - \Delta\lambda/2)]. \quad (8.55)$$

При  $Nm \gg 1$  это выражение определяет разрешающую способность

$$R_m = \lambda / \Delta\lambda = Nm. \quad (8.56)$$

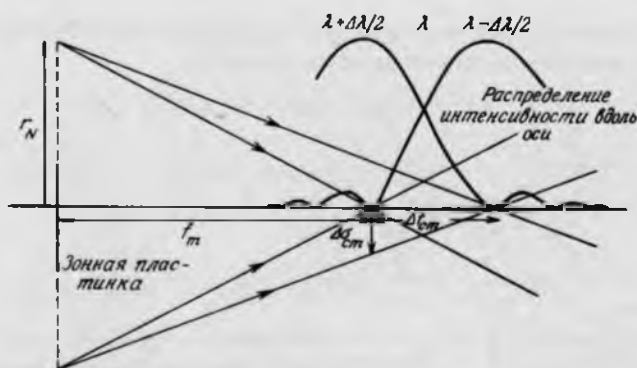


РИС. 8.7. Продольная и поперечная хроматические aberrации зонной пластинки Френеля.

Продольная хроматическая aberrация  $\Delta f_{cm}$  (рис. 8.7) определяется разностью фокусных расстояний при данных волн  $\lambda - \Delta\lambda/2$  и  $\lambda + \Delta\lambda/2$ :

$$\begin{aligned} \Delta f_{cm} &= (r_n^2 - r_0^2)/[m\pi(\lambda - \Delta\lambda/2)] - (r_n^2 - r_0^2)/[m\pi(\lambda + \Delta\lambda/2)] \\ &= f_m/(1 - \Delta\lambda/2\lambda) - f_m/(1 + \Delta\lambda/2\lambda) = f_m/R_m. \end{aligned} \quad (8.57)$$

Поперечная хроматическая aberrация определяется из геометрических соображений в соответствии с рис. 8.7:

$$\Delta\sigma_{cm}/r_N = \Delta f_{cm}/(f_m + \Delta f_{cm}), \quad (8.58)$$

т. е.

$$\Delta\sigma_{cm} = r_N/R_m. \quad (8.59)$$

Проведенное обсуждение показывает, что система из зонной пластинки, освещаемой некогерентным излучением, и микродиафрагмы на оси функционируют как монохроматор. Если радиус микродиафрагмы  $r_p$  выбран равным величине поперечной хроматической aberrации  $\Delta\sigma_{cm}$ , то, как показано на рис. 8.8, через нее пройдет излучение с длинами волн, при которых фокусы заключены в интервале

$$f_m[r_N/(r_N + r_p)] \leq f \leq f_m[r_N/(r_N - r_p)]. \quad (8.60)$$

Для излучения с длинами волн, при которых фокусы расположены вне этого интервала, геометрический фактор уменьшения пропускания выражается отношением площади диафрагмы к площади кружка рассеяния в плоскости микродиафрагмы

$$\pi r_p^2/\pi r_0^2 = (r_p/r_N)^2(1 + f_m/e)^2, \quad (8.61)$$

где  $e$  — расстояние от микродиафрагмы до соответствующего фокуса. Согласно (8.61), интенсивность уменьшается вдвое при

$$e = \sqrt{2}r_p f_m/(r_N - \sqrt{2}r_p), \quad (8.62)$$

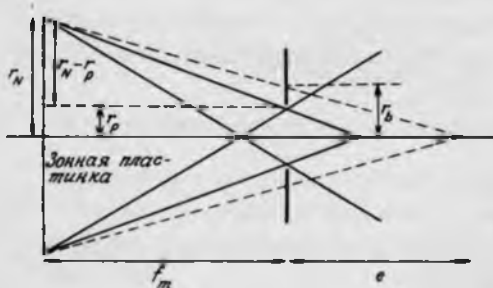


РИС. 8.8. Использование зонной пластинки Френеля в качестве монохроматора.

т. е., когда фокусное расстояние равно

$$f_m + e = r_N f_m / (r_N - \sqrt{2} r_p). \quad (8.63)$$

Это соответствует длине волны  $\lambda - \Delta\lambda'/2$ , определяемой выражением

$$f_m + e = r_N^2 / [Nm(\lambda - \Delta\lambda'/2)] = f_m / (1 - \Delta\lambda'/2\lambda). \quad (8.64)$$

Из выражений (8.63) и (8.64) следует, что разрешающая способность системы зонная пластинка-микродиафрагма равна

$$\lambda / \Delta\lambda' = r_N / 2\sqrt{2} r_p. \quad (8.65)$$

#### 8.1.4. ЭФФЕКТИВНОСТЬ ДИФРАКЦИИ

Максимальная интенсивность дифракционной картины точечного источника в каждом фокусе равна  $N^2 I_0$ . Однако, как видно из рис. 8.9, размеры дифракционных картин и углы, под которыми приходит излучение в разные фокусы, различны и, следовательно, различаются и доли падающей энергии, которые фокусируются в разные порядки. Эти доли могут быть определены при разложении в ряд Фурье амплитудной функции пропускания зонной пластинки Френеля

$$T(t) = c_0 + \sum_{-\infty}^{+\infty} c_{2q+1} \exp [i(2q + 1)\pi N t], \quad (8.66)$$

где  $t$  – квадрат безразмерного радиуса:

$$t = r^2 / r_N^2; \quad (8.67)$$

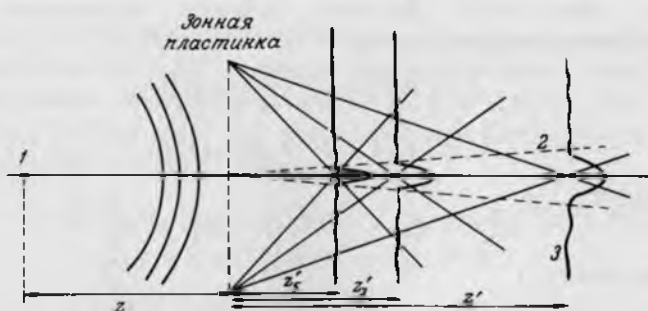


РИС. 8.9. Схема дифракции сферической волны на зонной пластинке Френеля в три первых положительных порядка: 1 – точечный источник; 2 – положение первого темного кольца распределения Эйри; 3 – распределение интенсивности дифрагированного излучения.

$m$ -й коэффициент ряда ( $m = 2q + 1$ ) определяется формулой

$$c_m = (N/2) \int_0^{2N} T(t) \exp(-im\pi Nt) dt, \quad (8.68)$$

что дает

$$c_0 = 1/2; \quad c_m = (-1)^m (i/m\pi) \exp(-im\pi Nt_0), \quad (8.69)$$

где  $t_0$  — значение  $t$  в центральной зоне, дающее определенный сдвиг по фазе всех коэффициентов. Коэффициент  $c_m$  определяет комплексную амплитуду излучения, дифрагированного в  $m$ -й фокус, для падающей волны единичной амплитуды. Следовательно, эффективность дифракции  $d$  равна  $|c_m|^2$ , т. е.

$$d = \frac{1}{4}, \frac{1}{\pi^2}, \frac{1}{9\pi^2}, \dots, \frac{1}{m^2 \pi^2} \quad (8.70)$$

для порядков  $0, \pm 1, \pm 3, \dots, \pm m$  соответственно. Суммирование эффективностей всех порядков дает величину  $1/2$ ; остальные 50% падающей энергии поглощаются непрозрачными зонами. Только 10% всей энергии фокусируется в порядок  $m = +1$ . Отметим, что размер центральной зоны не влияет на эффективность дифракции.

### 8.1.5. МОНОХРОМАТИЧЕСКИЕ ГЕОМЕТРИЧЕСКИЕ АБЕРРАЦИИ

Аберрации третьего порядка для зонных пластинок можно рассчитать так же, как для линейных (т. е. с прямыми штрихами) дифракционных решеток [5], т. е. применяя принцип Ферма к границам зон. Разность оптических путей по сравнению с излучением, прошедшим через центр зонной пластинки, равна  $nm\lambda/2$ . Поэтому величину оптического пути  $PQP'$  (рис. 8.3) можно представить в виде

$$L = PQ + QP' + |nm\lambda/2| \quad (8.71)$$

или

$$L = PQ + QP' + |r_n^2 m \lambda / 2 r_1^2|. \quad (8.72)$$

Согласно рис. 8.3,

$$PQ^2 = (x - \xi)^2 + (y - \eta)^2 + z^2, \quad (8.73)$$

откуда получаем

$$PQ = zg + h/zg + [h(\xi^2 + \eta^2) - h^2 - (\xi^2 + \eta^2)^2/4]/2z^3 + O(\mu^6/z^5), \quad (8.74)$$

где  $g^2 = 1 + (x^2 + y^2)/z^2$ ,  $h = \xi x + \eta y$ , а величина  $\mu^6$  является комбинацией

шестых степеней  $x$ ,  $y$  и  $\eta$ . Аналогичное выражение получается для  $QP'$  заменой  $(x, y, z)$  на  $(x', y', z')$ . Так как точка  $Q$  расположена на границе зоны, то

$$r_n^2 = \xi^2 + \eta^2 \quad (8.75)$$

Применяя принцип Ферма, получаем

$$\begin{aligned} \partial L / \partial \xi = 0 = (\xi - x) [1/zg + (2h - \xi^2 - \eta^2)/2z^3] \\ + O(\mu^5/z^5) + [ ]' + |\xi m \lambda / r_1^2|, \end{aligned} \quad (8.76)$$

$$\begin{aligned} \partial L / \partial \eta = 0 = (\eta - y) [1/zg + (2h - \xi^2 - \eta^2)/2z^3] \\ + O(\mu^5/z^5) + [ ]' + |\eta m \lambda / r_1^2|, \end{aligned} \quad (8.77)$$

где  $[ ]'$  — член, получающийся из члена, заключенного в квадратные скобки, заменой  $(x, y, z)$  на  $(x', y', z')$ . Равенства (8.76) и (8.77) нельзя удовлетворить одновременно; в лучшем случае можно приравнять нулю члены наименьшего порядка по  $\xi$  и  $\eta$ . Для излучения, проходящего через центр зонной пластинки,  $\xi = \eta = 0$ , поэтому равенства (8.76) и (8.77) упрощаются и принимают вид

$$x/zg + x'_0/z'_0g'_0 = 0, \quad (8.78)$$

$$y/zg + y'_0/z'_0g'_0 = 0, \quad (8.79)$$

где координаты  $(x'_0, y'_0, z'_0)$  определяют положение точки изображения. Решения уравнений (8.78) и (8.79) имеют соответственно вид

$$x/z = -x'_0/z'_0, \quad (8.80)$$

$$y/z = -y'_0/z'_0. \quad (8.81)$$

(Напомним, что величина  $z'$  определена так, что она положительна для положительных порядков.) Для излучения, прошедшего через точку  $Q(\xi, \eta, 0)$ , точка изображения имеет координаты  $x' = x'_0 + \Delta x'$  и  $y' = y'_0 + \Delta y'$ . Разлагая в ряд (8.76) и (8.77) в точке  $(x'_0, y'_0)$  и используя формулы для крайней зоны  $\xi = r_N \cos \theta$  и  $\eta = r_N \sin \theta$ , получаем

$$\begin{aligned} \Delta x' / z'_0 = \xi(1/z + 1/z'_0 + |m\lambda/r_1^2|) - 3r_N \cos \theta (x^2/z^3 + x_0'^2/z_0'^3)/2 \\ + r_N^2(1 + 2 \cos^2 \theta)(x/z^3 + x_0'/z_0'^3)/2 \\ - r_N^3 \cos \theta (1/z^3 + 1/z_0'^3)/2 \\ + O(\mu^5/z^5, \mu'^5/z_0'^5), \end{aligned} \quad (8.82)$$

$$\begin{aligned} \Delta y'/z'_0 = & \eta(1/z + 1/z'_0 + |m\lambda/r_1^2|) - r_N \sin \theta (x^2/z^3 + x_0'^2/z_0'^3)/2 \\ & + r_N^2 \sin \theta \cos \theta (x/z^3 + x_0'/z_0'^3) \\ & - r_N^3 \sin \theta (1/z^3 + 1/z_0'^3)/2 \\ & + O(\mu^5/z^5, \mu'^5/z'^5). \end{aligned} \quad (8.83)$$

Чтобы aberrации были минимальными, первые члены в этих выражениях должны быть равны нулю. Следовательно, должно выполняться равенство

$$1/z + 1/z'_0 + |m\lambda/r_1^2| = 0. \quad (8.84)$$

Это уравнение соответствует формуле тонкой линзы (8.8). Остальные члены выражений (8.82) и (8.83) описывают aberrации, которые возникают при формировании изображений идеально изготовленной зонной пластинкой.

**8.1.5.1. Сферическая aberrация.** Сферическая aberrация описывается членами, содержащими  $r_N^3$ , т. е.

$$(\Delta x'/z'_0)_{SA} = -r_N^3 \cos \theta (1/z^3 + 1/z_0'^3)/2, \quad (8.85)$$

$$(\Delta y'/z'_0)_{SA} = -r_N^3 \sin \theta (1/z^3 + 1/z_0'^3)/2. \quad (8.86)$$

Радиус кружка рассеяния в плоскости изображения, т. е. поперечная сферическая aberrация, выражается формулой

$$\Delta l = (\Delta x_{SA}'^2 + \Delta y_{SA}'^2)^{1/2} = z' r_N^3 (1/z^3 + 1/z_0'^3)/2, \quad (8.87)$$

а соответствующая продольная сферическая aberrация (рис. 8.10) равна

$$\Delta z' = z'_0 \Delta l / r_N. \quad (8.88)$$

Как и в случае изогнутых решеток, наличие сферической aberrации определяет оптимальный радиус зонной пластинки. При  $\eta = 0$  и  $y = y'_0 = 0$  из выра-

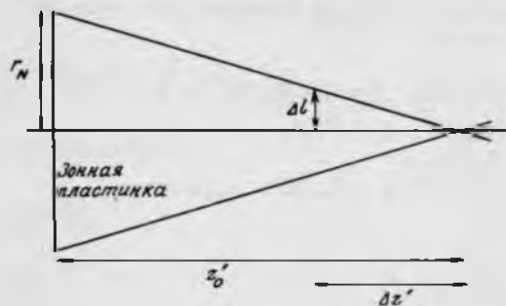


РИС. 8.10. Поперечная и продольная сферическая aberrация зонной пластинки Френеля.

жения (8.72) следует

$$\lambda/4 = r_{\text{opt}}^4(1/z^3 + 1/z_0'^3)/8, \quad (8.89)$$

т. е.

$$r_{\text{opt}} = [2\lambda/(1/z^3 + 1/z_0'^3)]^{1/4}. \quad (8.90)$$

Для плоской падающей волны  $z' = \infty$ , а  $z_0' = fm = r_1^2/m\lambda$ . Тогда

$$r_{\text{opt}} = r_1(2r_1^2/m^3\lambda^2)^{1/4} \quad (8.91)$$

и соответствующее оптимальное число зон равно

$$N_{\text{opt}} = (r_{\text{opt}}/r_1)^2 = (2/m^3)^{1/2}r_1/\lambda. \quad (8.92)$$

**8.1.5.2. Кома.** Кома описывается членами выражений (8.82) и (8.83), содержащими  $r_N^2$ :

$$(\Delta x'/z_0')_C = r_N^2(1 + 2 \cos^2 \theta)(x/z^3 + x_0'/z_0'^3)/2, \quad (8.93)$$

$$(\Delta y'/z_0')_C = r_N^2 \sin \theta \cos \theta (x/z^3 + x'/z_0'^3). \quad (8.94)$$

Кома проявляется в виде ряда окружностей с уравнениями вида

$$[(\Delta x'/z_0')_C - r_N^2(x/z^3 + x'/z_0'^3)]^2 + (\Delta y'/z_0')_C^2 = [r_N^2(x/z^3 + x'/z_0'^3)]^2. \quad (8.95)$$

**8.1.5.3. Астигматизм.** Астигматизм (и кривизна поля зрения) описывается членами, содержащими  $r_N$  в первой степени:

$$(\Delta x'/z_0')_A = -3r_N \cos \theta (x^2/z^3 + x_0'^2/z_0'^3)/2, \quad (8.96)$$

$$(\Delta y'/z_0')_A = -r_N \sin \theta (x^2/z^3 + x_0'^2/z_0'^3)/2. \quad (8.97)$$

Эти выражения определяют уравнение эллипса, большая ось которого в 3 раза больше меньшей оси:

$$(\Delta x'_A/3)^2 + (\Delta y'_A)^2 = 4[r_N z_0' (x^2/z^3 + x_0'^2/z_0'^3)]^2. \quad (8.98)$$

Таким образом, изображение формируется на двух изогнутых поверхностях, которые приближенно можно считать сферическими с кривизной

$$\Delta x'_A/r_N = x_0'^2/2z_0'R_t, \quad (8.99)$$

и

$$\Delta y'_A/r_N = x_0'^2/2z_0'R_s, \quad (8.100)$$

где  $R_t$  – радиус тангенциальной фокальной поверхности:

$$R_t = z'_0/3, \quad (8.101)$$

а  $R_s$  – радиус сагиттальной фокальной поверхности:

$$R_s = z'_0. \quad (8.102)$$

**8.1.5.4. Дисторсия.** Благодаря введенному условию (8.84) члены, содержащие  $x^3$ , которые определяют дисторсию, не содержатся в выражениях (8.76) и (8.77). Таким образом, дисторсия при формировании изображения не проявляется.

**8.1.5.5. Относительные размеры aberrаций.** Если объект находится на бесконечности ( $z = \infty$ ), то  $z_0 = f_m$  и в этом случае

$$\Delta l : \Delta r_c : \Delta a_A = r_N^2 : r_N x'_0 : 3x_0'^2, \quad (8.103)$$

где  $\Delta r_c$  – радиус кружка рассеяния комы, а  $\Delta a_A$  – большая полуось астигматического эллипса. Таким образом, для точек изображения, лежащих вблизи оптической оси, наибольший вклад в суммарную aberrацию дает сферическая aberrация. Для внеосевых точек кома и астигматизм имеют большее значение, а для точек, удаленных от оси более чем на радиус зонной пластинки, наибольшее значение приобретает астигматизм.

### 8.1.6. ГЛУБИНА РЕЗКОСТИ

Глубина резкости линзы определяется точкой на оптической оси, где интенсивность уменьшается до 80% от интенсивности в фокусе. Тогда для линзы радиуса  $r_N$  глубина резкости равна [6]

$$\Delta f = \pm 3.2(\lambda/2\pi)(f/r_N)^2. \quad (8.104)$$

Для зонной пластинки аналогичное требование по интенсивности в соответствии с (8.44) приводит к выражению

$$[\sin(Nu_t/4)/\cos(u_t/4)]^2 = 0.8N^2, \quad (8.105)$$

где

$$u_t = u_1 \pm \Delta u_{1m}, \quad (8.106)$$

а  $u_{1m}$  – нормированная величина смещения относительно фокуса  $m$ -го порядка. Для плоской падающей волны в фокусе справедлива формула

$$u_1 = 2\pi r_1^2/\lambda f_m = 2m\pi. \quad (8.107)$$



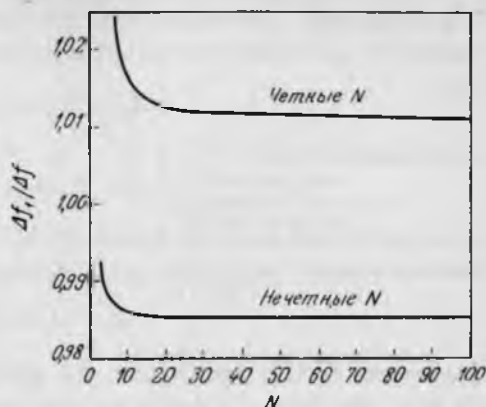


РИС. 8.11. Зависимость отношения глубины резкости зонной пластинки в фокусе первого порядка  $\Delta f_1$  к глубине резкости линзы  $\Delta f$  от числа зон.

Таким образом,  $u_1 = 2\pi r_1^2 / \lambda (f_m \mp \Delta f_m)$  и, учитывая, что для зонной пластинки  $r_N^2 = N\lambda f$ , можно получить формулы:

$$\Delta f_m = (f_m / 2m\pi) \Delta u_{1m} = (f / 2m^2\pi) \Delta u_{1m}, \quad (8.108)$$

$$\Delta f_m / \Delta f = (N / 3.2m^2) \Delta u_{1m}. \quad (8.109)$$

Значения  $\Delta u_{1m}$ , удовлетворяющие уравнению (8.105), определяются соотношениями

$$\sin^2 (N\Delta u_{1m} / 4) / \sin^2 (\Delta u_{1m} / 4) = 0.8N^2 \quad (8.110)$$

для четных  $N$  и

$$\cos^2 (N\Delta u_{1m} / 4) \sin^2 (\Delta u_{1m} / 4) = 0.8N^2 \quad (8.111)$$

для нечетных  $N$ . Функция (8.109), построенная с использованием значений  $\Delta u_{1m}$ , полученных из соотношений (8.110) и (8.111), для значений  $N$  до 100 в фокусе первого порядка показана на рис. 8.11. Видно, что при достаточно больших  $N$  с хорошим приближением можно использовать формулу линзы; следовательно, для фокуса  $m$ -го порядка

$$\Delta f_m \approx \pm f_m / 2N. \quad (8.112)$$

### 8.1.7. РАЗРЕШЕНИЕ

**8.1.7.1. Точечные источники.** Полагая, что число зон достаточно велико и что дифракционная картина в фокусе близка к распределению Эйри (8.48), угловое положение первого минимума можно представить в виде

$$\omega_1 = 0.61\lambda / r_N. \quad (8.113)$$

В соответствии с критерием Рэлея разрешение в  $m$ -м порядке определяется радиусом  $\delta_m$  первого темного кольца распределения Эйри. При малых углах

$$m\delta_m/z' = \tan \omega_1 = \omega_1, \quad (8.114)$$

и разрешение равно

$$\delta_m = 0.61z'\lambda/mr_N. \quad (8.115)$$

Если объект находится на бесконечности, то  $z' = f_m$ , и с учетом (8.21) разрешение можно представить как функцию ширины внешней зоны

$$\delta_m = 1.22 dr_N/m. \quad (8.116)$$

Выражение (8.116) показывает, что пространственное разрешение зависит от двух факторов — ширины внешней зоны и порядка дифракции. Более высокого разрешения можно достичь путем изготовления зонных пластинок с меньшей шириной внешней зоны (таким образом, технологические методы ограничивают разрешение) или путем использования высших дифракционных порядков (но это ведет к потерям фокусируемой энергии).

**8.1.7.2. Протяженные объекты.** Как отмечалось в разд. 8.1.2, на распределение Эйри в каждом фокусе зонной пластинки накладывается довольно протяженный фон со слабой интенсивностью. Таким образом, описанный выше классический для оптики подход к определению разрешения не годится для реальной оценки качества изображения протяженных объектов. Это видно при более тщательных оценках, учитывающих долю энергии, сфокусированной в центральный пик функции размытия точечного изображения. Так, в распределении Эйри 83,8% энергии содержится внутри первого темного кольца [7]. Так как в зонной пластинке распределение Эйри (или близкое к нему) в фокусе первого порядка формируется долей  $2/\pi^2$  от всей фокусируемой энергии, основную точку изображения образуют только 17% прошедшей энергии.

Лучший критерий качества изображения можно получить с помощью модульной функции передачи (МФП), которая представляет собой модуль оптической функции передачи (ОФП) [8]. Она определяет корректность переноса пространственных частот из плоскости объекта в плоскость изображения. Для некогерентной оптической системы ОФП может быть рассчитана двумя способами: с помощью фурье-преобразования интенсивности, определяемой функцией размытия точки, или с помощью функции автокорреляции зрачка фокусирующего элемента [9].

Для расчета функции размытия точки можно использовать метод, описанный в разд. 8.1.2. Но эти расчеты очень сложны, так как выражения

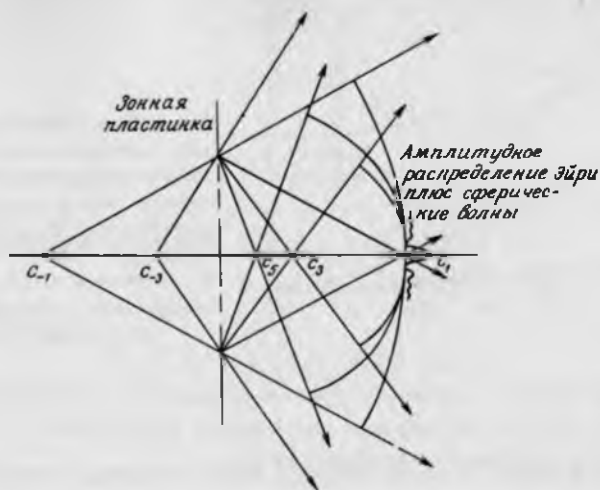


РИС. 8.12. Схема, иллюстрирующая приближенный метод расчета функции размытия точки при передаче изображения протяженного объекта зонной пластинкой.

(8.34) и (8.35) для данного фокуса следует вычислять во всех порядках дифракции. Более простой приближенный метод заключается в использовании выражения (8.68). Коэффициенты Фурье определяют соотношение амплитуд волн, дифрагировавших в каждый фокус. Каждый фокус можно рассматривать как точечный источник с соответствующей амплитудой излучения везде, за исключением собственно фокальной плоскости, где имеет место распределение Эйри. Суммарное возмущение в  $m$ -й фокальной плоскости получается в результате суммирования распределения Эйри со сферическими волнами, имеющими соответствующие относительные амплитуды (рис. 8.12). Квадрат этого распределения определяет функцию размытия интенсивности точечного изображения. Так как функция размытия точки аксиально-симметрична, ее фурье-образ может быть найден в виде преобразования Ганкеля [8] распределения интенсивности по радиусу  $I(0, v)$ :

$$F(t) = \pi \int_0^{\infty} v I(0, v) J_0(2\pi vt) dv \quad (8.117)$$

Таким образом, двумерные вычисления заменяются одномерными. Получающаяся в результате таких расчетов МФП для нулевого, первого и третьего порядков зонной пластинки в сравнении с МФП идеальной линзы показана на рис. 8.13. Основной особенностью МФП зонной пластинки является большой острый фоновый пик, присутствующий во всех порядках. Устране-

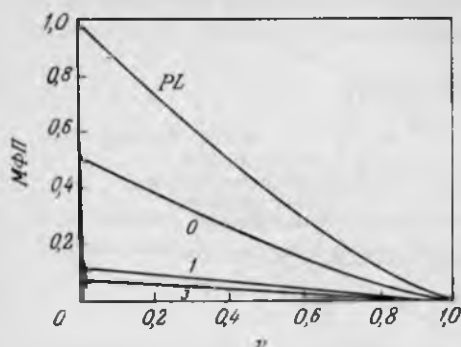


РИС. 8.13. Некогерентная МФП для нулевого, первого и третьего дифракционных положительных порядков зонной пластинки Френеля (кривые 0, 1, 3) в сравнении с МФП идеальной линзы (кривая PL);  $\nu$  — пространственная частота, нормированная на максимальную частоту полосы пропускания.

ние (нежелательного) фонового уровня приведет к улучшению контраста. Это можно сделать вычитанием постоянного уровня фона, но при этом не учитываются колебания интенсивности фона.

## 8.2. УЛУЧШЕНИЕ КАЧЕСТВА ИЗОБРАЖЕНИЯ — МОДИФИЦИРОВАННЫЕ ЗОННЫЕ ПЛАСТИНКИ

Так как при формировании изображения зонными пластинками возникают обсуждавшиеся выше проблемы, имеет смысл обсудить возможные модификации структуры пластинок, которые в частных случаях могут улучшить параметры изображения. В этом разделе обсуждаются два типа модифицированных зонных пластинок [10, 11], которые можно использовать в мягком рентгеновском диапазоне. К первому типу относятся зонные пластинки с закрытым экраном центром, в которых устраняется излучение нулевого порядка из центральной (затененной) области изображения. Ко второму типу относятся зонные пластинки с дополнительными внешними зонами, которые фокусируют излучение в высших порядках в фокус первого порядка центральной части зонной пластинки; таким образом, формируется составная зонная пластинка.

### 8.2.1. ЭКРАНИРУЮЩИЕ ЗОННЫЕ ПЛАСТИНКИ [11, 12]

Изображение, которое формируется (в фокусе первого порядка) в тени круглого экрана, расположенного в центре зонной пластинки, не содержит вклада нулевого порядка дифракции (рис. 8.14). Таким образом, главный вклад в фон устраняется, и контраст повышается. Радиусы границ зон определяются выражением (8.14), где теперь  $r_0$  — радиус центрального экрана, который может иметь любую величину меньше  $r_N$ . Можно выразить  $r_n$  че-



РИС. 8.14. Формирование изображения в тени экранирующей зонной пластинки.

рез относительный радиус экрана

$$a = r_0/r_N \quad (8.118)$$

следующим образом:

$$r_n^2 = n\lambda f[1 + (N/n)a^2/(1 - a^2)], \quad (8.119)$$

где  $n = 1, 2, \dots, N$ .

8.2.1.1. **Функция размытия точки.** Дифракционную картину, возникающую под действием экранирующей зонной пластинки, можно рассчитать с помощью метода, описанного в разд. 8.1.2. При больших  $N$  функция размытия точки будет (примерно) такой же, как в случае эквивалентно экранированной линзы, т. е. [13]

$$I_{ZP}(0, v_N, N) = I_0[2J_1(v_N)/v_N - 2a^2J_1(av_N)/av_N]^2/(1 - a^2)^2, \quad (8.120)$$

где  $v_N$  — нормированный радиус из выражения (8.33):

$$v_N = 2\pi r_N x' / \lambda f. \quad (8.121)$$

Отметим, что при  $a = 0$  выражение (8.120), как и следовало ожидать, вырождается в распределение Эйри (8.48). Распределение (8.120) для различных значений радиуса экрана  $a$  показано на рис. 8.15. Как видно на рис. 8.15, ширина центрального пика уменьшается с увеличением  $a$ , улучшая, таким образом, рэлеевское разрешение, что, однако, компенсируется возрастанием доли энергии, содержащейся в боковых максимумах (см. разд. 8.2.1.4). Кроме того, так как пропускающая область зонной пластинки уменьшается с ростом величины  $a$ , фокусируемая энергия уменьшается как показано на врезке рис. 8.15.

Справедливость выражения (8.120) для функции размытия точки иллюстрирует рис. 8.16, где показана зависимость радиуса первого минимума от величины  $N$  при различных значениях радиуса экрана  $a$ . Видно, что выражение (8.120) при достаточно больших значениях  $N$  является хорошим приближением.

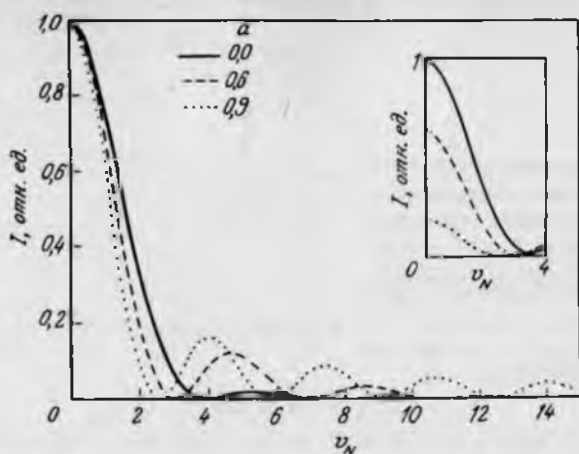


РИС. 8.15. Функция размытия точки при использовании экранирующей зонной пластинки; показано также уменьшение фокусируемой энергии с ростом величины  $a$ .

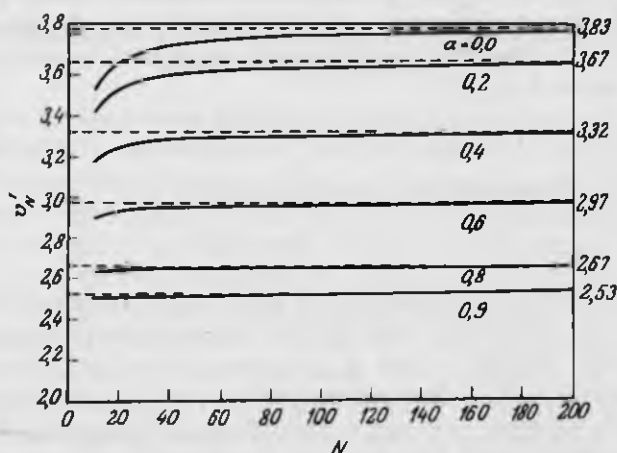


РИС. 8.16. Зависимости положения первого минимума дифракционной картины первого порядка для экранирующих зонных пластинок (сплошные кривые) и для эквивалентных им экранирующих линз (штриховые прямые);  $v'_N$  — нормированный радиус первого минимума.

8.2.1.2. Разрешающая способность и хроматическая aberrация. Распределение интенсивности по оси для экранирующей линзы радиуса  $r_N$  выражается в виде [14]

$$I(z) = I_0 \{ \sin [p(1 - a^2)/2] / (p/2) \}^2 / (1 - a^2)^2, \quad (8.122)$$

где

$$p = \pi r_N^2 (z - f) / \lambda f^2. \quad (8.123)$$

Можно считать, что вблизи фокуса распределение для зонной пластинки близко к (8.122). Тогда продольная хроматическая aberrация  $m$ -го порядка  $\Delta f_{cm}$  получается из уравнения  $\sin [\pi r_N^2 \Delta f_{cm} (1 - a^2) / \lambda f_m^2] = 0$ . Решение этого уравнения имеет вид

$$\Delta f_{cm} = f_m / [(1 - a^2) N m]. \quad (8.124)$$

Сравнивая это выражение с (8.57), можно получить разрешающую способность

$$\lambda / \Delta \lambda = f_m / \Delta f_{cm} = (1 - a^2) N m. \quad (8.125)$$

Таким образом, разрешающая способность экранирующей зонной пластинки по сравнению с обычной (см. выражение (8.56)) уменьшается.

**8.2.1.3. Глубина резкости.** Глубина резкости экранирующей линзы в  $1/(1 - a^2)$  раз больше чем для обычной линзы. Тогда для экранирующей зонной пластинки глубина резкости в фокусе  $m$ -го порядка равна

$$\Delta f_m = \pm f_m / 2N(1 - a^2). \quad (8.126)$$

**8.2.1.4. Энергетические характеристики функции размытия точки.** Энергия, содержащаяся в круге радиуса  $R$  в плоскости изображения, определяется функцией размытия точки

$$E(R) = [C / (1 - a^2)^2] \int_0^R [2J_1(r)/r - 2a^2 J_1(ar)/ar]^2 r dr, \quad (8.127)$$

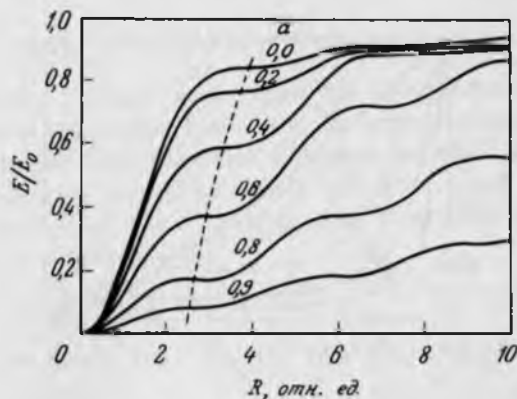


Рис. 8.17. Энергия, содержащаяся в круге данного радиуса дифракционной картины первого порядка для экранирующей зонной пластинки. Штриховая кривая — положение первого темного кольца.

где константа  $C$  определяется из условия, что вся энергия содержится в круге радиуса  $R = \infty$ . Так как  $F(\infty) = 2C$  при определении доли энергии, содержащейся в круге радиуса  $R$ , следует принять  $C = 0,5$ . На рис. 8.17 приведены кривые зависимости  $E$  от  $R$  при различных значениях радиуса экрана  $a$ . Из рисунка видно, что по мере того как зонная пластинка экранируется, энергия перекачивается во внешние кольца дифракционной картины. Таким образом, применение экранирующих зонных пластинок для получения изображений протяженных объектов ведет к уменьшению контраста из-за того, что энергия излучения каждой точки объекта распределяется внутри большей области.

**8.2.1.5. Модульная функция передачи.** МФП экранирующей зонной пластинки может быть получена из выражения (8.120) с помощью процедуры, описанной в разд. 8.1.7.2. На рис. 8.18 приведены результаты подобных расчетов, проведенных с учетом излучения, которое фокусируется только в  $m$ -й порядок (т. е. без учета фона). Из рисунка видно, что по сравнению с обычной зонной пластинкой для большинства пространственных частот контраст уменьшается и лишь при высоких частотах он слегка увеличивается благодаря более узкому центральному пику дифракционной картины. Однако из-за того, что экранирование центральной области устраняет из изображения излучение нулевого порядка, общий контраст улучшается.

**8.2.1.6. Обсуждение результатов.** Проведенное рассмотрение показало, что применение экранирующих зонных пластинок ведет к значительному уменьшению интенсивности фона, но приводит также к менее адекватному отображению пространственных частот объекта в изображении. Первый эффект увеличивает контраст, в то время как второй его уменьшает. Таким

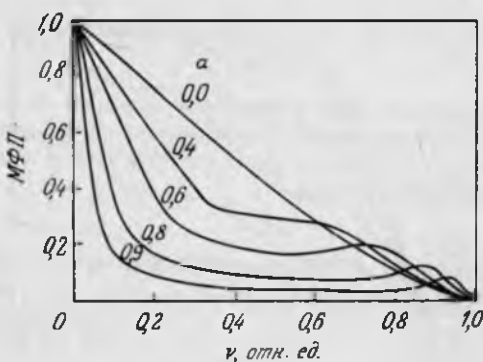


РИС. 8.18. Модульная функция передачи центральной части экранирующей зонной пластинки первого порядка дифракции.



образом, в зависимости от конкретной схемы передачи изображения следует тщательно выбирать относительный размер экрана. В некоторых случаях (которые обсуждаются в гл. 10) экранирующие зонные пластинки имеют значительные преимущества перед неэкранирующими.

### 8.2.2. СОСТАВНЫЕ ЗОННЫЕ ПЛАСТИНКИ [11]

Как обсуждалось выше, зонные пластинки с экранированным центром имеют повышенное разрешение, но за счет уменьшения фокусируемой доли энергии. Для улучшения разрешения можно использовать фокусы высших порядков, но надо иметь в виду, что в них дифрагирует много меньше энергии, чем в фокус первого порядка.

Некоторые технологические процессы (см. гл. 9) дают альтернативную возможность увеличения разрешения зонных пластинок без уменьшения фокусируемой энергии. Для зонной пластинки Френеля наивысшее разрешение достигается тогда, когда ширина внешней зоны равна минимальному размеру, который можно получить с помощью используемой технологии изготовления. Если такая зонная пластинка, находящаяся в центре, с фокусом первого порядка  $f$  окружена дополнительными зонами, имеющими фокус третьего порядка  $f$ , то разрешение улучшается, а доля энергии, фокусируемая в точку  $f$ , возрастает. Это рассуждение легко распространить на высшие (пятый, седьмой, . . .) порядки, но их вклад в общую фокусируемую энергию пропорционально уменьшается (см. разд. 8.2.2.6). Поэтому наибольшее внимание в этом разделе будет уделено составным зонным пластинкам с использованием первого и третьего порядков.

Радиусы границ зон составной зонной пластинки в соответствии с (8.16) (полагая, что  $r_0 = 0$ ) равны

$$r_n^2 = n\lambda f, \quad n = 1, 2 \dots N, \quad (8.128)$$

$$r_n^2 = n\lambda f(3 - 2N/n), \quad N < n \leq N + M. \quad (8.129)$$

Составную зонную пластинку можно характеризовать двумя числами  $(N, M)$ , где  $N$  — число зон во внутренней (работающей в первом порядке) части, а  $M$  — число зон во внешней (работающей в третьем порядке) части пластинки. Наиболее совершенная составная зонная пластинка имеет одинаковые по ширине внешние зоны центральной и внешней части ( $dr_{N+M} = dr_N$ ), т. е. справедливо выражение

$$3r_{N+M}/2(3M + N) = r_N/2N, \quad (8.130)$$

в котором множитель 3 появляется из-за того, что внешняя часть работает



РИС. 8.19. Составная зонная пластинка с числом зон 20 в каждой части (20, 20).

в третьем порядке дифракции. Применение формул (8.128) и (8.129) для получения  $r_N$  и  $r_{N+M}$  соответственно определяет максимальное значение  $M$ :

$$M_{\max} = 8N/3. \quad (8.131)$$

Таким образом, максимальное общее число зон равно  $11N/3$ . На рис. 8.19 показан образец составной зонной пластинки (20, 20).

**8.2.2.1. Дифракционная картина.** Как и в случае экранирующих зонных пластинок, составные зонные пластинки имеют прототип в обычной оптике, а именно аподизирующие линзы, которые имеют функцию пропускания, показанную на рис. 8.20. Дифракционная картина, которая образуется составной зонной пластинкой при падении плоской волны, может быть рассчитана точно методом, описанным в разд. 8.1.2. Но при большом числе зон распределение интенсивности на расстоянии  $f$  с хорошей точностью описывается с помощью функций  ${}_x B_L = J_1(xL)/xL$ :

$$I_{CZP}(0, v_{N+M}, N, M) = I_0 [1/(1 + 2a^2)]^2 (2_1 B_{v_{N+M}} + 4a^2 {}_a B_{v_{N+M}}), \quad (8.132)$$

где

$$a = r_N/r_{N+M}. \quad (8.133)$$

Выражение (8.132) получается в результате суммирования приведенных к соответствующему масштабу амплитуд, создаваемых обычной и кольцевой линзами с учетом соотношения  $v_N = av_{N+M}$ . Формулу (8.132) можно выразить через величины  $N$  и  $M$ :

$$I_{CZP}(0, v_1, N, M) = I_0 [N/(N + M)]^2 (2K_{1/2} B_{v_1}/3N + 4_{N/2} B_{v_1}/3), \quad (8.134)$$

где  $K = 3M + N$ , а

$$v_1 = 2\pi x' r_1 / \lambda f. \quad (8.135)$$

На рис. 8.21. показана функция размытия точки для различных составных зонных пластинок с числом зон (100,  $M$ ). Хорошо видно, что благодаря влиянию дополнительных зон максимальная интенсивность увеличивается

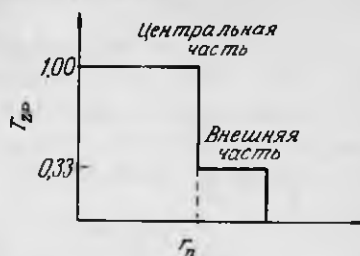


РИС. 8.20. Зависимость эффективного коэффициента пропускания  $T_{ЭП}$  составной зонной пластинки от радиуса  $r_n$ .

по мере роста числа  $M$ . Максимальная интенсивность пропорциональна квадрату общего числа зон  $(N + M)^2$ , так как хотя внешние зоны имеют площадь в три раза больше внутренних, но эффективность дифракции на них в фокус  $f$  составляет лишь одну треть от эффективности внутренних зон.

На рис. 8.21 также видно, что центральный пик становится уже при увеличении  $M$ , так что разрешение, понимаемое в обычном смысле, улучшается. Отметим, однако, что первый минимум, определяемый выражением (8.134), не равен нулю при больших значениях  $M$ . Этот факт демонстрируется на рис. 8.22, где представлена зависимость радиуса первого темного кольца от  $M$  для составных зонных пластинок с числом зон  $(100, M)$ .

Интенсивность на оптической оси определяется в соответствии с разд. 8.1.2 приведенными к соответствующему масштабу амплитудами

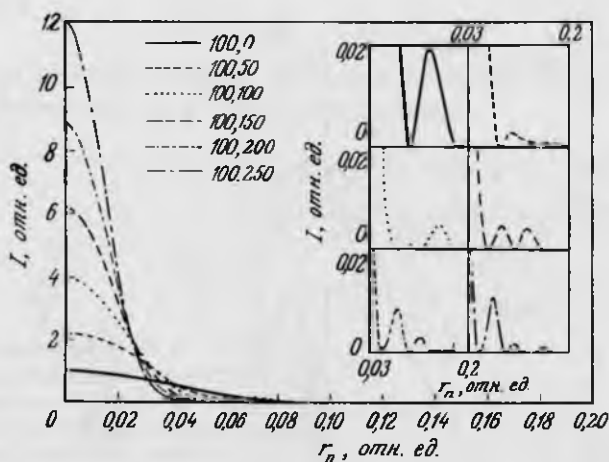


РИС. 8.21. Функция размытия точки для составной зонной пластинки. Масштаб врезки соответствует масштабу основного рисунка.

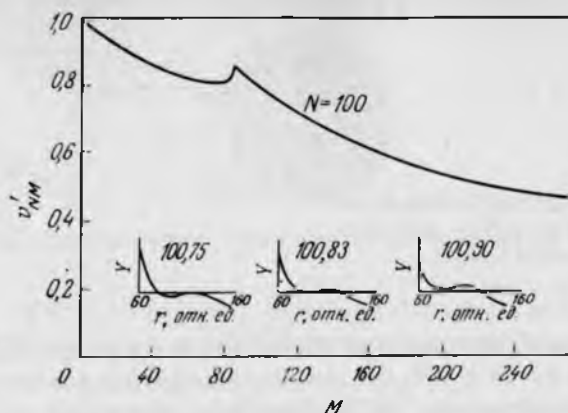


РИС. 8.22. Зависимость радиуса  $U_{NM}^1$  первого темного кольца дифракционной картины первого порядка составной зонной пластинки с числом зон ( $N = 100$ ,  $M$ ) от числа зон внешней части  $M$ . Показано также распределение амплитуды  $Y$  по радиусу.

$$I_{CZF}(u_1, 0, N, M) = I_0 |E(E^N - 1)/(1 + E) + E^{N+3}(E^{3M} - 1)/(1 + E^3)|^2, \quad (8.136)$$

где  $E = \exp(-iu_1/2)$ , а

$$u_1 = 2\pi r_1^2/\lambda R'. \quad (8.137)$$

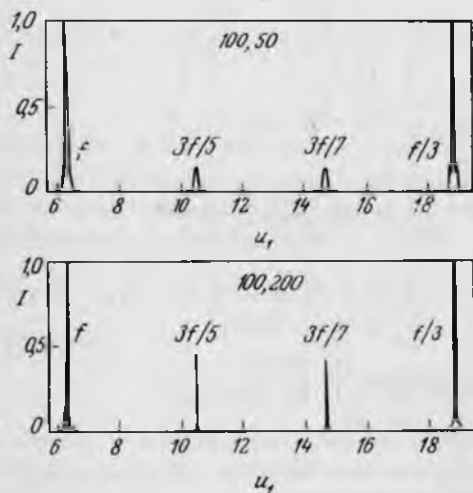


РИС. 8.23. Распределения нормированной интенсивности по оси для составных зонных пластинок с числом зон ( $N = 100$ ,  $M = 50$ ) и ( $N = 100$ ,  $M = 200$ ), показывающие существование фокусов на расстояниях  $f$ ,  $3f/5$ ,  $3f/7$  и  $f/3$ .

На рис. 8.23 показано распределение интенсивности по оси (8.136) для двух составных зонных пластинок с числами зон (100, 50) и (100, 200). Видно, что центральные зоны фокусируют излучение на расстояниях  $f$ ,  $f/3$ ,  $f/5$  и т. д., а внешние — на расстояниях  $3f$ ,  $f$ ,  $3f/5$ ,  $3f/7$ ,  $f/3$  и т. д. Пиковая интенсивность пропорциональна  $(N + M)^2$  только в общих фокусах, а в остальных фокусах она пропорциональна  $M^2$ .

**8.2.2.2. Разрешающая способность.** Распределение интенсивности по оси в области фокуса для составных зонных пластинок, как показано на рис. 8.24, может не иметь четко выраженного первого минимума. Поэтому положение первого минимума в этой ситуации не является хорошим критерием для определения состава длин волн прошедшего излучения. Более подходящий критерий для зонных пластинок Френеля можно получить, обратив внимание на то, что разрешающая способность в первичном фокусе определяется, согласно (8.50), выражением

$$\lambda/\Delta\lambda = 2\pi/\Delta u_1. \quad (8.138)$$

Величина  $\Delta u_1$ , определяющая разрешающую способность при числе зон  $N$ , составляет (по измерениям кривых на рис. 8.24)  $9/16$  от ширины кривой на полувысоте (ШКПВ). Значения, представленные в табл. 8.1, получены в предположении, что разрешающая способность составной зонной пластинки определяется аналогично. Как видно из таблицы, хорошее приближение дает формула

$$\lambda/\Delta\lambda = (N^2 + 9M^2)^{1/2} + M. \quad (8.139)$$

Эта формула завышает значения разрешающей способности лишь при величинах  $M$ , близких к своему предельному значению.

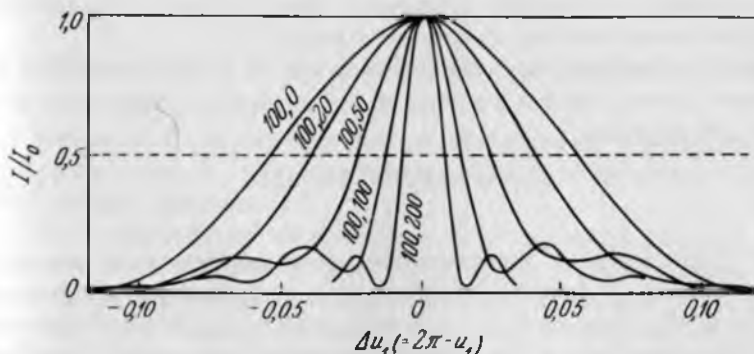


РИС. 8.24. Распределения нормированной интенсивности по оси в области первичного фокуса составной зонной пластинки.

ТАБЛИЦА 8.1. Разрешающая способность составных зонных пластинок

Число зон ( $N, M$ )	ШКПВ центрального пика в точке $f$ , рад	Разрешающая способность $2\pi / (\text{ШКПВ} : 9/16)$	$(N^2 + 9M^2)^{1/2} + M$
100,0	0,1113	100	100
100,20	0,0806	139	137
100,50	0,0479	233	230
100,100	0,0271	412	416
100,200	0,0147	760	808
200,0	0,0557	200	200
200,20	0,0484	231	229
200,50	0,0368	304	300
200,100	0,0241	463	461
200,200	0,0136	821	832
200,500	0,0061	1831	2013
300,0	0,0371	300	300
300,20	0,0341	328	326
300,50	0,0287	389	385
300,100	0,0211	529	524
300,200	0,0128	873	871
300,500	0,0058	1926	2030
300,800	0,00385	2901	3219

8.2.2.3. Глубина резкости. Глубина резкости составной зонной пластинки может быть получена простым способом из разрешающей способности путем определения точки, в которой интенсивность в соответствии с (8.136) падает до 80% максимального значения. Значения глубины резкости  $\Delta f$  в фокусе  $f$ , определенные таким образом, представлены в табл. 8.2.

Как видно из таблицы, хорошее приближение, за исключением, как и в предыдущем случае, больших значений  $M$ , при которых глубина резкости занижается, дает формула

$$\Delta f/f = [N/(N + M)]^2/2N. \quad (8.140)$$

8.2.2.4. Энергетические характеристики функции размытия точки. По сравнению с обычной линзой того же радиуса аподизированная линза создает распределение интенсивности в фокусе с более широким центральным пиком, содержащим больше энергии при меньшей доле энергии, приходящейся на внешние кольца. В случае составной зонной пластинки апертура увеличена за счет добавочных внешних зон, что приводит к возрастанию

ТАБЛИЦА 8.2. Глубина резкости составных зонных пластинок

Число зон ( $N, M$ )	Полуширина на уровне 80% пиковой интен- сивности	$\frac{\Delta f}{f}$	$\frac{1}{2N} \left( \frac{N}{N+M} \right)^2$
100,0	0,0324	0,0052	0,0050
100,20	0,0231	0,0037	0,0035
100,50	0,0137	0,0022	0,0022
100,100	0,0079	0,0013	0,0013
100,200	0,0044	0,00070	0,00055
200,0	0,0162	0,0026	0,0025
200,20	0,0140	0,0022	0,0021
200,50	0,0105	0,0017	0,0016
200,100	0,0069	0,0011	0,0011
200,200	0,0040	0,00064	0,00063
200,500	0,00195	0,00031	0,00020
300,0	0,0108	0,0017	0,0017
300,20	0,0099	0,0016	0,0015
300,50	0,0083	0,0013	0,0012
300,100	0,0060	0,00095	0,00094
300,200	0,0037	0,00059	0,00060
300,500	0,00185	0,00029	0,00023
300,800	0,00138	0,00022	0,00012

энергии в более узком центральном пике при уменьшении ее доли, содержащейся во внешних кольцах распределения интенсивности. Энергия, содержащаяся внутри круга радиуса  $R$ , определяется функцией размытия точки

$$E(R) = C[3/(1 + 2a^2)]^2 \int_0^R [(2/3)J_1(r)/r + (4a^2/3)J_1(ar)/ar]^2 r dr, \quad (8.141)$$

где константа  $C$  определяется так же, как в случае экранирующей зонной пластинки (разд. 8.2.1.4). Зависимость  $E(R)$  показана на рис. 8.25 для трех типов зонных пластинок.

Доля падающей энергии, фокусируемая в первичный фокус (т. е. эффективность составной зонной пластинки), может быть определена из общей площади центральных и внешних зон, на которых дифрагирует соответственно  $1/\pi^2$  и  $1/9\pi^2$  падающей энергии. При плоской падающей волне падающая энергия пропорциональна общей площади зон, и в соответствии с выражениями (8.128) и (8.129) эффективность дифракции равна

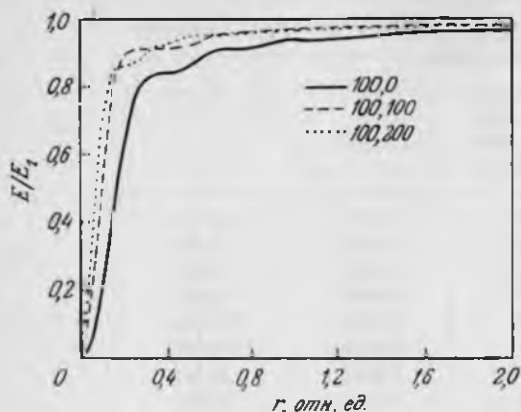


РИС. 8.25. Энергия, содержащаяся в круге данного радиуса дифракционной картины первого порядка составной зонной пластинки.

$$\begin{aligned} \epsilon &= (1/\pi^2)r_N^2/r_{N+M}^2 + (1/9\pi^2)(r_{N+M}^2 - r_N^2)/r_{N+M}^2 \\ &= (1/3\pi^2)(3N + M)/(N + 3M). \end{aligned} \quad (8.142)$$

При максимальном значении  $M$ , определяемом формулой (8.131), эффективность дифракции равна

$$\epsilon = 17/81\pi^2 = 0.0213. \quad (8.143)$$

На рис. 8.26 показана зависимость  $\epsilon$  от  $M$  при различных значениях  $N$ . Видно, что, хотя в фокус  $f$  фокусируется больше энергии, эффективность падает с ростом  $M$ , что приводит к увеличению фона.

**8.2.2.5. Модульная функция передачи.** На рис. 8.27 представлены МФП в фокус  $f$  для нескольких составных зонных пластинок. Если нормировать эти кривые на апертуру зонных пластинок, будет видно, что по мере увеличения  $M$  происходит уменьшение их высокочастотного отклика. Этого и следовало ожидать из-за происходящих в результате аподизации уширения центрального пика и уменьшения доли энергии, содержащейся во внешних кольцах. Так как цель введения дополнительных зон состоит в увеличении апертуры зонных пластинок, для того чтобы сравнить МФП, следует наносить их на график в одинаковом масштабе частот. Это даст возможность показать улучшение разрешения по мере увеличения числа зон  $M$ .

**8.2.2.6. Составные зонные пластинки высших порядков.** Идея составных зонных пластинок может быть легко развита путем введения внешних зон высших порядков дифракции вместо или в дополнение к уже рассмотрен-



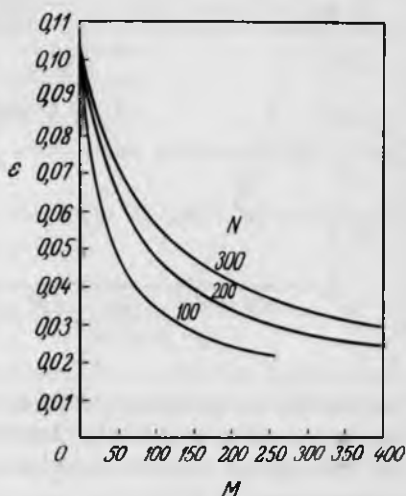


РИС. 8.26. Эффективность дифракции в первый порядок составных зонных пластинок.

ным зонам третьего порядка. В первом случае выражение (8.129) принимает вид

$$r_n^2 = n\lambda f[(2m + 1) - 2mN/n] \quad N < n \leq N + M, \quad (8.144)$$

где  $(2m + 1)$  — порядок дифракции,  $m = 1, 2, \dots$ . При одинаковой ширине внешних зон значение  $M$  определяется формулой

$$M_{\max} = N[(2m + 1)^2 - 1]/(2m + 1). \quad (8.145)$$

Если две внутренние области (первого и третьего порядков) дополняются зонами высших порядков, то в правую часть формулы (8.144) для радиуса  $n$ -й зоны составной зонной пластинки добавляется третье слагаемое

$$r_n^2 = n\lambda f[(2l + 1) - 2(l - m)(N + M)/n - 2mN/n] \\ N + M < n \leq N + M + L. \quad (8.146)$$

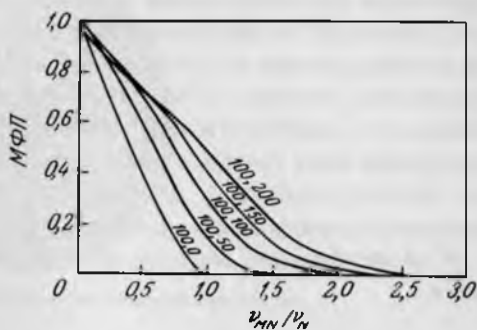


РИС. 8.27. Модульная функция передачи составной зонной пластинки с числом зон (100.  $M$ ). Пространственные частоты  $\nu$  нормированы на максимальную частоту, передаваемую центральной зоной.

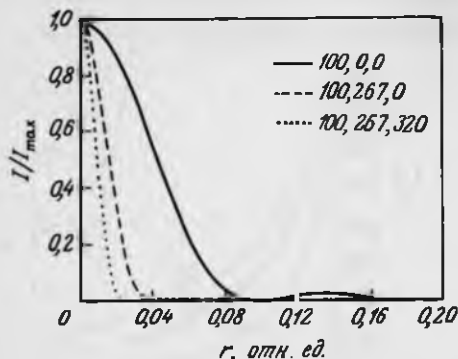


РИС. 8.28. Функции размытия точки составных зонных пластинок с числом зон (100, 267, 320) и (100, 267) в сравнении с функцией размытия точки зонной пластинки Френеля с  $N = 100$ .

Аналогичные выражения могут быть получены и при дальнейшем добавлении зон высших порядков. Значение  $L$  при одинаковой ширине внешних зон всех частей зонной пластинки находится так же, как значение  $M_{\max}$  из выражения (8.145):

$$L_{\max} = N[(2l + 1)^2 - (2m + 1)^2]/(2l + 1). \quad (8.147)$$

В составной зонной пластинке, содержащей зоны первого, третьего и пятого порядков, как и раньше,  $M_{\max} = (8/3)N$ , а  $L_{\max} = (16/5)N$ . Как показано на рис. 8.28, такие зонные пластинки еще больше улучшают разрешение, но выигрыш оказывается меньше, чем при добавлении зон третьего порядка. Уровень фона также еще больше возрастает.

### 8.3. ДРУГИЕ ТИПЫ МОДИФИЦИРОВАННЫХ АМПЛИТУДНЫХ ЗОННЫХ ПЛАСТИНОК

Можно представить себе почти бесконечное число модификаций базовой модели круглой зонной пластинки. Большая часть из них имеет ограниченное применение или неприменима в мягком рентгеновском диапазоне; некоторые возможные модификации будут ниже только упомянуты. Двумя важными модификациями основной модели являются зонные пластинки с поддерживающими спицами и эллиптические зонные пластинки. Первые позволяют изготавливать свободностоящие зонные пластинки, т. е. такие, в которых прозрачные зоны являются полностью непоглощающими. Вторая модификация может появиться в результате ошибок при изготовлении или из-за наклона к оптической оси системы.

К модификациям, которые не будут обсуждаться в дальнейшем, относятся:

- 1) линейные зонные пластинки, эквивалентные цилиндрическим линзам [15, 16];
- 2) квадратные зонные пластинки [17];
- 3) гиперболические зонные пластинки [18–20];
- 4) зонные пластинки с пропущенными зонами для выделения каких-либо фокусов [21];
- 5) компаундные зонные пластинки, состоящие из двух полукруглых зонных пластинок, соединенных по диаметру [22].

### 8.3.1. ЗОННЫЕ ПЛАСТИНКИ СО СПИЦАМИ

Чтобы зонная пластинка была свободновисящей с полностью пропускающими прозрачными зонами, она должна иметь структуру, удерживающую зоны в правильном положении. Наиболее очевидной является конструкция из ряда тонких радиальных спиц, число и ширина которых выбираются из соображений механической прочности. Для того чтобы свести к минимуму влияние на функцию размытия точки, спицы следует располагать осесимметрично (рис. 8.29). Уменьшение интенсивности в фокусе (для обычной амплитудной зонной пластинки) можно рассчитать по формуле

$$\frac{I}{I_0} = \left(1 - \frac{A_s}{A_t}\right) = \left\{1 - (2SW/\pi r_1 N) \sum_{n=1}^{N/2} [(2n)^{1/2} - (2n-1)^{1/2}]\right\}^2, \quad (8.148)$$

где  $I_0$  — интенсивность в фокусе в отсутствие спиц,  $A_s$  — площадь, экранируемая спицами,  $A_t$  — площадь прозрачной части зонной пластинки, а  $S$  — число спиц шириной  $W$ . На рис. 8.30 показана зависимость относительной интенсивности от величин  $S$  и  $W$  для зонной пластинки с числом зон  $N = 100$ . В этом случае, например, при 72 спицах с шириной, равной ширине внешней зоны, потери интенсивности составят только 20%.



РИС. 8.29. Свободновисящая зонная пластинка на спицах.

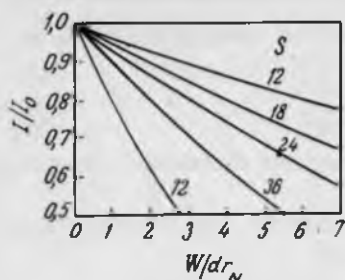


РИС. 8.30. Зависимость коэффициента пропускания зонной пластинки на спицах от числа спиц  $S$  и их ширины  $W$ .

### 8.3.2. ЭЛЛИПТИЧЕСКИЕ ЗОННЫЕ ПЛАСТИНКИ

Эллиптическая зонная пластинка состоит из ряда образующих границы зон эллипсов с одинаковым эксцентриситетом. Большая  $a_n$  и малая  $b_n$  полуоси удовлетворяют соотношениям

$$a_n^2 = na_1^2 + n\lambda f_a, \quad (8.149)$$

$$b_n^2 = nb_1^2 + n\lambda f_b. \quad (8.150)$$

При этом уравнение границы  $n$ -й зоны имеет вид

$$(x/a_1)^2 + (y/b_1)^2 = n. \quad (8.151)$$

Таким образом, эллиптическая зонная пластинка в каждом порядке имеет два астигматических фокуса  $f_a$  и  $f_b$ . Если длины большой и малой осей различаются незначительно, то "лучший" фокус (максимальная интенсивность на оси) расположен между  $f_a$  и  $f_b$ . Распределение интенсивности по оси в области фокуса первого порядка, полученное с помощью выражения (8.42), показано на рис. 8.31.

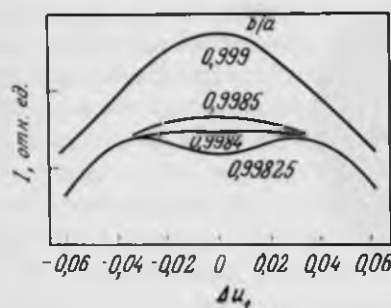


РИС. 8.31. Распределение интенсивности по оси в области лучшего фокуса первого порядка эллиптической зонной пластинки ( $N=20$ ).

## 8.4. ЗОННЫЕ ПЛАСТИНКИ ГАБОРА

Вклад, который дают высшие порядки в фоновую интенсивность в фокусе первого порядка, может быть устранен, если ступенчатую функцию амплитудного пропуска зонной пластинки заменить на приблизительно синусоидальную [23] (рис. 8.32)

$$T(r) = [1 + \sin(\pi r^2/\lambda f)]/2. \quad (8.152)$$

Возвращаясь к рис. 8.3, выражение для комплексной амплитуды в точке  $P'$  при плоской падающей волне ( $R = \infty$ ) в этом случае можно представить в виде

$$Y(P') = -[iA \exp(ikR')/\lambda R'] \cos \gamma \times \iint T(\xi, \eta) \exp[ikL(\xi, \eta)] d\xi d\eta, \quad (8.153)$$

где интеграл берется по всей апертуре. В фокальной точке  $f$ , где  $\gamma = 0$ ,  $x' = 0$ ,  $y' = 0$ , а  $R' = f$ , вычислить интеграл довольно просто. Для этого выразим  $L(\xi, \eta)$  в соответствии с (8.27) следующим образом:

$$L(\xi, \eta) = (\xi^2 + \eta^2)/2f = r^2/2f. \quad (8.154)$$

Таким образом, в цилиндрических координатах (см. формулы (8.28))

$$Y(P') = -[iA \exp(ikf)/\lambda f] \int_{\theta=0}^{2\pi} \int_{r=0}^{r_N} T(r) \exp(ikr^2/2f) r dr d\theta, \quad (8.155)$$

$$= -[iA \exp(ikf)](C + iS), \quad (8.156)$$

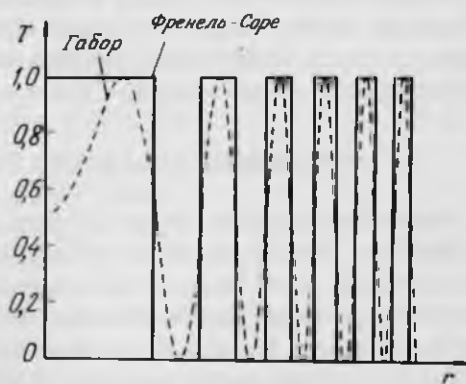


РИС. 8.32. Функции амплитудного пропуска зонных пластинок Френеля - Соре (ступенчатая функция) и Габора (синусоидальная функция).

где

$$C = (2\pi/\lambda f) \int_0^{r_N} T(r) \cos(\pi r^2/\lambda f) r dr, \quad (8.157)$$

$$S = (2\pi/\lambda f) \int_0^{r_N} T(r) \sin(\pi r^2/\lambda f) r dr. \quad (8.158)$$

Подставляя выражение (8.152) для  $T(r)$  в эти интегралы, получаем  $C = 0$ , а

$$S = \pi N/4 \quad (N \text{ четные}), \quad (8.159)$$

$$= \pi N/4 + 1 \quad (N \text{ нечетные}). \quad (8.160)$$

Таким образом, при больших значениях  $N$  независимо от четности этого числа хорошее приближение дает формула

$$Y(P') = (A\pi N/4) \exp(ikf). \quad (8.161)$$

При этом интенсивность в фокальной точке определяется выражением

$$I = I_0 N^2 \pi^2 / 16. \quad (8.162)$$

Таким образом, интенсивность в фокусе первого порядка по сравнению с зонной пластинкой Френеля уменьшается в  $16/\pi^2$  раз, т. е. эффективность дифракции в первый порядок составляет  $1/16$ . С помощью подстановки  $R' = f_m = f/m$  аналогичные расчеты можно сделать и для других порядков. Для недифрагировавшего излучения получается эффективность  $1/4$ , для первого мнимого фокуса ( $m = -1$ ) эта величина равна  $1/16$ , а для всех остальных значений  $m$  эффективность равна нулю, т. е. фокусов высших порядков не существует. Остальные  $5/8$  падающего излучения поглощаются.

Таким образом, хотя зонная пластинка Габора имеет только один действительный фокус, общий фон (из-за несфокусированного излучения) оказывается относительно более высоким, чем в фокусе первого порядка соответствующей зонной пластинки Френеля.

### 8.5. ЗОННЫЕ ПЛАСТИНКИ С МОДУЛЯЦИЕЙ ФАЗЫ

Наилучшим способом снижения фона в основном фокусе является использование зонных пластинок с модуляцией фазы. В таких пластинках чередующиеся зоны вместо пропускания и поглощения изменяют фазу излучения на определенную величину. Этим способом, по крайней мере в принципе, можно полностью устранить нулевой порядок и увеличить интенсивность в фокусах других порядков.

## 8.5.1. ЗОННЫЕ ПЛАСТИНКИ РЭЛЕЯ – ВУДА С ОБРАЩЕНИЕМ ФАЗЫ [24, 25]

Простейшим (хотя практически нереализуемым в мягком рентгеновском диапазоне) типом зонных пластинок с модуляцией фазы является пластинка, в которой поглощающие зоны чередуются с прозрачными зонами, имеющими оптическую толщину  $\lambda/2$ , что эквивалентно изменению фазы на  $\pi$ . Амплитуда в точке  $P'$  (см. рис. 8.3) при плоской падающей волне в этом случае определяется выражением

$$\begin{aligned}
 Y(P') = & -(2\pi i A / \lambda R') \cos \gamma \exp(ikR') \left\{ \int_0^{\eta} \exp(ikL)r dr + \dots \right. \\
 & + \int_{\eta}^{\eta_1} \exp(ikL)r dr + \exp(i\pi) \left[ \int_{\eta_1}^{\eta_2} \exp(ikL)r dr + \dots \right. \\
 & \left. \left. + \int_{\eta_{N-1}}^{\eta_N} \exp(ikL)r dr \right] \right\} \quad (8.163)
 \end{aligned}$$

где  $N$  – четное число зон, а  $L = L(\xi, \eta)$ . В выражении (8.163) уже проведено интегрирование по  $\theta$ . Для параксиальных лучей  $R' \approx z'$ ,  $L \approx r^2/2z'$ , а

$$\begin{aligned}
 Y(P') = & -A \exp(ikz') \left\{ \left[ 2 \sum_{n=1}^N \exp(in\pi f/z') \right] \right. \\
 & \left. - 1 - \exp(iN\pi f/z') \right\}, \quad (8.164)
 \end{aligned}$$

Эта амплитуда в два раза выше, чем в амплитудной зонной пластинке, и, следовательно, интенсивность в фокусе в четыре раза выше. Но при этом положения фокусов не изменились. Кроме того, суммируя энергию излучения, дифрагировавшего в каждый фокус ( $m = \pm 1, \pm 3, \pm 5, \dots$ ), можно убедиться, что недифрагировавшее излучение отсутствует:

$$2 \sum_{q=0}^{\infty} 4 / \{(2q+1)^2 \pi^2\} = 1. \quad (8.165)$$

Сдвиг фаз, вызванный зонной толщиной  $t$ , равен

$$\phi = (2\pi/\lambda)(1 - \delta)t, \quad (8.166)$$

где  $1 - \delta$  – показатель преломления вещества зоны. Таким образом, если чередующиеся с ними зоны полностью открыты ( $\delta = 0$ ), то сдвиг фаз при прохождении излучения через соседние зоны окажется равным  $\pi$  при усло-

вии, что

$$t = \lambda/2\delta. \quad (8.167)$$

Для типичных веществ, таких, как углерод и золото ( $\delta \approx 0,003$  и  $\delta \approx 0,01$  соответственно при  $\lambda = 3,5$  нм, см. табл. 1.7), толщина должна составлять  $\sim 0,6$  и  $0,2$  мкм соответственно. Так как веществ, не поглощающих в мягком рентгеновском диапазоне, нет, такое улучшение характеристик зонных пластинок практически недостижимо.

### 8.5.2. ПОГЛОЩАЮЩИЕ ЗОННЫЕ ПЛАСТИНКИ С ОБРАЩЕНИЕМ ФАЗЫ [26]

В зонных пластинках с малыми апертурами, которые используются для фокусировки мягкого рентгеновского излучения, все соседние пары дают по существу одинаковый вклад в изображение. Поэтому, для того чтобы определить свойства зонной пластинки с обращением фазы, достаточно рассмотреть только одну пару зон. Первая зона такой пары остается открытой, а вторая состоит из слоя вещества толщиной  $t$ , который ослабляет амплитуду падающего излучения в  $\exp(2\pi\beta t/\lambda)$  раз и задерживает фазу (по отношению к открытой зоне) на величину

$$\Delta\phi = 2\pi\delta t/\lambda, \quad (8.168)$$

где

$$\tilde{n} = 1 - \delta - i\beta \quad (8.169)$$

— комплексный показатель преломления вещества. Амплитуда излучения, пришедшего в главный фокус из открытой зоны, равна

$$A_1 = iC/\pi, \quad (8.170)$$

где  $I_0 = C^2$  — интенсивность излучения, падающего на пару зон. Амплитуда волны, которая пришла из зоны, дающей сдвиг фаз, равна

$$A_2 = -(iC/\pi) \exp(-i\Delta\phi) \exp(-2\pi\beta t/\lambda). \quad (8.171)$$

Таким образом, вклад этой пары в интенсивность излучения в главном фокусе равен

$$\begin{aligned} I_t &= |A_1 + A_2|^2 \\ &= (C/\pi)^2 [1 + \exp(-4\pi\beta t/\lambda) - 2 \cos \Delta\phi \exp(-2\pi\beta t/\lambda)]. \end{aligned} \quad (8.172)$$

Эту формулу можно выразить через величину

$$\eta = \beta/\delta = 2\pi t/\lambda \Delta\phi \quad (8.173)$$



следующим образом:

$$I_t = (C/\pi)^2 [1 + \exp(-2\eta \Delta\phi) - 2 \cos \Delta\phi \exp(-\eta \Delta\phi)]. \quad (8.174)$$

В фокусах высших порядков интенсивность сфокусированного излучения равна

$$I_{tm} = I_t/m^2 \quad m = \pm 1, \pm 3, \pm 5 \dots \quad (8.175)$$

Максимум интенсивности сфокусированного излучения в зависимости от сдвига фаз  $\Delta\phi$  определяется из уравнения

$$\frac{\partial I_{tm}}{\partial(\Delta\phi)} = 0 = 2(C/m\pi)^2 [-\eta \exp(-2\eta \Delta\phi) + (\sin \Delta\phi + \eta \cos \Delta\phi) \exp(-\eta \Delta\phi)]. \quad (8.176)$$

Таким образом, оптимальный сдвиг фаз определяется из уравнения

$$\eta \exp(-\eta \Delta\phi_{opt}) = \sin \Delta\phi_{opt} + \eta \cos \Delta\phi_{opt}. \quad (8.177)$$

Зависимость  $\Delta\phi_{opt}$  от величины  $\eta$  показана на рис. 8.33. Существуют два предельных случая: при  $\eta \rightarrow 0$  (зонная пластинка Рэлея – Вуда с обращением фазы), когда  $\Delta\phi_{opt} = \pi$ , и при  $\eta \rightarrow \infty$  (амплитудная зонная пластинка Френеля).

Так как на рассмотренную пару зон приходит излучение с интенсивностью  $I_0 = C^2$ , то через открытую зону проходит  $I_0/2$ , через поглощающую зону  $(I_0/2) \exp(-2\eta \Delta\phi)$ . Таким образом, суммарная интенсивность прошедшего излучения равна

$$I_t = (C^2/2)[1 + \exp(-2\eta \Delta\phi)]. \quad (8.178)$$

Вклад этого излучения в каждый фокус определяется выражениями (8.174) и (8.175). Амплитуда недифрагированного излучения нулевого порядка, которое проходит через открытую зону, равна

$$A_{1a} = C/2, \quad (8.179)$$

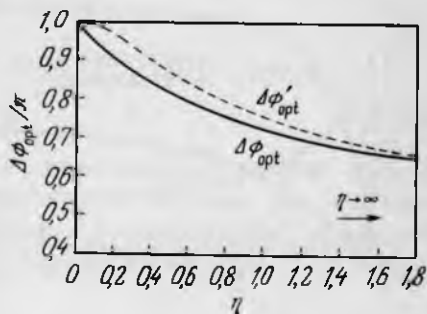


РИС. 8.33. Зависимость оптимального сдвига фаз от величины  $\eta$  ( $= \beta/\delta$ ) для зонной пластинки с обращением фазы.

в то время как через поглощающую зону проходит излучение с амплитудой

$$A_{2u} = (C/2) \exp(-i \Delta \phi) \exp(-\eta \Delta \phi). \quad (8.180)$$

Тогда интенсивность излучения нулевого порядка равна

$$I_u = (C/2)^2 |1 + \exp(-i \Delta \phi) \exp(-\eta \Delta \phi)|^2 \\ = (C/2)^2 [1 + \exp(-2\eta \Delta \phi) + 2 \cos \Delta \phi \exp(-\eta \Delta \phi)] \quad (8.181)$$

При оптимальном сдвиге фаз  $\Delta \phi_{\text{opt}}$  интенсивности равны

$$I_{1\text{opt}} = (C^2/2) [2 - (1 - 1/\eta^2) \sin^2 \Delta \phi_{\text{opt}} + (1/\eta) \sin 2 \Delta \phi_{\text{opt}}], \quad (8.182)$$

$$I_{f\text{opt}} = (C/\pi)^2 (1 + 1/\eta^2) \sin^2 \Delta \phi_{\text{opt}}, \quad (8.183)$$

$$I_{u\text{opt}} = (C/2)^2 [4 - (3 - 1/\eta^2) \sin^2 \Delta \phi_{\text{opt}} + (2/\eta) \sin 2 \Delta \phi_{\text{opt}}]. \quad (8.184)$$

На рис. 8.34 показаны зависимости интенсивностей поглощенного ( $I_a = 1 - I_f$ ), сфокусированного в фокус первого порядка и недифрагировавшего излучения от величины  $\eta$  при оптимальном сдвиге фаз. Как следовало ожидать, при  $\eta \rightarrow \infty$  график определяет амплитудную зонную пластинку, а при  $\eta \rightarrow 0$  — зонную пластинку Рэлея — Вуда с обращением фазы.

Хотя проведенный выше анализ позволяет оптимизировать зонную пластинку по интенсивности излучения, фокусируемого в главный фокус (первого порядка), но он не дает возможности оптимизировать передающие свойства зонной пластинки по параметру отношение сигнал/шум в фокусе. Это можно сделать, определив максимум отношения  $I_f/I_d$ , где  $I_d$  — интенсивность несфокусированного излучения остальных порядков (0, +3, +5, ..., -1, -3, -5, ...):

$$I_d = F_u I_u / 4 + \sum_{-1}^{\infty} F_p I_f / (2p + 1)^2 + \sum_1^{\infty} F_p I_f / (2p + 1)^2, \quad (8.185)$$

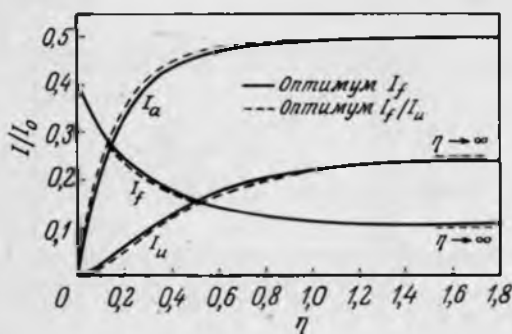


РИС. 8.34. Оптимальные соотношения между поглощенной  $I_a$ , фокусируемой (в первый порядок)  $I_f$  и недифрагировавшей  $I_u$  долями падающего луча для зонной пластинки с обращением фазы.

где  $F_u$  — доля несфокусированного излучения, а  $F_p$  — доля излучения  $(2p + 1)$ -го порядка, попадающие внутрь фокального пятна. Если принять радиус фокального пятна равным радиусу диска Эйри, то простой геометрический расчет зонной пластинки с числом зон  $N$  дает

$$F_u = (0.61/N)^2, \quad (8.186)$$

$$F_p = (0.61/2Np)^2. \quad (8.187)$$

Таким образом,

$$I_d/I_t = (0.61/2N)^2 \left\{ I_u/I_t + 2 \sum_1^{\infty} (4p^2 + 1)/[p^2(4p^2 - 1)^2] \right\}, \quad (8.188)$$

и, так как сумма в (8.188) есть константа, оптимизация  $I_f/I_d$  эквивалентна оптимизации  $I_f/I_u$ , т. е.

$$I_u[dI_f/d(\Delta\phi)] - I_f[dI_u/d(\Delta\phi)] = 0. \quad (8.189)$$

Это уравнение определяет оптимальный сдвиг фаз  $\Delta\phi'_{opt}$ :

$$(\sin \Delta\phi'_{opt} + \eta \cos \Delta\phi'_{opt}) + (\sin \Delta\phi'_{opt} - \eta \cos \Delta\phi'_{opt}) \times \exp(-2\eta \Delta\phi'_{opt}) = 0. \quad (8.190)$$

Эта величина показана на рис. 8.33, а соответствующие ей значения  $I_a, I_f$  и  $I_u$  — на рис. 8.34, из которого видно, что проведенная оптимизация дает результаты, очень близкие к тем, которые получены при оптимизации  $I_f$ .

### 8.5.3. ФАЗОВЫЕ ЗОННЫЕ ПЛАСТИНКИ ГАБОРА

Выбор вещества, из которого изготовлены зонные пластинки Габора, определяет распределение сдвига фазы

$$\Delta\phi(r) = -(1/\eta) \ln T(r). \quad (8.191)$$

При этом суммарная амплитуда в фокусе равна

$$Y(P') = -(2\pi i A/\lambda f) \exp(ikf) \int_0^{\infty} T(r) \exp[-i\Delta\phi(r)] \times \exp(ikr^2/2f) r dr. \quad (8.192)$$

Оценка этого интеграла показывает, что интенсивность излучения, сфокусированного фазовой зонной пластинкой Габора, в четыре раза превышает интенсивность излучения, сфокусированного соответствующей амплитудной зонной пластинкой, т. е. в отсутствие поглощения составляет 25% от падающей интенсивности  $I_0$ .

## 8.5.4. ЗОНЫ С ОПТИМИЗИРОВАННЫМ ПРОФИЛЕМ

В рамках проведенного выше анализа оптимизировалась интенсивность сфокусированного излучения зонной пластинки без попыток модификации базовой ступенчатой или синусоидальной структуры зон. Формируя профиль зон таким образом, чтобы обеспечить постепенное изменение фазы вдоль каждой зоны, можно увеличить интенсивность излучения в главном (или любом другом требуемом) фокусе [27]. Этого можно достичь, например, используя структуру, аналогичную пилообразным зубцам линейной решетки, представленную на рис. 8.35, где  $t_i(r)$  – толщина  $i$ -й зоны, зависящая от  $r$  на отрезке от  $r_i$  до  $r_{i+1}$ . Вклад в амплитуду волны в фокусе  $f$  от  $i$ -й зоны равен

$$Y(P') = -(2\pi i A / \lambda f) \exp(ikf) \times \int_{r_i}^{r_{i+1}} T_i(r) \exp[-i \Delta \phi_i(r)] \exp(ikr^2/2f) r dr, \quad (8.193)$$

где  $T_i(r)$  – амплитудное пропускание, а  $\Delta \phi_i(r)$  – изменение фазы, связанные с зависимостью  $t_i(r)$ . Вообще говоря, предполагается, что часть каждой зоны шириной  $d_i$  может быть сделана из различных материалов или оставлена открытой, как показано на рис. 8.35. Тэтчин [27] показал, что оптимальный профиль зон для первой зоны имеет вид

$$t_1(r) = [(f^2 + r^2)^{1/2} - f] / \delta \quad 0 \leq r < [r_1 - d_1(\text{opt})], \quad (8.194)$$

$$= 0 \quad [r_1 - d_1(\text{opt})] \leq r \leq r_1, \quad (8.195)$$



РИС. 8.35. Профиль обобщенной зонной пластинки с модуляцией фазы.

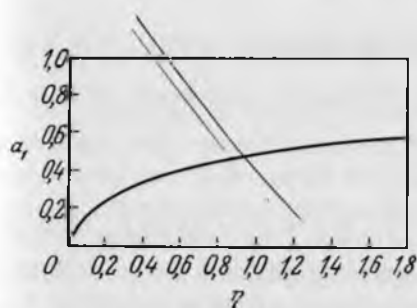


РИС. 8.36. Зависимость ширины первого открытого кольца фазовой зонной пластинки с оптимизированным профилем от величины  $\eta$ .

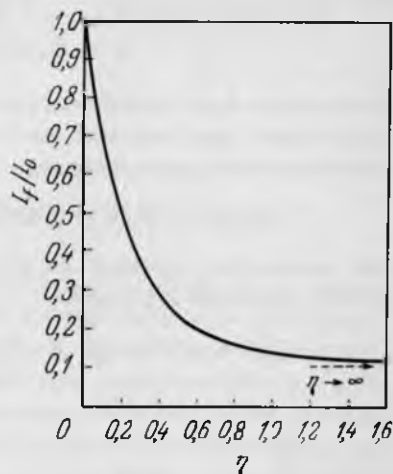


РИС. 8.37. Эффективность дифракции фазовой зонной пластинки с оптимизированным профилем.

где  $d_1(\text{opt})$  определяется решением системы уравнений

$$L = r_1[(r_1/\lambda)^2 + 1]^{1/2} - r_1[(r_1/\lambda)^2 + (1 - a_1)^2]^{1/2}, \quad (8.196)$$

$$\exp[-2\pi\eta(1 - L/\lambda)] = [\sin(2\pi L/\lambda + \gamma)]/\sin \gamma, \quad (8.197)$$

где

$$\sin \gamma = (1 + \eta^2)^{-1/2}, \quad (8.198)$$



РИС. 8.38. Профили фазовых зонных пластинок с оптимизированными профилями при  $\beta = 0.5\delta$  (а) и при  $\beta = \delta$  (б).

$$a_1 = d_1(\text{opt})/r_1 \quad (0 \leq a_1 \leq 1). \quad (8.199)$$

Зависимость  $a_1$  от величины  $\eta$  показана на рис. 8.36 при  $r_1/\lambda = 500$  (значение, характерное для мягкого рентгеновского диапазона). Соответствующая эффективность дифракции равна [27]

$$I_i/I_0 = (1/\pi^2)(1 + 1/\eta^2)^2 \sin^4 \pi L/\lambda. \quad (8.200)$$

Эта зависимость показана на рис. 8.37. Обобщение выражений (8.194) и (8.195) приводит к формулам

$$t_i(r) = [(f^2 + r^2)^{1/2} - (f^2 + r_{i-1}^2)^{1/2}]/\delta \quad r_{i-1} \leq r < [r_i - d_i(\text{opt})], \quad (8.201)$$

$$= 0 \quad [r_i - d_i(\text{opt})] \leq r \leq r_i. \quad (8.202)$$

Профили зон для  $\eta = 0,5$  и  $\eta = 1$  (два примера обобщенной зонной пластинки с пилообразными зубцами) показаны на рис. 8.38.

## ИЗГОТОВЛЕНИЕ ЗОННЫХ ПЛАСТИНОК

## 9.1. ДОПУСТИМЫЕ ОТКЛОНЕНИЯ ПРИ ИЗГОТОВЛЕНИИ

В предыдущей главе обсуждались фокусирующие свойства амплитудных и фазовых зонных пластинок в предположении идеального расположения границ зон. В реальных зонных пластинках эти свойства изменяются, так как границы нельзя расположить с любой требуемой точностью. По этой причине интенсивность в каждом из предсказанных фокусов будет, вообще говоря, меньше, функция размытия точки исказится, положение фокусов незначительно изменится и могут появиться дополнительные фокусы. Кроме того, амплитудные зонные пластинки для мягкого рентгеновского диапазона обычно изготавливаются на подложке, что делает открытые зоны частично поглощающими. Закрытые же зоны, наоборот, могут оказаться недостаточно толстыми, чтобы обеспечить полное поглощение. Установив пределы воздействия этих факторов, например потребовав достижения дифракционного предела разрешения, можно определить допустимые отклонения при изготовлении пластинок. Типы технологических ошибок и соответствующих допусков зависят от метода изготовления зонных пластинок. Некоторые методы изготовления амплитудных зонных пластинок обсуждаются ниже в этой главе, а в этом разделе мы определим допустимые отклонения. Оптические свойства многих веществ в мягком рентгеновском диапазоне известны еще с недостаточной точностью для того, чтобы с уверенностью использовать их в расчетах и в моделировании технологических процессов. Поэтому методы изготовления фазовых зонных пластинок обсуждаются в гл. 11, где рассматриваются перспективы развития рентгеновской оптики.

Смещения или искажения границ зон приводят к тому, что зонная пластинка, еще оставаясь в среднем осесимметричной, будет формировать главный пик дифракционной картины вне оптической оси. Таким образом, оценить, насколько близки к идеалу фокусирующие свойства искаженной зонной пластинки, можно, используя отношение Стрехла [1]. Это отношение максимальной интенсивности для искаженной функции размытия точки (в фокусе) к соответствующему значению для эквивалентной идеальной функции (т.е. для идеальной зонной пластинки). Обычно принимается, что предел допустимых отклонений соответствует значению этого отношения, равному 0,8. Это значение называют пределом Стрехла, который эквива-

лентен четвертьволновому правилу Рэлея [2]. При расчетах предела Стрехла следует соблюдать осторожность, так как изменения положений границ зон приводит также к изменению фокусного расстояния; поэтому прежде, чем рассчитывать отношение Стрехла, необходимо провести расчет измененного фокусного расстояния.

### 9.1.1. ПОГРЕШНОСТИ, НЕ ПРИВОДЯЩИЕ К ИЗМЕНЕНИЮ КРУГЛОЙ ФОРМЫ ГРАНИЦ ЗОН [3, 4]

Дифракционные картины, образованные зонными пластинками, в которых границы зон сдвинуты внутрь или наружу как целое, могут быть рассчитаны по методу, описанному в разд. 8.2, путем интегрирования выражения (8.30) по радиусам всех измененных апертур. Удобно выражать сдвиг границ зон в виде величины, нормированной на ширину внешней зоны:

$$\epsilon_n = |r_n - r'_n| / dr_N, \quad (9.1)$$

где  $r_n$  — идеальный радиус, а  $r'_n$  — измененный радиус  $n$ -й зоны. Наиболее простым для рассмотрения является случай, когда некоторые границы не сдвинуты (0), сдвинуты наружу на определенную величину (+) или внутрь на определенную величину (—), т. е.  $\epsilon_n = \epsilon$  и не изменяется по всей зонной пластинке. Если технология изготовления такова, что чередующиеся пары зон оказываются сдвинутыми таким образом, что такую пару можно охарактеризовать символом (+, —), который означает, что зона с нечетным номером сдвинута наружу на величину  $\epsilon$ , а зона с четным номером сдвинута внутрь на величину  $\epsilon$ , то возникают четыре возможности:

1) (0, 0) — все зоны остались несдвинутыми, т. е. идеальная зонная пластинка;

2) (0, +), (+, 0), (0, —) или (—, 0) — каждая вторая граница смещена наружу или внутрь, что приводит к тому, что каждая поглощающая зона оказывается слишком широкой, а прозрачная зона — слишком узкой (или наоборот) — центры зон смещены;

3) (+, —) или (—, +) — соседние границы сдвинуты в противоположных направлениях, что также проявляется в том, что зоны оказываются или слишком узкими, но центры зон при этом не смещены;

4) (+, +) или (—, —) — все границы сдвинуты наружу или внутрь, что дает зонную пластинку Френеля, описываемую выражением (8.12).

Зависимость отношения Стрехла от величины  $\epsilon$  для этих групп в фокусе первого порядка (при числе зон  $N = 100$ ) показана на рис. 9.1, а величина необходимой перефокусировки показана на рис. 9.2. Предел Стрехла достигается при  $\epsilon \approx 0,42$  в случае 2, при  $\epsilon = 0,21$  в случае 3 и при  $\epsilon = 4$  в слу-



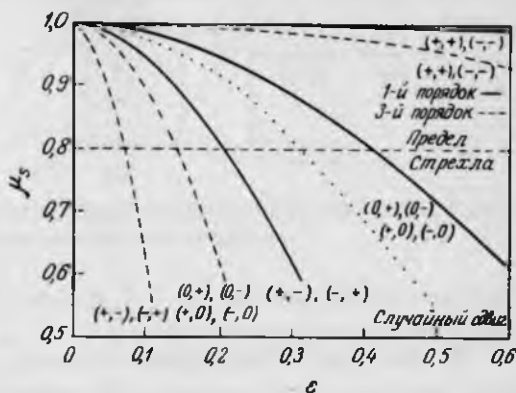


РИС. 9.1. Зависимости отношения Стрехла  $\mu_s$  от величины  $\epsilon$  для фокусов первого и третьего порядков зонной пластинки Френеля со смещенными границами зон.

чае 4. Комбинации сдвигов, в которых участвуют более двух зон, например  $(+, +, -)$  или  $(+, -, 0, -)$ , накладывают менее жесткие ограничения на величину  $\epsilon$ .

Технологические процессы, включающие фотографическое проявление, могут приводить к ошибкам, подобным случаю 3 -- наихудшему из обсуждавшихся возможностей, при перепроявке или недопроявке записывающей среды. Более реалистичная оценка ошибок, характерных для литографического процесса, должна проводиться с учетом смещений границ зон в случайных направлениях на случайную величину  $\epsilon_n$ . Нижний предел смещений, показанный на рис. 9.1, определяет условие  $\epsilon \leq 0,3$ . Таким образом, для того чтобы зонная пластинка обладала разрешением на уровне дифракционного предела, технологический процесс должен обеспечивать положение границ зон с точностью  $\sim 20-30\%$  ширины внешней зоны. Как показывают кривые

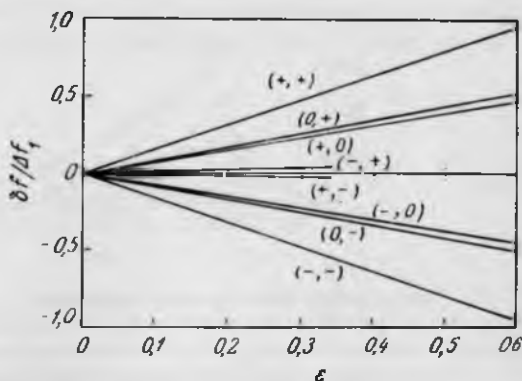


РИС. 9.2. Нормированный на глубину резкости  $\Delta f_1$  сдвиг фокуса первого порядка  $\delta f_1$ , вызванный смещениями границ зон.

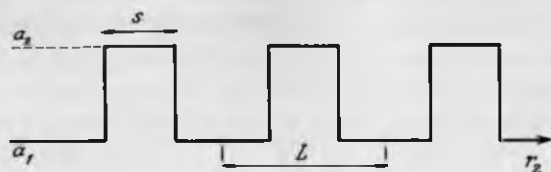


РИС. 9.3. Зависимость амплитудного пропускания от квадрата радиуса зонной пластинки Френеля со смещенными границами зон.

для третьего порядка на рис. 9.1, допуски для фокусов высших порядков еще строже.

Ошибки такого типа приводят также к перераспределению фокусируемой энергии из фокусов идеальной зонной пластинки в фокусы четных порядков. В идеальной зонной пластинке положение границ зон пропорционально величине  $r^2$ . Поэтому кривая амплитудного пропускания в зависимости от  $r^2$  имеет вид равномерной решетки. Если границы зон смещены, возникает конфигурация, показанная на рис. 9.3, и фурье-коэффициенты в выражении (8.69) заменяются на следующие (при коэффициентах амплитудного пропускания  $a_1 = 0, a_2 = 1$ ):

$$c_0 = 1 - s/L, \quad (9.2)$$

$$c_q = [\sin(\pi qs/L)]/\pi q. \quad (9.3)$$

Коэффициенты  $c_q$  теперь не равны нулю для четных порядков, если отношение  $s/L$  не равно 0,5 — значению, соответствующему идеальной зонной пластинке. Эффективности дифракции  $|c_q|^2$  для порядков  $q = 0, 1, 2, 3$  показаны

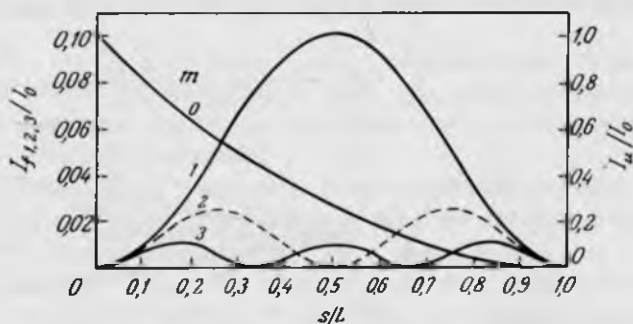


РИС. 9.4. Зависимости эффективности дифракции  $I_{1,2,3}/I_0 = |c_{1,2,3}|^2$  ( $m = 1, 2, 3$ ) и  $I_m/I_0 = |c_0|^2$  ( $m = 0$ ) зонной пластинки со смещенными границами зон от отношения  $s/L$ , показывающие, что неправильное положение границ зон приводит к перераспределению энергии в четные порядки, в особенности за счет первого порядка.

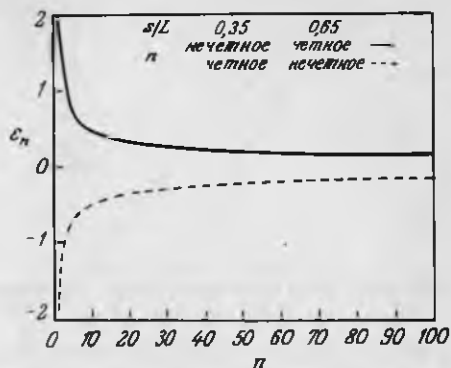


РИС. 9.5. Зависимость допустимого смещения границ зон от номера зоны при постоянном отношении  $s/L$ .

ны на рис. 9.4. Эти ошибки, при которых отношение  $s/L$  постоянно, соответствуют  $\epsilon_n$ , изменяющимся по радиусу. Значения  $s/L = 0,35$  или  $s/L = 0,65$  определяют предел Стрехла. Зависимость смещения  $\epsilon_n$  от  $n$  при  $N = 100$  показана на рис. 9.5.

### 9.1.2. ОШИБКИ, СВЯЗАННЫЕ С ИСКАЖЕНИЕМ КРУГЛОЙ ФОРМЫ ГРАНИЦ ЗОН [3, 4]

При литографическом процессе изготовления зонных пластинок существует возможность того, что границы зон окажутся разрывными. Эти разрывы могут быть регулярными, например, если зонная пластинка изготавливается в виде ряда секторов, или случайными, например, если технологическое оборудование подвержено случайным флуктуациям. Чтобы рассчитать влияние этих разрывов на оптические характеристики зонных пластинок, выражение (8.29) следует интегрировать по углу в пределах между соседними разрывами. Возможные конфигурации таких ступенчатых разрывов показаны на рис. 9.6, а результаты расчетов отношения Стрехла представлены на

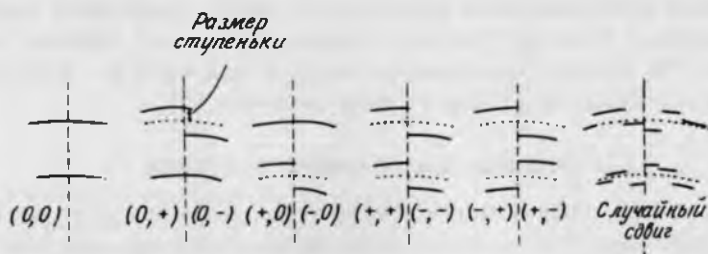


РИС. 9.6. Конфигурация ступенчатых разрывов границ зон.

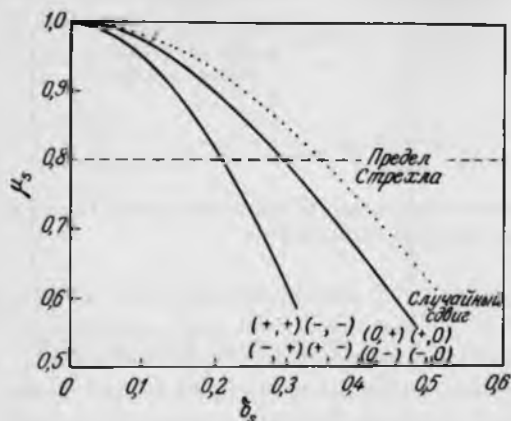


РИС. 9.7. Зависимость отношения Стрехла  $\mu_s$  от величины ступеньки для фокуса первого порядка зонной пластинки Френеля со ступенчатыми разрывами границ зон.

рис. 9.7. Видно, что допустимо существование ступенек с размерами  $\sim 20$ – $30\%$  ширины внешней зоны.

Другой вид ошибок в некоторых литографических процессах может возникать при необходимости формирования образца из нескольких отдельных частей (полей), которые затем должны быть объединены с помощью, например, точно проставленных меток совмещений (реперов). Таким образом, хотя границы всех зон в пределах одного поля могут быть расположены правильно, сами поля могут оказаться разориентированными. Воздействие таких разориентаций трудно оценить в общем виде, так как нужно знать конкретные размеры и форму каждого из полей. Однако следует ожидать, что эти смещения подобны рассмотренным выше, т. е. допустимы отклонения в пределах  $20$ – $30\%$  ширины внешней зоны.

### 9.1.3. ЭЛЛИПТИЧЕСКИЕ ЗОНЫ

Эллиптические зонные пластинки уже обсуждались в разд 8.3.2. Они могут формироваться в результате технологических ошибок, например, если записывающая среда наклонена относительно своего правильного положения. Зависимость предела Стрехла от отношения полуосей эллипсов показана на рис. 9.8. Предел Стрехла достигается при значении  $b/a = 0,9964$ , что соответствует углу наклона  $85$  мрад (немного меньше  $5^\circ$ ).

### 9.1.4. ТОЛЩИНА ЗОН И ВЛИЯНИЕ ПОДЛОЖКИ

Вообще говоря, для устойчивости структуры зонная пластинка мягкого рентгеновского диапазона не должна быть свободновисящей, а должна формироваться на подложке, поглощающей некоторую часть падающего излуче-

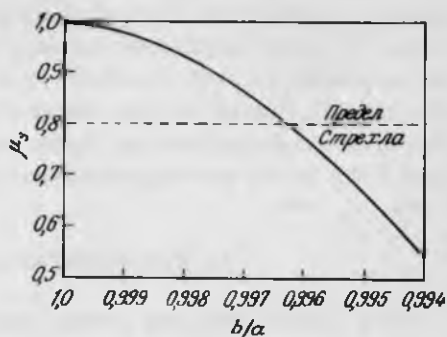


РИС. 9.8. Зависимость отношения Стрелла  $\mu_s$  от отношения полуосей  $b/a$  эллиптической зонной пластинки для фокуса первого порядка.

ния, так что пропускающие зоны не будут полностью открытыми. Кроме того, так как невозможно изготовить зоны любой заданной толщины, поглощающие зоны будут, вообще говоря, частично пропускать излучение. Эта ситуация отражена на рис. 9.3 при значениях  $0 < a_1 < a_2 < 1$ . Без учета фазовых эффектов коэффициенты Фурье можно представить в следующем виде:

$$c_0 = a_1 s/L + a_2(1 - s/L), \quad (9.4)$$

$$c_q = (a_2 - a_1)[\sin(\pi q s/L)]/\pi q. \quad (9.5)$$

Амплитудное пропускание слоя вещества толщиной  $t$  равно

$$a = \exp(-\alpha t/2). \quad (9.6)$$

где  $\alpha$  — линейный коэффициент поглощения (см. выражение (1.4)). При сравнении выражений (9.3) и (9.5) видно, что энергия излучения, дифрагировавшего в  $q$ -й порядок, составляет долю  $(a_2 - a_1)^2$  от соответствующей энергии при  $a_2 = 1, a_1 = 0$ . На рис. 9.9 показаны зависимости эффективности дифракции рентгеновских квантов с энергией 300 и 600 эВ от толщины

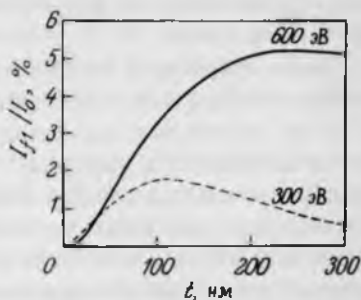


РИС. 9.9. Зависимость эффективности дифракции от толщины зонной пластинки Френеля с правильно расположенными зонами из золота и углерода, чередующимися полярно.

зонной пластинки, изготовленной из золота и углерода, при  $s/L = 0,5$  (т. е. с идеально расположенными зонами). Очевидно, что свободновисящая зонная пластинка из золота работает лучше, чем зонные пластинки других обсуждавшихся типов, но при заданной толщине пластинки и длине волны излучения разумные значения эффективности дифракции могут быть достигнуты и для других конструкций зонных пластинок.

## 9.2. ТЕХНОЛОГИИ ИЗГОТОВЛЕНИЯ

Из-за малых размеров зонных пластинок для мягкого рентгеновского диапазона методы их изготовления ограничены. В основном применяются два метода: электронно-лучевая литография и интерференционные методы с использованием видимого и ультрафиолетового излучения. В этом разделе будут рассмотрены примеры этих двух технологий, а также несколько других методов. Обычно изготавливаются зонные пластинки с двумя характерными размерами, которые определяют разрешение  $\sim 1$  мкм или  $\leq 100$  нм. Первый тип используется для получения изображений термоядерной плазмы методом кодирующих масок, в рентгеновской астрономии, в качестве конденсорных линз в рентгеновской микроскопии и в системе юстировки в рентгеновской литографии. Второй тип используется в качестве конденсоров и объективов для рентгеновской микроскопии.

### 9.2.1. ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВАЯ ЛИТОГРАФИЯ

Многие из методов, применяемых в производстве микросхем [5], могут быть использованы для изготовления зонных пластинок. Однако предъявляемые к ним конкретные требования несколько различаются. Образцы зонных пластинок менее сложны, чем микросхемы, и обычно занимают меньшую площадь, в то время как требования к точности изготовления значительно жестче, а для оптики высокого разрешения минимальная ширина линии должна быть по крайней мере на порядок меньше обычно используемой в микросхемах.

Было предложено несколько методов изготовления зонных пластинок с помощью сканирующей электронно-лучевой литографии (ЭЛЛ). Большинство из них включает формирование электронным пучком эталонного образца на чувствительном к электронам слое (резисте) и последующее копирование на наиболее подходящем для поглощения рентгеновского излучения веществе с помощью различных методов. Существуют также методы прямого вычерчивания образца зонной пластинки на слое вещества, подходящего для поглощения излучения с определенной длиной волны.

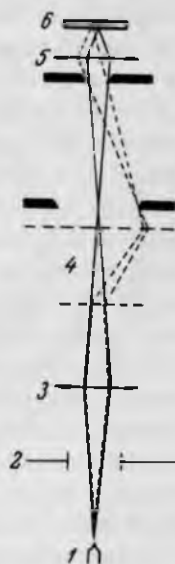


РИС. 9.10. Схема электронно-лучевой литографии: 1 - источник электронов; 2 - затвор; 3 - конденсорная линза; 4 - отклоняющие катушки; 5 - объектив; 6 - записывающая среда на столе с механическим сканированием (стол совмещения).

Хотя конкретные системы ЭЛЛ различаются в деталях, все они имеют одинаковые основные элементы, схематично показанные на рис. 9.10. В системах, предназначенных для непосредственного вычерчивания образца зонной пластинки, можно наблюдать образец непосредственно в процессе экспонирования, регистрируя прошедшие электроны. Резисты для этого имеют слишком большую толщину, что затрудняет контроль погрешностей.

Основное отличие систем, в которых применяется экспонирование резистов, состоит в методах копирования структуры зонной пластинки. Эти методы включают рентгеновскую литографию, химическое, плазменное и ионно-лучевое травление, осуществляемое с помощью нанесения и последующего снятия слоев, гальванические процессы, а также их комбинации. За этим исключением все методы ЭЛЛ, предназначенные для изготовления зонных пластинок, в основном одинаковы, поэтому будет описан лишь один из них. Этот метод был выбран из многих, описанных в литературе [6-8], так как его легче всего сравнивать с методом прямого вычерчивания, который будет описан несколько ниже.

В рассматриваемом здесь методе [9] используется система ЭЛЛ высокого разрешения с энергией электронов до 100 кэВ, базирующаяся на модифицированном сканирующем просвечивающем электронном микроскопе (СПЭМ). Источником электронов служит вольфрамовое острие с автоэлектронной эмиссией, которое при ускоряющем напряжении 100 кэВ обеспечи-

вает яркость более  $10^{12}$  А·м<sup>-2</sup>·стерад<sup>1</sup> при пятне в фокусе размером 1,16 нм. Максимальный размер сканирования (т. е. максимальная площадь, на которой без искажений может быть вычерчен образец) составляет 250 х 250 мкм. Коррекция фокусировки и астигматизма проводилась с помощью датчиков светового поля (прошедшие электроны) и датчиков темного поля (рассеянные электроны), которые состояли из системы скинтилляторов и фотоумножителей и использовали прозрачную часть записывающей подложки. Формирование структуры зонной пластинки проводилось с помощью микропроцессора, соединенного с главной ЭВМ, и управление экспозицией электронами каждой области образца осуществлялось программируемым датчиком времени в генераторе изображений. Острия с автоэлектронной эмиссией имеют тенденцию к уменьшению тока эмиссии со временем, которое в данном случае составляло 1% мин<sup>-1</sup>. Можно восстановить ток эмиссии, для чего необходимо очистить острие, приложив большое обратное напряжение; но тем временем для поддержания постоянной экспозиции проводилась коррекция частоты датчика времени с помощью аналоговой обратной связи.

Структура зонных пластинок воспроизводилась на подложке из нитрида кремния Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> толщиной 120 нм, которая покрывалась слоем резиста толщиной от 150 нм до 0,8 мкм. Использовался резист, состоявший из смеси полиметилметакрилата (ПММА) — резиста с наилучшим известным разрешением — и метилметакрилата (ММА), включенного для повышения чувствительности (за счет некоторого ухудшения разрешения). Это позитивный резист, т. е. электроны разрушают длинные полимерные молекулы, что приводит к более быстрому растворению их в проявителе. Ширина внешней зоны изменялась от 50 нм для самого тонкого слоя резиста до 200 нм для самого толстого (аспектное отношение составляло 3 — 4: 1). Структура формировалась с помощью растрового сканирования, как это показано на рис. 9.11, при размере шага 6 нм. Каждая линия (строка) на рисунке характеризуется тремя параметрами  $y$ ,  $x_1$  и  $x_2$ , которые связаны друг с другом соотношениями

$$x_1 = \pm(r_m^2 - y^2)^{1/2}, \quad x_2 = \pm(r_{m+1}^2 - y^2)^{1/2} \quad (9.7)$$

или

$$x'_1 = -(r_{m+1}^2 - y'^2)^{1/2}, \quad x'_2 = +(r_{m+1}^2 - y'^2)^{1/2} \quad (9.8)$$

При этом радиусы зон определяются формулой (8.16). Для экспонирования зонной пластинки с числом зон 100, шириной внешней зоны 200 нм и общей экспонируемой площадью 630 мкм<sup>2</sup> требовалось около 7 мин. Это время достаточно мало для того, чтобы не начали проявляться искажения, вызванные дрейфом стола сканирования, флуктуациями отклоняющих катушек



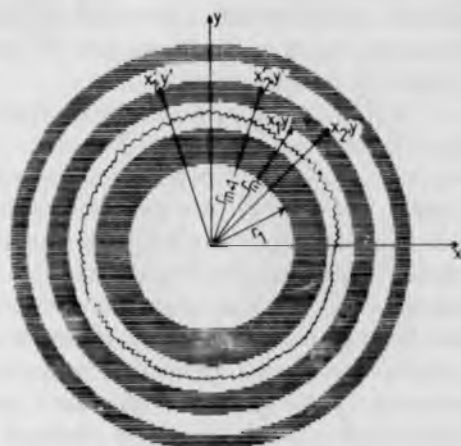


РИС. 9.11. Формирование структуры зонной пластинки при экспонировании резиста в системе ЭЛЛ, созданной на базе СПЭМ [9].

и т. д. Поэтому масштаб возможных ошибок не превосходил размера шага сканирования (6 нм), т. е. составлял 12% ширины внешней зоны, хорошо укладывающаяся в допуски, определенные в разд. 9.1. Однако из-за неперпендикулярности направлений сканирования  $x$  и  $y$  могли возникать эллиптические искажения.

Структура зонной пластинки на резисте с помощью ионного травления переносилась на слой золота толщиной 50 нм. В результате формировалась зонная пластинка с пропускающими зонами из слоя  $\text{Si}_3\text{N}_4$  толщиной 120 нм и с поглощающими зонами из слоя золота на подложке из нитрида кремния. С помощью выражения (9.5) можно получить показанную на рис. 9.12 зави-

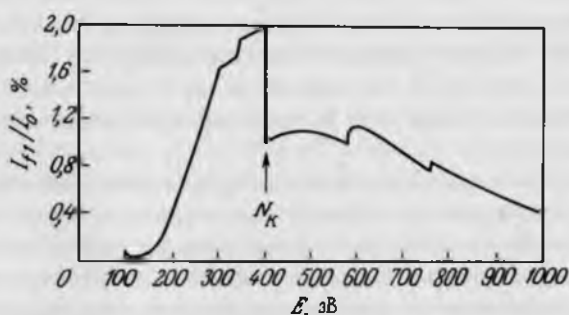


РИС. 9.12. Эффективность дифракции в первый порядок  $I_1/I_0$  зонной пластинки из золота толщиной 50 нм на подложке из нитрида кремния толщиной 120 нм [9] с правильно расположенными границами зон;  $N_K$  –  $K$ -край поглощения азота.

симость теоретически достижимой эффективности дифракции в первый порядок при этих толщинах зон от энергии рентгеновских фотонов (при идеальном расположении зон).

Разрешение стандартной ЭЛЛ ограничивается наряду с другими причинами рассеянием в резисте [10, 11]. Эта причина имеет важное значение, так как скорость растворения экспонированного резиста зависит от поглощенной им энергии электронного пучка и структура, образованная после проявления, зависит от распределения поглощенной энергии в резисте. Электроны, падающие на поверхность резиста под нормальным или близким к нормальному углу, испытывают затем как упругие столкновения, при которых изменяется направление их движения, так и неупругие, при которых энергия электронов передается веществу резиста, и образуются вторичные электроны. Оба процесса вызывают рассеяние пучка. Значительное число электронов может испытывать обратное рассеяние на подложке и проникать в резист, так как даже относительно низкоэнергетичные электроны ( $\sim 20$  кэВ) имеют длину пробега в резисте до нескольких микрометров. Вероятность такого обратного рассеяния увеличивается с ростом атомного веса вещества подложки. Наилучший метод определения воздействия рассеяния заключается в расчетах на ЭВМ по методу Монте-Карло [11, 12]. Эти расчеты показывают, что для пучка электронов малых энергий ( $\leq 10$  кэВ) имеет место сильное боковое рассеяние на расстояние до 100 нм в слое резиста толщиной 100 нм, но при больших энергиях электронов ( $\geq 20$  кэВ) это расстояние быстро уменьшается до примерно 25 нм в слое толщиной 100 нм. Таким образом, для достижения высокого разрешения в ЭЛЛ необходимо использовать пучки электронов высоких энергий и тонкие слои резиста. Но в этих условиях возрастает роль обратного рассеяния на подложке, которое приводит к тому, что при толщине подложки в несколько микрометров энергия концентрируется в области резиста размером до 1 мкм у места входа пучка. Этот эффект приводит к общей диффузной засветке, уменьшающей контраст структуры. Его влияние можно свести к минимуму, применяя очень тонкие подложки [13] или используя различные типы ЭЛЛ, как это описано ниже.

Второй метод электронно-лучевой литографии, который можно использовать для непосредственного вычерчивания структуры зонной пластинки, базируется на явлении, создающем обычно главные проблемы при изучении биологических и других объектов с помощью СПЭМ. Это явление представляет собой деградацию изображения, вызванную ростом слоя загрязнений на поверхности образца. Хотя в микроскопе поддерживается очень высокий вакуум (давление  $< 10^{-7}$  мм. рт. ст.), анализ остаточного газа в колонне СПЭМ показывает присутствие среди прочих молекул водяного пара, азота,



РИС. 9.13. Фотография "конуса загрязнения", сделанная на электронном микроскопе. Для демонстрации профиля конус повернут на  $90^\circ$  [21].

кислорода и тяжелых молекул углеводородов различного типа [14]. Эти углеводороды образующиеся из масла в насосах, являются источником загрязнения. Они образуют слой на поверхности образца, где фиксируются электронным пучком. После этого молекулы не могут больше диффундировать и происходит дальнейшая надстройка загрязнения. Если оставить на некоторое время луч в одном положении, образуется так называемый "конус загрязнений", показанный на рис. 9.13. Так как многие электроны проходят образец насквозь, эти конусы образуются на обеих его поверхностях. Было предпринято много усилий для того, чтобы попытаться исключить или уменьшить эти загрязнения [15, 16]. В то же время метод "примесной литографии" [17–21] представляет собой попытку использовать это явление.

Для вычерчивания структуры зонной пластинки (или любой другой) образец заменяют тонкой ( $\sim 10$ – $20$  нм) пленкой, например, углерода или нитрида кремния. Процесс загрязнения ускоряется при нагреве держателя образца, на котором содержится небольшое количество соответствующего масла, что обеспечивает увеличение концентрации молекул углеводородов только на верхней стороне пленки. Электронный луч падает на пленку снизу; при этом электроны проходят сквозь пленку, углеводороды диффундируют к месту выхода луча и там фиксируются. По мере роста толщины образующегося конуса рассеяние электронов возрастает, что приводит к уменьшению сигнала светового поля и возрастанию сигнала темного поля. Таким образом, контролируя относительную величину сигналов темного и светлого полей,

можно получить конус заданной толщины. Когда требуемый уровень сигналов достигнут, луч переводится на следующую позицию, делая контролируемый (микропроцессором) шаг, и в результате независимо от флуктуаций тока автоэмиссии образуется структура с постоянной толщиной.

Из-за искажений, связанных с несовершенством магнитной оптики и сканирующей системы, а также из-за наличия смещений, не перпендикулярных плоскости сканирования  $x$ , эту методику невозможно, вообще говоря, использовать для того, чтобы сразу получить требуемую точность расположения зон по всей площади зонной пластинки. Наименьшую величину искажения имеют на оси, и при аксиальном сканировании не более нескольких микрометров учет их сводится просто к измерению направления оптической оси. Тогда величину ошибки можно измерить и исправить ее, изменяя значения данных, используемых при формировании структуры. Так как зонная пластинка обладает центральной симметрией, зоны можно расположить точно, если расстояние от точно определенного центра до каждой части зоны будет одинаково. Если разделить зонную пластинку на ряд секторов с малыми центральными углами, которые вычерчиваются по оси сканирования  $x$  в радиальном направлении от центра наружу, то для достижения заданной точности необходимо лишь соблюдать высокую точность положения оси  $x$ , а также проводить коррекцию при неортогональном сканировании и дрейфе образца. Так как довольно просто проводить коррекцию неортогональности через 5 мкм, то каждый сектор оказывается разделенным на слегка перекрывающиеся поля таких размеров. Такие поля затем могут быть очень точно совмещены с помощью меток совмещения Т-образной формы, нанесенных в левой стороне каждого поля. Первая из них наносится относительно очень точно определенного центрального круга, а последующие — путем перемещения подложки вправо и нанесением метки совмещения относительно предыдущей. Когда число нанесенных меток оказывается достаточным для того, чтобы определить один сектор, подложку поворачивают и всю процедуру повторяют в следующем секторе. Так продолжается до тех пор, пока не будет сформирован весь круглый образец. Каждое поле может быть размещено относительно соседнего с точностью до 2,5 нм, и, таким образом, точность изготовления всей зонной пластинки радиуса 25 мкм (при этом в каждом секторе содержится шесть полей) составляет 6 нм.

Если метки нанесены без ошибок, структура, состоящая из таких меток совмещения, может быть использована для точного определения положения зон в каждом поле. Но так как во время нанесения меток происходят небольшие колебания коэффициента увеличения, метки совмещения могут быть сдвинуты относительно правильных положений. Эти колебания могут происходить из-за изменения положения по вертикальной оси при вращении подложки, а также из-за нестабильностей управляющей цепи СПЭМ и могут

быть исправлены при регистрации относительного расположения секторов. Эта процедура заключается в определении положения метки совмещения в одном секторе относительно метки в соседнем секторе при вычерчивании дуги в каждом секторе и в последующем измерении ошибок положения в области перекрытия полей. Обычно как в величине, так и в направлении присутствует систематическая ошибка, которая характеризует неортогональность плоскости  $xу$  при сканировании. Будучи измеренной, систематическая ошибка может быть использована для исправления неортогональности. Остаточные ошибки определяют ошибки положения меток совмещения.

Для того чтобы вычертить сегмент внутри любого сектора, с помощью уравнения зонной пластинки (8.14), исправленного с учетом неортогональности, рассчитываются радиусы каждой дуги в зоне. Затем с учетом положения соответствующей метки совмещения и предварительно определенной ошибки ее положения наносилась дуга. Для того чтобы вычертить один сегмент зоны, проводится соответствующее число малых перемещений. К остальным ошибкам, которые могут влиять на положение зон, относятся дефекты пленки, затемняющие или имитирующие метки совмещений, а также изменение коэффициента увеличения, которое может произойти при вычерчивании сегментов зоны. Но действие этих ошибок обычно не имеет большого значения, так как они в худшем случае относятся лишь к нескольким полям и не накапливаются. Так как в процессе вычерчивания за образцом можно наблюдать (главное преимущество этого метода), можно корректировать подобные ошибки отдельно в каждом конкретном случае. Недостатком этого метода является то, что для формирования структуры зонной пластинки радиуса, например, 25 мкм требуется несколько часов. На рис. 9.14 показана такая пластинка, а также примеры некоторых возможных ошибок, которые все удовлетворяют допускам, пределы которых определены в разд. 9.1. Так как каждый сектор вычерчивался электронным лучом с одними и теми же физическими характеристиками, а ошибки можно корректировать независимо в каждом секторе, эллиптические искажения не возникают. Зонная пластинка, показанная на рисунке, имеет ширину внешней зоны 40 нм, а использованный для ее изготовления метод позволяет формировать линии толщиной до 20 нм и меньше.

Для оценки качества таких зонных пластинок использовалось несколько косвенных методов [3, 20]. В этих методах использовались микрофотографии данной зонной пластинки, сделанные на электронном микроскопе, поэтому можно было получить лишь оценку их качества. Эти методы включали исследование функции размытия точки микрофотографии (с помощью света гелий-неонового лазера), а также измерение муаровых полос: две слегка сдвинутые друг относительно друга идеальные зонные пластинки

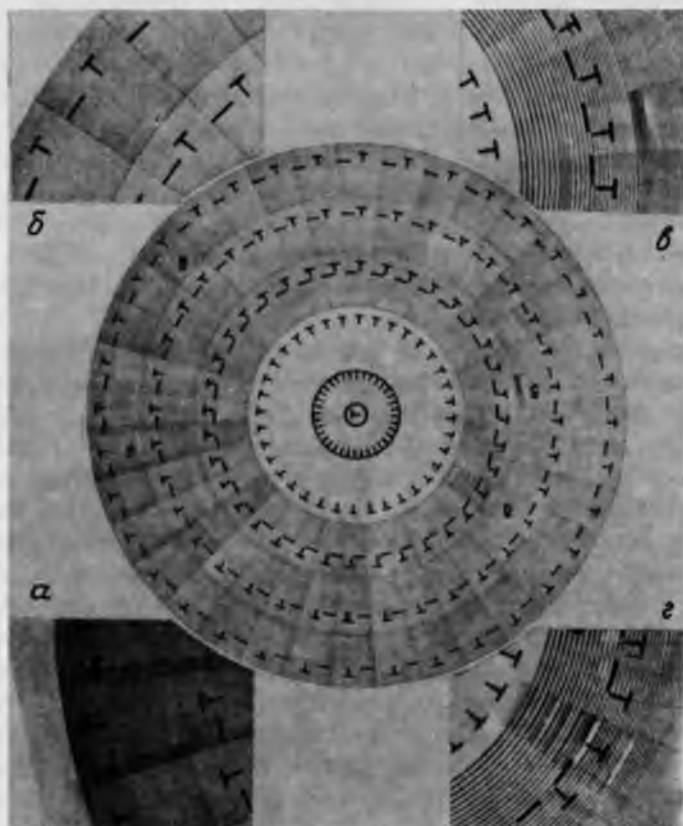


РИС. 9.14. Зонная пластинка из углерода диаметром 50 мкм, изготовленная с помощью примесной литографии. Представлены примеры возможных ошибок: *А* — неортогональное сканирование; *Б* — эта ошибка исправлена; *В* — изменение ширины зон, вызванное флуктуацией коэффициента усиления датчика светлого поля. *Г* — смещение положения зон, вызванное артефактом в области метки совмещения. Вторичные зонные структуры, которые видны на рисунке, это муаровые полосы, которые образовались при репродуцировании с оригинальной черно-белой фотографии.

дают полосы в виде прямых линий, а любые их отклонения от линейности вызываются ошибками формы или положения границ зон. Эти тесты могут быть лишь качественными, тем не менее они позволяют отобрать из партии лучшие зонные пластинки.

Так как можно наносить линии с большим аспектным отношением (рис. 9.13 демонстрирует аспектное отношение примерно 5 : 1), углеродные

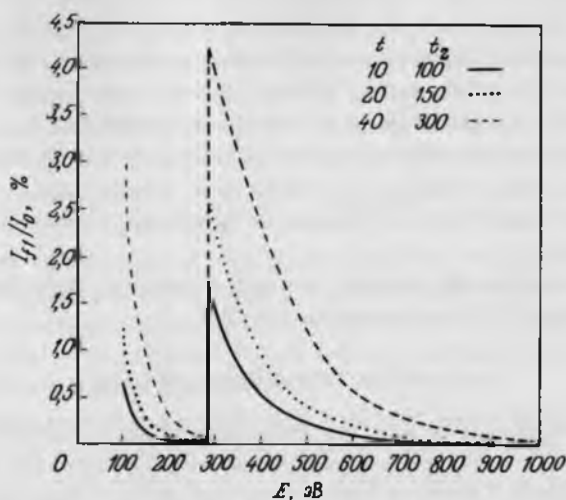


РИС. 9.15. Эффективность дифракции в первый порядок  $I_1/I_0$  углеродной зонной пластинки с правильно расположенными границами зон;  $t$  — толщина подложки в нм,  $t_2$  — толщина зон.

зонные пластинки, изготовленные с помощью примесной литографии, можно непосредственно использовать для ряда диапазонов длин волн рентгеновского излучения. На рис. 9.15 показана зависимость эффективности дифрак-

ТАБЛИЦА 9.1. Некоторые зонные пластинки, изготовленные методом электронно-лучевой литографии

Материал покрытия	Толщина покрытия, мкм	Материал подложки	Толщина подложки, мкм	Число зон $N$	Радиус $r_m$ , мкм	Ширина внешней зоны $dr_m$ , мкм	Литература
Золото	1,3	свободно-висящая	—	—	—	—	[6]
Золото	0,14	$Si_3N_4$	0,1	140	44,5	0,15	[7]
Золото	3,0	свободно-висящая	—	250	473	0,95	[8]
Золото	0,05	$Si_3N_4$	0,12	100	10	0,05	[9]
Золото	0,05	$Si_3N_4$	0,12	100	40	0,2	[9]
Углерод	0,15	углерод	0,02	125	25	0,10	[21]
Углерод	0,15	углерод	0,04	100	15	0,075	[19]
Углерод	0,15	углерод	0,02	312	25	0,04	[21]

ции в первый порядок идеально изготовленных зонных пластинок с указанными толщинами подложек и зон от энергии рентгеновского фотона. Экспериментально на длине волны 3,2 нм была зарегистрирована эффективность около 1%. Однако очевидно, что при энергиях фотонов, близких к верхнему краю мягкого рентгеновского диапазона, а также непосредственно за краем поглощения углерода  $K_{\alpha}$ , необходимо репродуцировать структуру на подложку из более тяжелого вещества, например, с помощью рентгеновской литографии [22].

Краткое перечисление свойств зонных пластинок, изготовленных различными методами ЭЛЛ, содержится в табл. 9.1.

### 9.2.2. ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ МЕТОДЫ

Интерференционные методы изготовления зонных пластинок базируются на том факте, что при интерференции двух сферических или одного сферического и одного плоского когерентных волновых фронтов образуется структура зонной пластинки [23, 24]. При этом когерентные волновые фронты формируются с помощью лазеров видимого или ультрафиолетового диапазонов. Простейшая система для изготовления зонных пластинок показана на рис. 9.16. В этой системе формируются зонные пластинки с экранированным центром, так как один из волновых фронтов освещает только внешнюю область зонной пластинки.

При использовании этой и аналогичных установок возникает проблема, связанная с тем, что зонные пластинки используются при длинах волн, отличающихся от тех, которые использовались при их изготовлении. Это проявляется в виде сферической аберрации, которую можно исправить вве-

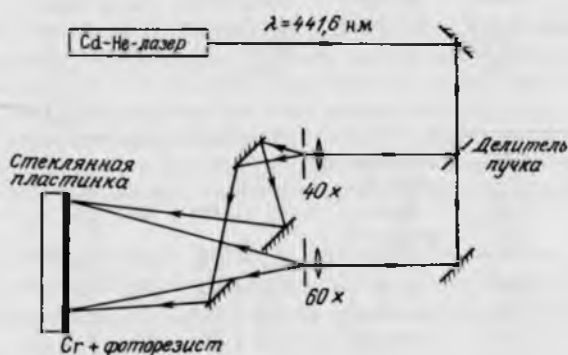


РИС. 9.16. Схема простейшей системы для изготовления зонных пластинок с помощью интерференции [24].



дением соответствующей сферической aberrации в волновые фронты, используемые при изготовлении зонной пластинки. Если структура зонной пластинки формируется одним плоским и одним сферическим фронтами, то расстояние  $z_n$  от эффективного источника сферического фронта до точки на поверхности зонной пластинки должно зависеть от радиуса зоны  $r_n$  [25]:

$$z_n = z_1 [1 - (r_n/z_1)^2]^{1/2} \quad (9.9)$$

Эту aberrацию можно внести в волновой фронт путем размещения на пути пучка плоскопараллельной пластинки, как показано на рис. 9.17. Внесение aberrаций в волновые фронты делает этот метод изготовления зонных пластинок похожим на голографию. Такие зонные пластинки часто называют голографическими зонными пластинками.

Большинство усовершенствований в интерференционный, или голографический метод изготовления было внесено Шмалем и его коллегами из Геттингенского университета [26–28]. Они разработали системы для изготовления двух типов зонных пластинок для рентгеновской микроскопии: с малыми радиусами ( $\leq 50$  мкм) и малым числом зон (меньше нескольких сотен) для объективов и с большими радиусами (несколько миллиметров) и большими числами зон (обычно несколько тысяч) для использования в качестве конденсоров. В этих системах используются сферические волновые фронты с aberrациями. Основной принцип их формирования, а также ряд специальных примеров обсуждаются ниже.

Волновые фронты с aberrациями формируются с помощью апланатической системы линз, которая образуется так, как показано в табл. 9.2 и на рис. 9.18 [26]. Сферический волновой фронт  $S$ , сходящийся в точку  $A$ , с помощью апланатической системы линз фокусируется в точку  $D$ . Если радиусы и центры кривизны поверхностей линз определены в соответствии с табл. 9.2, то преломление происходит только на выпуклых поверхностях, а на вогнутые поверхности все лучи в пучке приходят нормально. Волновой

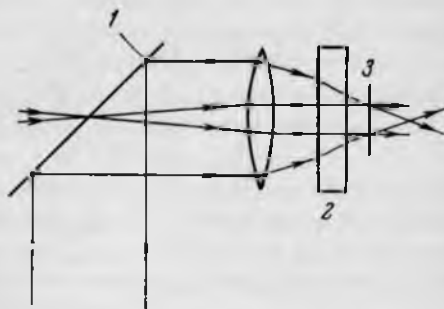


РИС. 9.17. Исправление сферической aberrации для голографической зонной пластинки: 1 – полупрозрачное зеркало; 2 – корректирующая пластина; 3 – зонная пластинка.

ТАБЛИЦА 9.2. Схема образования трехэлементной апланатической системы линз <sup>1)</sup>

Линза №	Поверхность	Радиус поверхности линзы	Координаты центра сферической поверхности
1	вогнутая	$2r/n_1$	$r/n_1, 0$
	выпуклая	$r$	$0, 0$
2	вогнутая	$2rn_2$	$rn_2, 0$
	выпуклая	$rn_2^2$	$0, 0$
3	вогнутая	$2rn_3^3$	$rn_3^3, 0$
	выпуклая	$rn_3^4$	$0, 0$

<sup>1)</sup> Системы с большим числом линз получаются, если умножать соответствующие величины на  $n_1$  — коэффициент преломления материала линз (по отношению к воздуху).

фронт, сфокусированный в точку  $D$ , свободен от aberrаций, а в плоскостях, несколько сдвинутых от точки  $D$ , aberrации волнового фронта приобретают именно такой вид, какой необходим для формирования зонных пластинок. Поэтому интерференционная структура зонной пластинки записывается в плоскости, расположенной вблизи точки  $D$ .

Ширина внешней зоны зонной пластинки, изготовленной этим методом, равна [26]

$$dr_N = \lambda_G / 4 \sin \alpha, \quad (9.10)$$

где  $\lambda_G$  — длина волны излучения, используемого для формирования структуры зонной пластинки, а  $\alpha$  — угол, под которым внешний луч падающей сферической волны пересекает оптическую ось после прохождения через

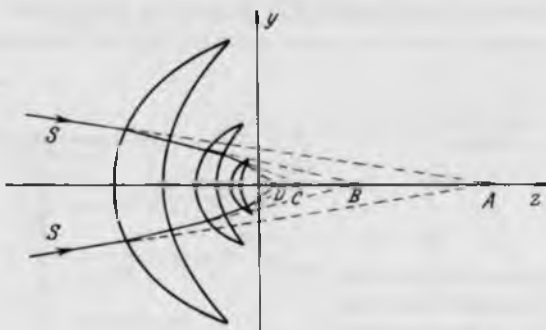


РИС. 9.18. Формирование волнового фронта с aberrациями при помощи апланатической системы линз [26].

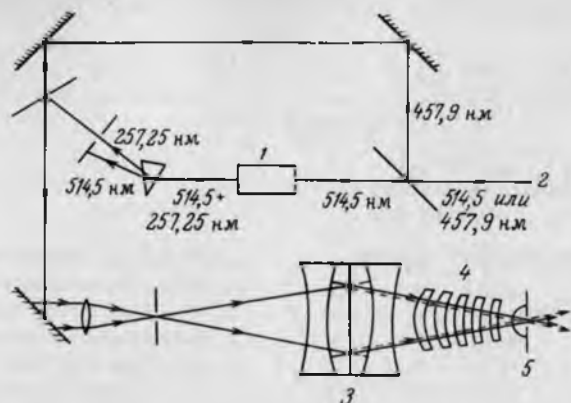


РИС. 9.19. Схема установки для голографической записи зонных пластинок с помощью апланатической системы линз: 1 – кристалл АДР; 2 – луч аргонового лазера; 3 – делитель пучка; 4 – апланатическая система линз; 5 – зонная пластинка [26].

систему линз (рис. 9.18). Таким образом, для получения малых величин  $dr_N$  следует использовать малые длины волн и пучки с большим углом схождения. Практически величина  $a$  не превосходит примерно  $60^\circ$ .

На рис. 9.19 показана система, которая использовалась для формирования структуры зонных пластинок, предназначенных для использования в качестве объективов. Излучение ионного аргонового лазера с длиной волны 457,9 нм использовалось для юстировки оптической системы, а излучение с длиной волны 514,5 нм преобразовывалось во вторую гармонику, и, таким образом, зонная пластинка формировалась на длине волны 257,25 нм. С помощью делителя пучка формировались два сходящихся сферических волновых фронта, которые направляли на апланатическую систему линз. Использовали три апланатические системы линз: трехэлементная, пятиэлементная или шестиэлементная (которая показана на рис. 9.19). В последних двух случаях структура зонной пластинки записывалась на слое фоторезиста, параллельного плоской поверхности последней линзы, через слой глицерина (показатель преломления  $n_g = 1,5037$ )<sup>1)</sup>. Это приводило к тому, что эффективная длина волны, на которой формировалась структура, сокращалась до 171,7 нм, и, таким образом, ширина внешней зоны достигала  $\sim 50$  нм (при  $a = 60^\circ$ ).

Конденсорные зонные пластинки большего размера изготавливались двумя различными способами и предназначались для микроскопов двух разных типов – передающего и сканирующего (см. гл. 10). Из-за различия оптиче-

<sup>1)</sup> Глицерин использовали в качестве иммерсионной жидкости. – Прим. перев.



РИС. 9.20. Апланатическая система линз, формирующая дифракционную картину в виде структуры конденсорной зонной пластинки для рентгеновской сканирующей микроскопии [28].

ских схем к конденсорной зонной пластинке в сканирующем микроскопе предъявляются менее жесткие требования, чем в передающем. Это связано с тем, что во втором случае числовые апертуры конденсора и объектива должны быть одинаковыми, что эквивалентно требованию равенства ширины их внешних зон. В сканирующем микроскопе это необязательно. Апланатическая система линз, использовавшаяся при изготовлении конденсорных зонных пластинок для сканирующего микроскопа, показана на рис. 9.20 [28]. С помощью этой системы изготавливались два типа зонных пластинок, первый — при использовании только двух первых после делителя пучка линз, а второй — при использовании всех трех линз.

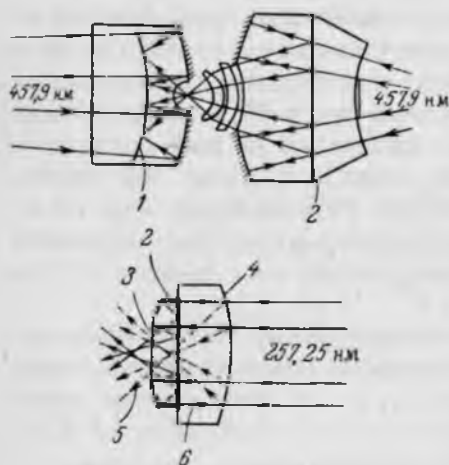


РИС. 9.21. Двухстадийный процесс, необходимый для формирования дифракционной картины в виде структуры конденсорной зонной пластинки для передающей микроскопии: 1 — голограмма, записываемая на фоторезисте; 2 — полупрозрачные зеркала; 3 — зонная пластинка; 4 — голограмма; 5 — первый порядок дифракции; 6 — нулевой порядок дифракции [26].

ТАБЛИЦА 9.3. Зонные пластинки, изготовленные интерференционными методами

Материал зон	Толщина зон, мкм	Материал подложки	Толщина подложки, мкм	Число зон $N$	Радиус $r_N$ , мкм	Ширина внешней зоны $dr_N$ , мкм	Литература
Никель		свободно-висящая	—	1600	6250	2	[24]
Золото	0,04	полиимид	0,1	845	500	0,3	[26]
Золото	0,04	полиимид	0,1	625	150	0,12	[26]
Золото	0,04	полиимид	0,1	100	11,6	0,058	[26]
Золото	0,04	полиимид	0,1	251	27,8	0,055	[26]
Золото	0,04	полиимид	0,1	630	1250	0,99	[28]
Золото	0,04	полиимид	0,1	1196	1250	0,52	[28]
Золото	0,04	полиимид	0,1	2600	2500	0,48	[26]
Золото	0,04	полиимид	0,1	4700	3000	0,32	[26]
Золото	0,04	полиимид	0,1	15000	4500	0,15	[26]
Золото	0,04	полиимид	0,1	38000	4500	0,06	[26]

Для изготовления конденсорных зонных пластинок для передающего микроскопа потребовалась более сложная методика, включающая предварительное формирование голограммы с последующим ее использованием для формирования структуры зонной пластинки [26]. Один из способов реализации этой методики, в результате которого получалась зонная пластинка с центральным экраном, иллюстрирует рис. 9.21. Голограмма формировалась на фоторезисте, нанесенном на сферическую поверхность, с помощью лазерного излучения с длиной волны 457,9 нм и затем восстанавлива-

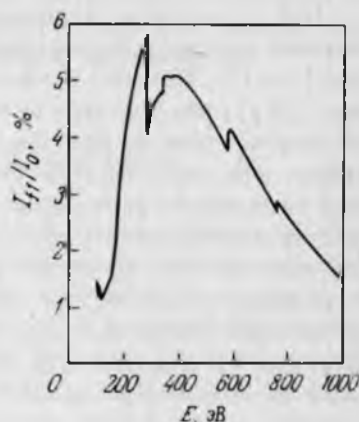


РИС. 9.22. Эффективность дифракции в первый порядок для голографической зонной пластинки, состоящей из золотых зон толщиной 40 нм на полиимидной пленке толщиной 100 нм, в предположении правильного положения границ зон.

лась с помощью излучения с длиной волны 257, 25 нм. При этом образовывались два сферических волновых фронта — из нулевого и первого порядков дифракции голограммы, — в результате чего на поверхности зонной пластинки формировалась необходимая структура.

Структура зонной пластинки записывалась слоем фоторезиста, который нанесен на подложку из стеклянной пластины, покрытую слоем полиимида и слоем золота. После экспонирования и проявления фоторезиста слой золота подвергался ионному травлению, а стеклянная пластина после прикрепления держателя, выполненного в виде кольца, удалялась путем травления в плавиковой кислоте. В результате этого процесса оставались зоны из золота толщиной ~40 нм на тонкой (~100 нм) полиимидной пленке. Параметры таких зонных пластинок представлены в табл. 9.3, а эффективности дифракции в первый порядок (для идеально изготовленных зонных пластинок) в мягком рентгеновском диапазоне показаны на рис. 9.22.

Главным источником ошибок при этом методе изготовления являются, по-видимому, слишком большие или малые экспозиции, либо неправильно выбранное время проявления, что приводит к тому, что чередующиеся зоны оказываются или слишком широкими, или слишком узкими. Это наихудший тип ошибок в положении границ зон (см. разд 9.1.1), и они почти всегда имеются в таких зонных пластинках, что доказывается наблюдающимися при их использовании фокусами второго порядка [26].

### 9.2.3. ДРУГИЕ МЕТОДЫ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ЗОННЫХ ПЛАСТИНОК

В литературе содержатся сведения о других способах изготовления зонных пластинок. С помощью некоторых из них пока еще не удается изготовить пригодные к употреблению элементы. Мы обсудим их в гл. 11.

Один из способов заключается в уменьшении с помощью электронно-оптической системы точно изготовленных эталонных образцов больших размеров [29–31]. Большие зонные пластинки для этой технологии либо покупают [29], либо получают путем гравирования пластмассовой платы [30]. Во втором случае на слое (негативного) фоторезиста, нанесенного на стеклянную пластинку, которая покрыта тонким (~300 нм) слоем меди, делается уменьшенная фотография. После проявления и травления получают копию первоначального эталона из меди на стеклянной подложке, которую затем уменьшают до требуемых размеров с помощью электронно-оптического прибора, состоящего, как правило, из источника электронов с электростатическим ускорением, магнитных линз и квадрупольных корректирующих линз. Это приводит к формированию на слое фоторезиста, который нанесен на стеклянную пластину, покрытую серебром, сильно уменьшенной

ТАБЛИЦА 9.4. Зонные пластинки, изготовленные методом уменьшения эталона

Материал зон	Толщина зон, мкм	Подложка	Число зон $N$	Радиус $r_N$ , мкм	Ширина внешней зоны $dr_N$ , мкм	Литература
Медь	0,5	свободновисящая	38	129	1,7	[29]
Медь	0,3	свободновисящая	100	1550	7,75	[30]
Медь	0,3	свободновисящая	100	1100	5,5	[30]
Медь	0,3	свободновисящая	100	450	2,25	[30]

копии. После проявления фоторезиста на структуру наносят слой меди и экспонированный резист удаляют путем нагревания в вакууме. Затем с помощью селективного травления зонную пластинку отделяют от стекла и получают свободновисящую медную зонную пластинку. Параметры зонных пластинок, изготовленных таким способом, представлены в табл. 9.4.

В этом методе ширина внешней зоны ограничена примерно 2 мкм, и он страдает теми же недостатками, связанными с чрезмерными или недостаточными экспозицией или временем проявления, как и обсуждавшиеся выше интерференционные методы.

Зонные пластинки изготавливают также путем копирования в масштабе 1:1 эталонных образцов, изготовленных методами ЭЛЛ или голографически. Копии можно получить с помощью рентгеновской литографии [34] или другими методами [32, 33]. Эти методы обладают тем преимуществом, что с одного оригинала можно изготовить много копий, хотя очевидно, что при этом качество изготовленной зонной пластинки зависит от качества оригинала. Качество эталонного образца можно улучшить, регулируя, например, ширину зон в соответствии с идеальной структурой, подбирая толщину зон или используя лучшие материалы для формирования структуры зон.

### 9.3. ДОЛГОВЕЧНОСТЬ ЗОННЫХ ПЛАСТИНОК

В условиях интенсивного облучения фокусирующие свойства зонной пластинки могут изменяться со временем. По-видимому, наиболее существенными изменениями являются уменьшение интенсивности фокусируемого излучения, вызванное влиянием загрязнений, и изменение фокусного расстояния, вызванное тепловым расширением. Первое из них до сих пор не создавало каких-либо проблем [35] и, по-видимому, не будет создавать и в будущем, если обеспечиваются соответствующие условия использования

зонной пластинки. Тепловое расширение, как показано ниже, можно рассчитать, и оно, вероятно, может создавать определенные проблемы. Из-за поглощения энергии мягкого рентгеновского излучения зонная пластинка нагревается, поэтому фокусное расстояние изменяется на величину  $\Delta f$ , которая (для первого порядка дифракции) равна

$$\Delta f = [\Delta(r_N^2)]/N\lambda, \quad (9.11)$$

где величина  $\Delta(r_N^2)$  пропорциональна изменению размеров площади зонной пластинки:

$$\Delta(r_N^2) = r_N^2 \alpha \Delta T, \quad (9.12)$$

где  $\alpha$  — коэффициент теплового расширения площади, а  $\Delta T$  — увеличение температуры. Для того чтобы положение фокуса не изменилось, величина  $\Delta f$  должна быть меньше глубины резкости, определяемой выражением (8.12):

$$r_N^2 \alpha \Delta T / N\lambda < f/2N = r_N^2 / 2N^2 \lambda, \quad (9.13)$$

т. е.

$$\Delta T < 1/2N\alpha. \quad (9.14)$$

Считая, что зонная пластинка теплоизолирована, из этого неравенства можно получить условие, связывающее поглощенную зонной пластинкой энергию  $E$ , удельную теплоемкость вещества, из которого сделана пластинка,  $C$  и

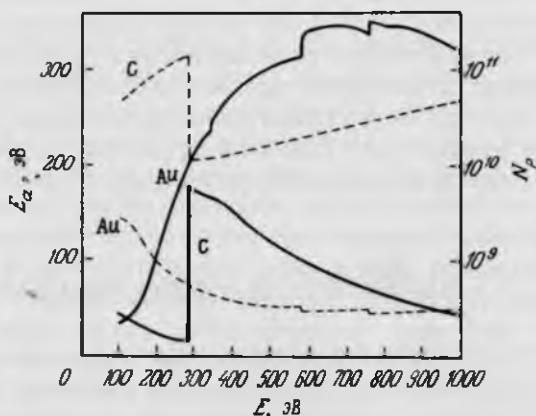


РИС. 9.23. Энергия  $E_\alpha$ , отдаваемая веществу каждым фотоном (сплошные кривые) и число фотонов  $N_\phi$  (штриховые кривые), необходимых для достижения теплового порога правильного функционирования зонной пластинки из углерода толщиной 100 нм на подложке толщиной 40 нм и свободностоящей золотой зонной пластинки толщиной 40 нм. В обоих случаях число зон  $N = 100$ , радиус  $r_N = 25$  мкм.



массу зонной пластинки  $M$ .

$$E < MC/2N\alpha. \quad (9.15)$$

Для свободновисящей зонной пластинки из золота диаметром 50 мкм и толщиной 40 нм, которая имеет 100 зон, подстановка табличных значений удельной теплоемкости и коэффициента теплового расширения [36] в (9.15) дает условие:  $E \lesssim 10^{10} - 10^{11}$  эВ. Для аналогичной зонной пластинки из углерода с толщиной зон 100 нм на подложке толщиной 40 нм получается следующее условие:  $E \lesssim 10^{12} - 10^{13}$  эВ. На рис. 9.23 показана зависимость поглощенной энергии на один фотон и соответствующего числа фотонов, необходимых для достижения указанных пределов, от энергии падающих фотонов. Суммарная величина поглощенной энергии очень мала и может быть легко рассеяна, если зонная пластинка находится в тепловом контакте с какой-либо массивной частью конструкции, даже если вся энергия поглощается за 1 с (что вполне реально для будущих синхротронных источников).

## ГЛАВА 10

# ПРИМЕНЕНИЕ ФОКУСИРУЮЩИХ ЭЛЕМЕНТОВ В ОПТИКЕ МЯГКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

### 10.1. ВВЕДЕНИЕ

До недавнего времени рентгенооптические элементы, передающие изображение, использовались лишь в жесткой рентгеновской области спектра. Это было связано с большой проникающей способностью и возможностью получения достаточных для практических целей потоков жесткого рентгеновского излучения. Появление интенсивных источников и эффективных детекторов мягкого рентгеновского излучения стимулировало разработку и производство оптических элементов для этого диапазона длин волн. В настоящее время такие элементы применяются для самых разных целей. Можно ожидать, что по мере совершенствования рентгенооптических устройств диапазон их использования будет расширяться. В этой главе рассматривается современное состояние рентгеновской оптики. Мы не будем касаться (разве что мимоходом) тех задач, где не требуется фокусировка рентгеновского излучения. Среди них следует отметить рентгеновскую литографию и контактную микрорадиографию (или микроскопию).

### 10.2. МОНОХРОМАТОРЫ ДЛЯ СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Значительная часть экспериментов с использованием мягкого рентгеновского излучения проводится сейчас на синхротронных источниках. Поэтому одно из важнейших применений оптики мягкого рентгеновского диапазона состоит в управлении пучками синхротронного излучения (СИ) и его монохроматизации. В принципе для решения каждой из этих задач требуются различные устройства, но на практике их следует рассматривать вместе, так как оптические элементы для управления синхротронным пучком должны обеспечить соответствие входной апертуры монохроматора с эмиттантами  $\epsilon_x$  и  $\epsilon_y$  источника в плоскости электронной орбиты и перпендикулярно к ней [1, 2]. Эмиттанс равен произведению размера источника на угловую расходимость излучения и определяется конструкцией и режимом работы синхротрона. Для получения максимального потока фотонов на объекте оптические элементы канала СИ должны захватывать излучение из как можно большего телесного угла. Как правило, к каждому выходному отверстию накопительного кольца подходит несколько каналов СИ, разделен-

ных с помощью зеркал скользящего падения (см. разд. 1.3.1.1). Горизонтальный эмиттанс  $\epsilon_x$  ограничен диаметром выходного отверстия накопительного кольца или диаметром ближайшей к нему части канала СИ.

Помимо оптических элементов в состав оборудования синхротронного канала входит много других компонентов [3], которые здесь рассматриваться не будут. Конечно, рентгенооптические системы канала СИ можно рассчитать и оптимизировать с помощью стандартных оптических подходов или методом прогонки лучей [1], но его реальная конструкция зависит от возможности практического изготовления нужных зеркал [2]. В канале СИ могут находиться две или больше отражающие поверхности. При этом важно, чтобы суммарный коэффициент отражения оставался достаточно высоким во всем интересующем нас спектральном диапазоне. Как обсуждалось в гл. 3, в настоящее время могут быть изготовлены поверхности очень высокого качества, что позволяет свести к минимуму уменьшения коэффициента зеркального отражения из-за рассеяния. Но при использовании зеркал в канале СИ их параметры могут ухудшаться со временем в силу ряда причин. Первое зеркало в синхротронном канале обычно предназначается для отделения жесткого рентгеновского излучения, и, следовательно, подвергается воздействию высоких тепловых и радиационных нагрузок. Если это зеркало фокусирующее, то такому же воздействию может подвергаться и следующее за ним. В результате таких нагрузок происходит разрушение поверхностных слоев стеклянных зеркал [4], что вызывает увеличение рассеяния и уменьшение зеркального отражения. В каналах СИ успешно используются медные зеркала с платиновым покрытием и термоэлектрическим охлаждением [5]. Недавно было обнаружено, что очень высокие радиационные нагрузки выдерживают охлаждаемые водой зеркала с патентованным никелевым покрытием (Kanigen) [1]. Могут использоваться также зеркала из карбида кремния (см. гл. 3).

Второй причиной ухудшения характеристик зеркал является загрязнение их поверхностей углеродной пленкой [6]. Аналогичное явление обсуждалось в гл. 9 применительно к изготовлению зонных пластинок. Полимеризация углеводородов на отражающей поверхности связана с фотоэлектронами, выбиваемыми из вещества зеркала под воздействием СИ. Следовательно, скорость роста пленки зависит от плотности потока фотонов. Если в системе нет источников углеводородов (например, масло в диффузионных насосах) и все оборудование канала очень чистое, то существует единственный путь уменьшения скорости загрязнения поверхностей зеркал — улучшение вакуума, ведь определенное количество водорода, монооксида углерода и метана обнаруживается даже в системах со сверхвысоким вакуумом [7].

Наиболее высокие потоки мягкого рентгеновского излучения получают с помощью ондуляторов, установленных в накопительных кольцах. Именно для ондуляторного излучения упомянутые выше проблемы принимают особую остроту. Кроме того, из-за локального нагрева зеркал (хорошо коллимированное ондуляторное излучение освещает только малые части их поверхностей) значительными становятся деформации. Для управления рентгеновскими пучками высокой интенсивности наиболее подходящими являются охлаждаемые водой медные зеркала [1] и зеркала, изготовленные из карбида кремния или других керамических материалов. Для мягкого рентгеновского излучения предлагаются, в частности, зеркала из карбида гафния [2].

Проблемы, возникающие при монохроматизации синхротронного излучения, связаны с его непрерывным спектром. Одна из таких проблем состоит в том, что в спектре излучения на выходе монохроматора помимо основной линии (с длиной волны  $\lambda$ ) имеются линии с длинами волн  $\lambda/n$ , где  $n$  — целое, существование которых объясняется наличием высших порядков у дифракционной решетки [2]. При этом спектральная интенсивность СИ падает с увеличением длины волны, т. е. интенсивность источника на длинах волн  $\lambda/n$  может оказаться больше интенсивности первичного излучения с длиной волны  $\lambda$ . При использовании пленочных фильтров эту проблему можно в какой-то мере решить, но лишь в узких спектральных интервалах. Монохроматоры в канале СИ должны, кроме всего прочего, работать по схеме с постоянным углом отклонения, так как источник излучения и экспериментальное оборудование неподвижны.

#### 10.2.1. РЕШЕТОЧНЫЕ МОНОХРОМАТОРЫ С УСТРАНЕННЫМИ ВЫСШИМИ ПОРЯДКАМИ

Один из способов, позволяющих исключить высшие порядки в выходном излучении монохроматора, состоит в использовании спектральной зависимости коэффициента отражения при скользящем падении [6]. Если угол скольжения взять достаточно большим, то коэффициент отражения для излучения высших порядков может стать очень малым, но для излучения в первом порядке еще оставаться значительным. Для мягкого рентгеновского диапазона подобная возможность осуществима с помощью одного зеркала лишь в ограниченном спектральном диапазоне. Для того чтобы перекрыть более широкий диапазон, используют составные системы, содержащие несколько зеркал. Схема подобного монохроматора [9], предназначенного для синхротрона с энергией 5 ГэВ, установленного в лаборатории Дарсбери (Великобритания), показана на рис. 10.1 На входе монохроматора стоит

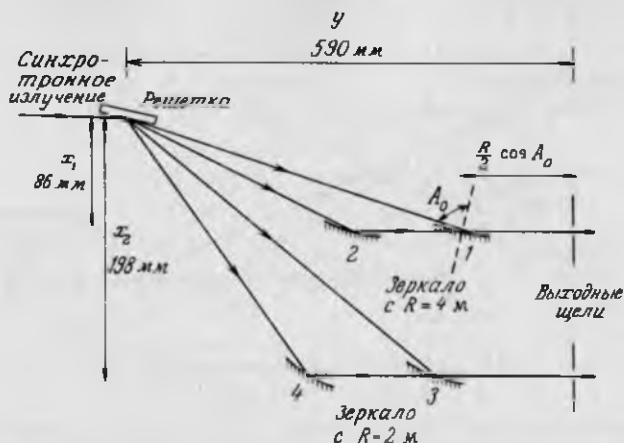


РИС. 10.1. Двухосевой решетчатый монохроматор с устраненными высшими порядками [9].

вращающаяся плоская профилированная дифракционная решетка, имеющая 576 штрихов/мм. Диспергированное излучение попадает на одно из двух вогнутых зеркал с радиусами кривизны 4 и 2 м. Для такой схемы условие фокусировки записывается в виде

$$y = (R/2) \cos A_0 - x \cot 2A_0, \quad (10.1)$$

где  $R$  — радиус кривизны зеркала, а угол  $A_0$  и расстояния  $x$  и  $y$  определены на рис. 10.1. Для фиксированных  $x$  и  $y$  существуют два возможных значения  $A_0$ , т. е. два положения каждого зеркала [9]. Монохроматор имеет две выходные щели, по одной для каждого зеркала. Обе щели одновременно использовать не могут. Измеренные границы рабочих спектральных диапазонов монохроматора (где вклад излучения первого порядка в выходную интенсивность превышает 95%) составляли: 4,4–7,5, 6–12, 9–22 и 14–34 нм для положений 1–4 вогнутых зеркал соответственно. Максимальная эффективность монохроматора составляла около 5%, а его разрешение — около 0,02 нм. Дисперсия прибора была вертикальной, следовательно, его разрешение ограничивалось вертикальным размером электронного пучка в синхротроне.

В последующей модификации этого монохроматора [10] использовалась фазовая решетка, имеющая 632 штриха/мм глубиной 10 нм. В схеме монохроматора, показанной на рис. 10.2, осталась лишь одна выходная щель благодаря предусмотренной возможности взаимной перестановки зеркал. Рабочие спектральные диапазоны монохроматора составляли 6–13,

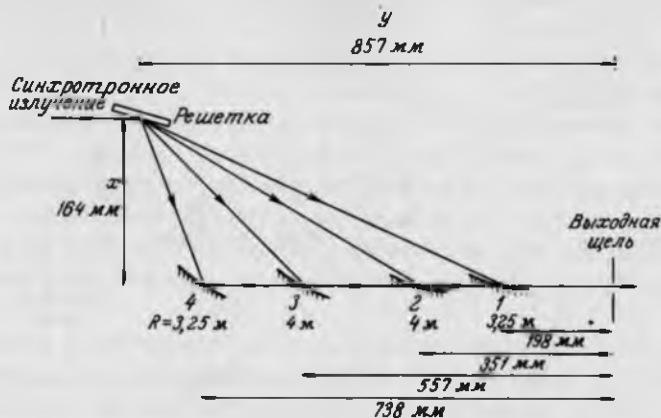


РИС. 10.2. Однощелевой решеточный монохроматор с устраненными высшими порядками [10].

6,5–18, 9–23 и 20–50 нм для положений 1–4 вогнутых зеркал соответственно. По сравнению с первой модификацией этот прибор имел несколько худшее разрешение (0,03 нм) и меньшую эффективность (около 1%), что, по-видимому, было связано с несовершенством зеркал.

### 10.2.2. МОНОХРОМАТОР "КУЗНЕЧИК"

Монохроматоры со сферическими решетками, работающие по классической схеме Роуланда, трудно совместить с каналом СИ из-за требования постоянства направления распространения выходящего излучения. Этому требованию удалось удовлетворить в модификации классической схемы — монохроматоре "кузнечик" [11], названном так, поскольку его схема напоминает кузнечика (рис. 10.3). Монохроматор установлен в Станфордской лаборатории синхротронного излучения (США). Зеркала  $M_0$  и  $M_1$  можно рассматривать как часть оборудования канала СИ;  $M_0$  — вогнутое зеркало очень высокого качества с радиусом кривизны 210 м, покрытое платиной. Оно используется для того, чтобы отклонить длинноволновую компоненту рентгеновского излучения на  $4^\circ$ , а также собрать и сфокусировать его в горизонтальной плоскости. Зеркало находится в сверхвысоком вакууме, чтобы свести к минимуму углеродное загрязнение поверхности.  $M_1$  — кварцевое вогнутое зеркало с покрытием из платины, которое может перемещаться параллельно пучку СИ. На рис. 10.3 показано два положения этого зеркала, соответствующих пучку нулевого порядка на выходе монохроматора и излучению длины волны  $\lambda$ . Сканирование по спектру осуществляется

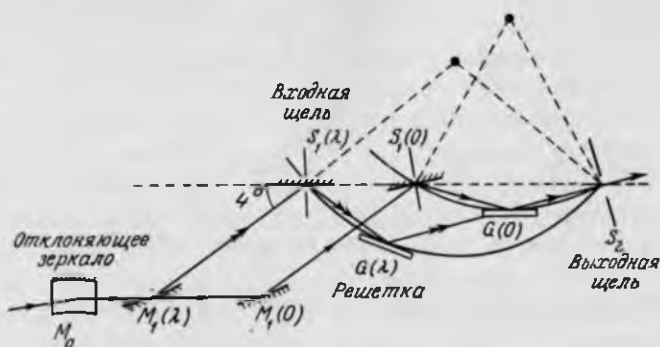


РИС. 10.3. Монохроматор "кузнечик" [11].

на основе схемы Роуланда [12], причем круг Роуланда диаметром 1 м вращается вокруг выходной щели монохроматора  $S_2$ , чтобы обеспечить постоянство направления выходящего пучка. Одновременно решетка вращается вокруг входной щели  $S_1$ , объединенной с плоским медным зеркалом с платиновым покрытием. Зеркало вращается с угловой скоростью, равной половине скорости вращения решетки. При использовании нарезной решетки с 600 штрихами/мм и при ширине входной и выходной щели, равной 15 мкм, разрешение монохроматора составляет 0,015 нм в диапазоне длин волн 1,5 – 62 нм. Для решетки, имеющей 2400 штрихов/мм, разрешение достигло 0,003 нм в диапазоне длин волн 2 – 50 нм. Эффективность монохроматора в этом диапазоне изменялась от 0,5 до 2,5%. Основная трудность в использовании этого прибора состоит в значительной интенсивности паразитного излучения высших порядков на выходе монохроматора (около 10% при  $\lambda = 10$  нм [13]), а также в наличии рассеянного света.

Созданы улучшенные конструкции этого монохроматора, в которые внесены такие усовершенствования как регулировка радиусов вращения для компенсации возможных ошибок в радиусе решетки, регулировка щели [14] и, наконец, замена зеркала  $M_1$  на асферическое [15].

### 10.2.3. ТОРОИДАЛЬНЫЕ РЕШЕТОЧНЫЕ МОНОХРОМАТОРЫ

Преимущество использования тороидальной решетки в монохроматоре состоит в том, что сканирование по спектру может быть получено за счет вращения решетки вокруг оси, проходящей через ее верхушку (рис. 10.4). Тороидальный решеточный монохроматор – очень простой и широко используемый прибор. Но он имеет плохое разрешение (что не всегда является недостатком) и требует довольно точной настройки. Лучшее разрешение

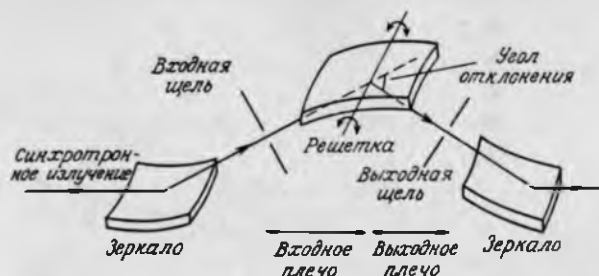


РИС. 10.4. Схема тороидальной решеточной монохроматора.

может быть получено, если увеличить дисперсию монохроматора (ценой уменьшения рабочего диапазона длин волн). Коротковолновая граница рабочего диапазона тороидальной решетки определяется, главным образом, углом отклонения излучения, причем угол скольжения должен быть достаточно малым, чтобы мягкое рентгеновское излучение еще отражалось от поверхности решетки. Поскольку тороидальная решетка — и фокусирующий, и диспергирующий элемент, оптимизировать ее параметры можно лишь в узком спектральном диапазоне, если фиксирована длина входного и выходного плеч монохроматора. Для компенсации астигматизма входное и выходное плечи не должны быть равными, а расстояние между входной и выходной щелями обычно составляет несколько метров. Такие большие размеры тороидальных монохроматоров являются причиной их особой чувствительности к тепловым и механическим воздействиям. В табл. 10.1 приведены параметры нескольких монохроматоров, которые могут использоваться во всем мягком рентгеновском диапазоне или в его части [1]. Один из них [16] заслуживает особого внимания, так как используется на выходе сканирую-

ТАБЛИЦА 10.1. Параметры некоторых тороидальных решеточных монохроматоров

Монохроматор	Рабочий диапазон длин волн, нм	Угол отклонения (см. рис. 10.4), град	Длина входного плеча, м	Длина выходного плеча, м	Число штрихов на 1 мм
NBS <sup>1)</sup> (Вашингтон)	3—60	7—17,8		переменная	
LURE (Орсэ)	3—10	14		4,255	
SRS (Висконсин)	1,8—6,2	8	2,927	7,045	800, 1200, 1800
BESSY <sup>1)</sup> (Зап. Берлин)	1,5—5	8	5,000	11,364	100, 1500, 1800
NSLS <sup>1)</sup> (Брукхейвен)	1,5—5	5,72	3,024	6,061	600

<sup>1)</sup> Нет входной щели.



шего рентгеновского микроскопа (см. разд. 10.4.2.1) на синхротроне NSLS<sup>1)</sup> (Брукхейвен, США). У этого монохроматора нет входной щели, а размер источника определяется размером электронного пучка в накопительном кольце. Таким образом, разрешение ограничено вертикальным размером электронного пучка и составляет 0,016 нм на длине волны 3,2 нм, т. е. в середине рабочего диапазона длин волн 1,5 – 5 нм. Это значение разрешения в два раза хуже теоретического предела, определяемого абберациями. В монохроматоре используется голографическая фазовая решетка, имеющая 600 штрихов/мм, с площадью 15 x 50 мм<sup>2</sup> и глубиной штрихов 12 нм. Радиусы кривизны решетки равны 0,19 м и 88 м, а угол отклонения составляет 5,72° что на сегодняшний день является наименьшим значением для тороидальных монохроматоров. Измеренная эффективность прибора около 15% на длине волны 3,2 нм. Это значение уменьшается со временем из-за углеродного загрязнения поверхности, несмотря на то, что монохроматор находится в сверхвысоком вакууме при давлении около 10<sup>-10</sup> мм рт. ст. Решетка имеет достаточно большую площадь, так что при желании можно облучать пучком новую (незагрязненную) область решетки. Поэтому необходимость в переполіровке решетки возникает не часто. Другая проблема, возникающая при эксплуатации этого прибора, состоит в большой интенсивности излучения высших порядков на выходе монохроматора, составляющей на длине волны 3 нм около 15% от интенсивности в первом порядке.

#### 10.2.4. МОНОХРОМАТОРЫ С ПЛОСКИМИ РЕШЕТКАМИ

В монохроматорах с плоскими решетками (так же как в тороидальных монохроматорах) сканирование по длине волны достигается простым вращением решетки. Плоские решетки не обладают фокусирующим действием, поэтому они наиболее приспособлены для работы с параллельными пучками. Перед такими монохроматорами должно стоять коллимирующее зеркало. Синхротронное излучение имеет малую вертикальную расходимость, так что достаточно далеко от источника пучок СИ часто можно рассматривать как параллельный. В монохроматорах, описанных в разд. 10.2.1, также используются плоские решетки, но они плохо совместимы со сверхвысоковакуумной системой. В этом разделе описаны более совершенные конструкции монохроматоров с плоскими решетками, которые могут быть размещены и использоваться в сверхвысоком вакууме.

На рис. 10.5 показана схема типичного монохроматора с плоской ре-

<sup>1)</sup> National Synchrotron Light Source.

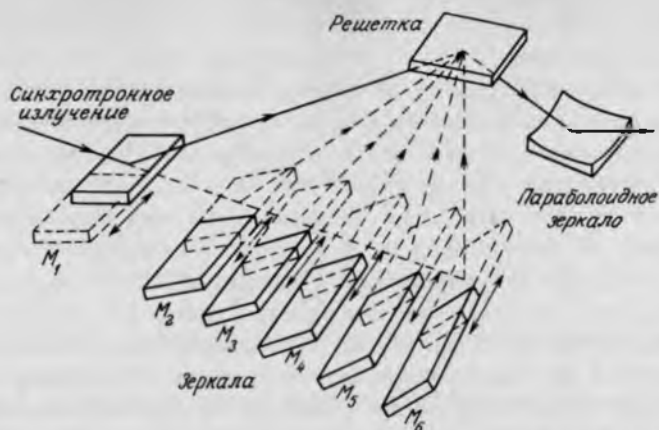


РИС. 10.5. Схема монохроматора с плоской решеткой FLIPPER [17].

шеткой FLIPPER [17]. Две близкие модификации такого прибора установлены на синхротроне DORIS (Гамбург, ФРГ). В этих монохроматорах используется ряд последовательно расположенных зеркал, причем их перемещения осуществляются очень простым способом, что облегчает совмещение устройства с высоковакуумной системой. Оптимизация эффективности монохроматора и подавление высших порядков достигается выбором покрытий шести зеркал. Диапазон мягкого рентгеновского излучения перекрывается зеркалами  $M_1$ ,  $M_2$  и  $M_3$ . Интенсивность излучения на выходе прибора достаточна велика вплоть до длины волны 2,5 нм, хотя из-за углеродного загрязнения поверхностей интенсивность излучения с длинами волн меньше 4,4 нм может с течением времени значительно уменьшаться. В монохроматоре используется профилированная голографическая решетка, обработанная методом ионного травления. Для фокусировки монохроматического излучения применяется параболическое зеркало с платиновым покрытием. Разрешение прибора составляет около 0,025 нм в длинноволновой части мягкого рентгеновского диапазона и примерно 0,004 нм на длине волны 5 нм. Ограничение на разрешение накладывается не оптическими элементами монохроматора, а конечной высотой электронного пучка синхротрона DORIS (3 мм при энергии 3 ГэВ).

На рис. 10.6 показана схема простого монохроматора, установленного на синхротроне DORIS, который перекрывает широкий спектральный диапазон 1–250 нм [18] при помощи решетки и зеркала, хотя для расширения рабочего диапазона могут использоваться дополнительные решетки и зеркала. Сканирование по спектру в этом монохроматоре осуществляется за счет



РИС. 10.6. Монохроматор с вращающейся плоской решеткой [18].

совместного вращения входного зеркала и плоской профилированной решетки с 1200 штрихами/мм. При вращении зеркало не сдвигается, поэтому высота  $e$  пучка на выходе изменяется в соответствии с выражением

$$e = D \sin \theta / \sin (\theta + 2\theta_b), \quad (10.2)$$

где  $\theta$  — угол скольжения между падающим пучком и решеткой,  $\theta_b$  — угол блеска и  $D$  — фиксированная высота пучка на входе устройства. Предсказываемое разрешение монохроматора составляет около 0,004 нм для длины волны 1 нм и 0,06 нм для  $\lambda = 20$  нм.

Монохроматоры, сконструированные для синхротронных источников, имеющих меньшие размеры электронного пучка, обладают высоким разрешением в большей части мягкого рентгеновского диапазона. На рис. 10.7 показана схема монохроматора, установленного на накопительном кольце (750 МэВ) в Брукхейвене, размер электронного пучка которого составляет 0,26 мм. На входе прибора стоит параболическое зеркало, собирающее излучение на одну из двух сменных решеток. Последующая фокусировка



Рис. 10.7. Монохроматор с плоской решеткой, установленный на накопительном кольце NSLS [19].

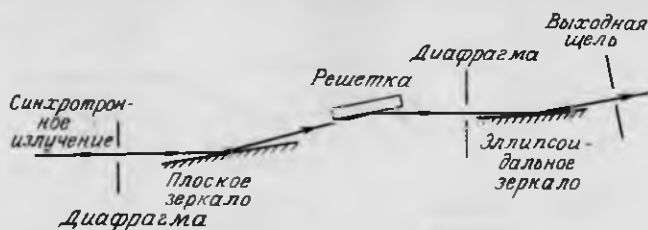


РИС. 10.8. Монохроматор с плоской решеткой SX-700 [20].

осуществляется одним из четырех параболических зеркал, имеющими разные фокусные расстояния; излучение попадает на эти зеркала под различными углами скольжения. За счет выбора того или иного фокусирующего зеркала прибор оказывается настроенным на один из перекрывающихся спектральных диапазонов. Параболические зеркала должны быть очень высокого качества. Они изготавливаются методом алмазного точения с последующей полировкой. Для упрощения юстировки монохроматора при изготовлении зеркал протачиваются специальные эталонные поверхности. Рабочий диапазон прибора составляет 2–60 нм, разрешение в мягком рентгеновском диапазоне около 0,002 нм.

Еще одна конструкция монохроматора (SX-700), предназначенного для источника малых размеров, показана на рис. 10.8. Этот монохроматор установлен на синхротроне BESSY (Западный Берлин) [20]. Прибор имеет то преимущество, что в нем содержится только три оптических элемента; количество движущихся частей также меньше, чем в обычных конструкциях. Необходимыми движениями являются: вращение решетки, а также вращение и перемещение плоского зеркала. При использовании решетки с 1200 штрихами/мм рабочий диапазон длин волн монохроматора составляет 1,2–70 нм.

В работе [21] предложен монохроматор, отличающийся от всех, обсуждавшихся выше. В нем используется решетка, установленная так, что

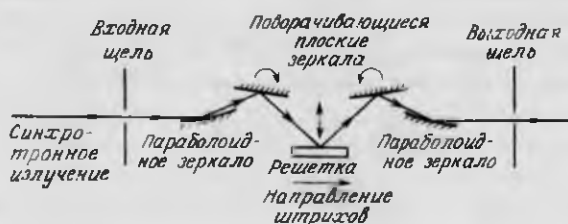


РИС. 10.9. Схема монохроматора с почти параллельным расположением штрихов решетки относительно падающего луча [21].

падающий пучок почти параллелен штрихам. Для решетки в такой геометрии условие блеска выполняется сразу для всех длин волн, т. е. монохроматор может иметь высокую эффективность дифракции, достигающую 70%. Схема монохроматора показана на рис. 10.9. Как можно видеть, помимо решетки в его конструкцию входят два плоских и два параболических зеркала, что обеспечивает освещение решетки параллельным пучком. Сканирование по длине волны осуществляется за счет перемещения решетки перпендикулярно своей поверхности и одновременного вращения плоских зеркал. Рабочий диапазон прибора 0,6–200 нм, а его разрешение составляет 0,013 нм, если ширины входной и выходной щелей равны 100 мкм.

### 10.2.5. ДРУГИЕ ТИПЫ МОНОХРОМАТОРОВ

Помимо отражательных дифракционных решеток скользящего падения в рентгеновских монохроматорах предлагается использовать пропускающие решетки [22, 23]. Хотя последние и считаются весьма перспективными рентгенооптическими элементами, до сих пор в реальных системах они не использовались. Более того, пока не ясно, имеют ли пропускающие решетки какие-либо существенные преимущества перед отражательными.

В мягком рентгеновском диапазоне могут использоваться кристаллические монохроматоры [1]. Как правило, это имеет смысл лишь для коротковолнового излучения, когда параметры решеточных монохроматоров ухудшаются из-за необходимости уменьшения углов скольжения. Отметим, что почти весь мягкий рентгеновский диапазон может быть перекрыт с помощью жидких кристаллов в определенных фазах (когда длинные молекулы образуют слоистую одномерную структуру с характерным периодом 3 нм) [24]<sup>1)</sup>. Типичная конструкция кристаллического монохроматора показана на рис. 10.10, а параметры некоторых подходящих для этой цели кристаллов даны в табл. 10.2. Подобные монохроматоры могут быть созданы на основе многослойных зеркал. Их преимущество заключается в возможности перекрытия очень широкого спектрального диапазона и в том, что такие зеркала могут быть изготовлены на искривленных подложках, что позволит одновременно фокусировать пучок. Кроме того, многослойные зеркала на плоских подложках могут иметь период, изменяющийся вдоль поверхности (непрерывно или скачкообразно), что позволит очень просто проводить развертку излучения по спектру.

<sup>1)</sup> Однако помимо периодичности необходимо обеспечить высокую отражательную способность, что, как отмечалось выше, в мягком рентгеновском диапазоне представляет собой сложную задачу. — *Прим. ред.*

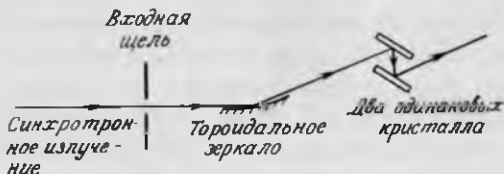


РИС. 10.10. Двойной кристаллический монохроматор для мягкого рентгеновского излучения.

Фокусное расстояние зонной пластинки зависит от длины волны падающего излучения, поэтому ее можно использовать в качестве монохроматора [25], как об этом говорилось в разд. 8.1.3; это показано на рис. 10.11. Центральная непрозрачная область зонной пластинки обеспечивает отсутствие засветки пучком нулевого порядка, а диафрагма задерживает излучение всех длин волн, кроме той, для которой фокус как раз лежит в отверстии диафрагмы. За счет перемещения диафрагмы вдоль оси селектируется излучение с различными длинами волн. Загрязнение спектра обусловлено фокусами высших порядков для излучения с меньшими длинами волн. Так, фокус третьего порядка для излучения с длиной волны  $\lambda/3$  находится в той же точке, что и фокус первого порядка для излучения с длиной волны  $\lambda$ . Разрешение такого монохроматора определяется отношением радиуса зонной пластинки к радиусу диафрагмы (см. выражение (8.65)). Для достижения высокого разрешения отверстие диафрагмы должно быть малым.

ТАБЛИЦА 10.2. Кристаллы, используемые в монохроматорах мягкого рентгеновского диапазона

Кристалл и ориентация	Удвоенный период решетки, нм	Рабочий диапазон длин волн, нм	Примечания
Слюда [002]	1,984	0,8 — 1,5	
Бериллий [1010]	1,592	0,6 — 1,55	Разрешение 0,0007 нм при $\lambda = 1,24$ нм
$\beta$ -алюминат натрия	2,249	0,8 — 2,25	
Фталат калия (KAP)	2,66	0,95 — 2,65	Разрешение 0,02 нм, низкая радиационная стойкость
Жидкий кристалл ( $C_4H_9O-C_6H_6-CHN-$ $-C_6H_6-C_8H_{17}$ , смектик А)	5,65	1,0 — 6,2	



РИС. 10.11. Монохроматор с зонной пластинкой.

### 10.3. МАЛОУГЛОВОЕ РАССЕЯНИЕ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Малоугловое рентгеновское рассеяние широко используется [26] для определения больших периодов решетки ( $\sim 2-100$  нм) кристаллов, состоящих из сложных молекул, и для исследования формы и размеров молекул с размерами порядка 100 нм и меньше, например в коллоидных суспензиях, гелях, а так же больших молекул в растворах, фаз в твердых растворах и структуры высокодисперсных твердых тел. Картина малоуглового рассеяния рентгеновского излучения не зависит от коэффициента поглощения или показателя преломления вещества, а определяется только размером, формой и периодом расположения структурных образований [27]. Метод предполагает очень точное определение формы пучка, падающего на образец, и малую его угловую расходимость (не более 0,3 мрад). Использование малых коллимирующих диафрагм вместе с фокусирующей системой может уменьшить требуемые времена экспозиции на порядок и более [28]. Для фокусировки применяются скрещенные цилиндрические зеркала [28] или тороидальные зеркала [27, 29]. Первые имеют то преимущество, что могут быть изготовлены методом изгиба, что позволяет регулировать радиусы кривизны и тем самым оптимизировать углы падения излучения в спектральном диапазоне. В свою очередь тороидальные зеркала обладают большей светосилой, но они имеют фиксированные фокусные расстояния и дают кольцеобразный пучок на выходе.

### 10.4. РЕНТГЕНОВСКАЯ МИКРОСКОПИЯ

С начала XX века обсуждаются возможности использования рентгеновского излучения для исследования биологических и других объектов [30, 31]. Одно из самых современных направлений в биологии — исследование клетки — основано на данных, полученных с помощью электронной микроскопии, а также в меньшей степени с помощью оптической микроскопии и методов малоуглового рентгеновского рассеяния. Рентгеновская микро-

скопия по своим возможностям является методом, дополняющим эти традиционные подходы. Так, прежде чем исследовать образцы под электронным микроскопом, их следует тщательно подготовить: высушить, сделать срез, ввести особые вещества для повышения контраста изображения. Такая процедура приготовления образцов может привести к появлению артефактов, т. е. к ложной информации при их исследованиях. Ясно, что было бы намного лучше, если бы образец находился в условиях, как можно больше приближающихся к естественным, что в частности означает сохранение влаги в образце. В традиционной электронной микроскопии это невозможно из-за жестких требований к вакууму и из-за того, что образец для этого должен быть достаточно толстым, так что электроны будут испытывать многократное рассеяние. С другой стороны по сравнению с оптической микроскопией более коротковолновое рентгеновское излучение позволяет в принципе получить более высокое разрешение.

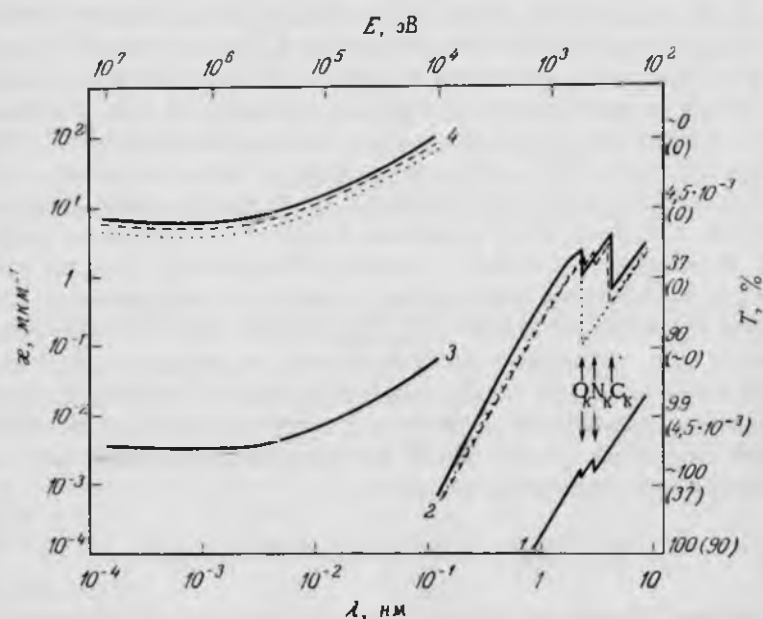


РИС. 10.12. Зависимость коэффициентов линейного поглощения  $\alpha$  рентгеновского излучения (кривые 1, 2) и пучка электронов (кривые 3, 4) от длины волны  $\lambda$  для прохождения через углеводороды (сплошные кривые 2 и 4), белок (штриховые кривые), воду (пунктирные кривые) и воздух (кривые 1 и 3). Представлены также значения коэффициентов прохождения  $T$  через слои указанных материалов толщиной 1 мкм (1 мм).



Как обсуждалось в гл. 1, основной причиной затухания мягкого рентгеновского излучения в веществе является фотопоглощение; сечение ослабления из-за упругого рассеяния на шесть порядков меньше. На рис. 10.12, сравниваются линейные коэффициенты поглощения рентгеновского излучения с коэффициентами электронного рассеяния. Можно сделать три утверждения. Во-первых, ослабление рентгеновского пучка при прохождении через слой вещества существенно меньше соответствующего ослабления пучка электронов, поэтому с помощью рентгеновского излучения можно исследовать более толстые образцы (толщиной до нескольких микрометров). Во-вторых, коэффициент поглощения рентгеновского излучения значительно меняется от материала к материалу, что позволяет получить высокий контраст изображения без искусственного окрашивания образца. В частности в диапазоне длин волн 2,3–4,4 нм (между  $K_{\alpha}$ -краями поглощения кислорода и углерода) вода поглощает рентгеновское излучение значительно меньше, чем вещества, содержащие углерод (например белок, углеводороды). Таким образом, в этом так называемом "водяном окне" можно получить изображения влажных образцов. Наконец, внутри "водяного окна" находятся края поглощения целого ряда элементов (например,  $K$ -край азота или  $L$ -край кальция), вблизи которых коэффициент поглощения резко изменяется на значительную величину. Вычитая друг из друга изображения, полученные на длинах волн, лежащих с разных сторон от такого скачка поглощения, получим значительное увеличение контраста, а также возможность исследовать распределение химического элемента в исследуемом объекте [32]. Такой метод, по-видимому, будет наиболее полезен для материаловедения, так как для надежного выделения элемента (над шумом) его содержание в пробе должно составлять несколько процентов.

Концепция получения изображения в мягких рентгеновских лучах очень проста. Образец помещают между источником и детектором (возможно также наличие фокусирующей оптики). Изображение представляет собой распределение значений коэффициента поглощения в образце, так как обычно детектируется только прошедшее через образец излучение. Иногда регистрируются и фотоэлектроны, испускаемые образцом при поглощении рентгеновского излучения [33]. Такие измерения могут дать информацию о поверхности образца, так как длина пробега фотоэлектрона в веществе мала. В будущем, по-видимому, станет возможным получать изображения при флуоресценции под действием рентгеновского излучения. Простейший метод получения изображений — контактная микрорадиография [34]. В нем не используется фокусировка излучения, поэтому он не будет здесь обсуждаться.

Обычно считается, что мягкие рентгеновские фотоны вызывают радиационные повреждения образца из-за возбуждения фотоэлектронов при поглощении, т. е. механизм воздействия почти такой же как для пучка медленных электронов. Следует подчеркнуть, что это положение экспериментально пока не подтверждено. Если предположить, что механизм радиационных повреждений именно такой, то следует ожидать, что радиационная доза  $10^4$  Дж/кг приведет к гибели живой клетки, а доза  $10^7$  Дж/кг вызовет сильные морфологические изменения образца [35]. Можно провести модельные вычисления зависимости пространственного разрешения от полученной образцом радиационной дозы и его толщины [35]. Хотя такой расчет будет сильно упрощенным, на его основе можно оценить достижимое разрешение, ограниченное радиационными повреждениями образца. По-видимому, предельное разрешение составляет 10–20 нм. Аналогичные вычисления можно провести для пучка электронов с энергией, характерной для электронной микроскопии. Оказывается, что если исследуемый образец достаточно толстый и влажный, то с помощью мягкого рентгеновского излучения можно получить разрешение, лучшее, по крайней мере, на порядок, если фиксирована доза, полученная образцом.

Предел разрешения, обусловленный радиационными повреждениями, может быть превзойден, если изображение получать быстрее, чем произойдут существенные изменения в образце. Для этого необходимо, чтобы образец облучался очень большим потоком рентгеновского излучения в течение очень короткого времени. Механизм повреждения образца в первом приближении можно рассматривать в виде последовательности событий с различными характерными временами [36]. При поглощении рентгеновских фотонов, протекающем за характерное время порядка  $10^{-17}$  с, в веществе образуются ионы и быстрые фотоэлектроны. Эти электроны или захватываются атомами с образованием отрицательных ионов, или термализуются за счет столкновений и образования новых свободных электронов за время порядка  $10^{-13}$  с. Процессы ионизации и электронного захвата приводят к появлению в среде свободных радикалов, существующих примерно  $10^{-3}$  с. Именно эти радикалы ответственны за разрывы химических связей и повреждения структуры. Свободные радикалы образуются группами в областях первичной ионизации, размер которых не превышает 2 нм [37], откуда они диффундируют со скоростью порядка 2 м/с, т. е. распределяются по объему диаметром 10 нм примерно за 2 нс. Таким образом, уже через наносекунды после облучения образца в нем возникают значительные повреждения, но из-за большого времени жизни радикалов для завершения изменений в структуре требуется около 1 мс. Следовательно, если образец облучать достаточно интенсивным рентгеновским пучком не более 1 мс, то можно

получить его изображение до того, как его структура полностью разрушится. Поэтому можно говорить об увеличении пространственного разрешения. Лазерно-плазменные источники позволяют получить мощные импульсные потоки рентгеновского излучения длительностью до 1 нс [38]. т. е. дают возможность построить изображения объекта до возникновения каких-либо повреждений в его структуре. В этом случае предел разрешения определяется длиной волны рентгеновского излучения, оптикой или разрешением детектора. Отметим, что после воздействия такого импульса образец разрушится. В настоящее время лазерно-плазменные источники используются только для контактной микрорадиографии, так что для других видов рентгеновской микроскопии предел разрешения по-прежнему обусловлен радиационными повреждениями. Значения разрешения, реально достигнутые на сегодняшний день, примерно на порядок хуже этого предела и ограничены имеющейся оптикой. Далее в этом разделе будут рассмотрены конструкции микроскопов с разрешением около 100 нм. Микроскопы с худшим разрешением (порядка 1 мкм), используемые при исследовании плотной горячей плазмы, будут обсуждаться в разд. 10.5.

#### 10.4.1. ИЗОБРАЖАЮЩАЯ РЕНТГЕНОВСКАЯ МИКРОСКОПИЯ

Если не рассматривать контактную микрорадиографию, то наивысшее разрешение на сегодняшний день составляет 50 нм. Это разрешение получено с помощью микроскопа, передающего изображение, схема которого приведена на рис. 10.13. Микроскоп разработан Г. Шмалем и его коллегами из Гёттингенского университета, а также сотрудниками синхротронов DESY в Гамбурге, ACO в Париже (Орсэ) и BESSY в Западном Берлине. Конструкция микроскопа традиционная, в качестве конденсора и объектива используются зонные пластинки (см. табл. 9.3). В центре конденсорной зонной пластинки расположена непрозрачная область для предохранения образца от облучения пучком нулевого порядка. Эта зонная пластинка вместе с диафрагмой, на которой закреплен образец, действует, кроме того, как монохроматор. Позади зонной пластинки расположен непрозрачный экран, который задерживает излучение всех порядков дифракции кроме первого. Конструкция микроскопа в принципе очень простая. Ее основной недостаток связан с низкой эффективностью оптических элементов. Эффективность дифракции амплитудной зонной пластинки в первом порядке в лучшем случае составляет около 10%. Иначе говоря, только один из десяти рентгеновских фотонов, прошедших через образец, дает вклад в его изображение. Это обстоятельство приводит к существенному увеличению радиационных повреждений. На практике из-за неточностей изготовления и непол-



РИС. 10.13. Схема изображающего рентгеновского микроскопа на зонных пластинках.

ного поглощения излучения в закрытых зонах эффективность пластинок несколько меньше 10%, что еще более обостряет проблему. Кроме того, микроскоп в настоящее время может работать только на длине волны 4,5 нм. Тем самым не используются преимущества "водяного окна". С этим прибором было достигнуто разрешение около 50 нм, несмотря на то, что ширина внешней зоны микрозонной пластинки равнялась 58 нм. Это, вероятно, связано с неточностями в ширинах зон, так чтобы в изображение давало вклад во втором порядке излучение с длиной волны 2,25 нм (см. разд. 9.1.1).

В работе [40] сообщалось о создании изображающего микроскопа скользящего падения (схема Вольтера) с обычной рентгеновской трубкой в качестве источника. Но этот прибор вряд ли сыграет сколько-нибудь значительную роль, так как его разрешение составляет всего 10 мкм.

#### 10.4.2. СКАНИРУЮЩАЯ РЕНТГЕНОВСКАЯ МИКРОСКОПИЯ

Для того чтобы смягчить проблему чрезмерной освещенности образцов из-за низкой эффективности оптики, следует или увеличить эту эффективность, или исключить оптические элементы, расположенные после образца. Первый подход, по-видимому, станет возможным в будущем при использовании фазовых зонных пластинок или многослойных зеркал. Второй подход начинают использовать уже сейчас. Для этого необходимо сканировать образец сфокусированным пучком рентгеновского излучения так, чтобы изображение сформировалось в виде серии отдельных элементов. Схема сканирующего микроскопа показана на рис. 10.14. К преимуществам микроскопа такого типа, кроме того, относится использование детекторов с высокой эффективностью (типа пропорциональных счетчиков) и цифровая форма записи изображения, которая непосредственно может быть использована для автоматизированной обработки. Кроме того, в сканирующем микроскопе сведены к минимуму aberrации оптической системы, так как облучение всех

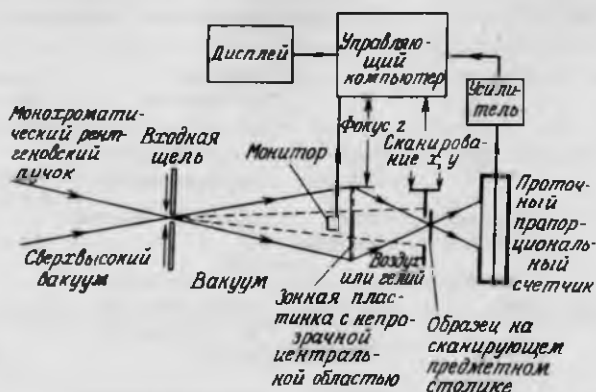


РИС. 10.14. Схема сканирующего рентгеновского микроскопа на зонных пластинках.

элементов происходит на оптической оси. Основной недостаток прибора состоит в необходимости сканирования образцом очень малыми шагами, составляющими примерно половину желаемого разрешения. Поэтому возникает задача сконструировать прецизионный сканирующий столик, совершающий строго повторяемое безлюфтовое движение в двух направлениях. Эта проблема больше относится к механике, чем к оптике, и далека от содержания данной книги. Здесь достаточно упомянуть описанный в работе [41] столик, совершающий сканирование с амплитудой 50 мкм и перемещающийся в перпендикулярном направлении с шагом 50 нм. Колебания столика вызываются пьезоэлектрическими преобразователями, его перемещения регулируются линейными дифференциальными преобразователями. В настоящее время разрабатываются конструкции столиков, которые будут способны совершать еще меньшие перемещения [42, 43].

Первый сканирующий рентгеновский микроскоп был установлен на синхротроне CEASS<sup>1)</sup> в США [44, 45]. В самом микроскопе не было никаких фокусирующих оптических элементов, лишь в качестве конденсора использовалось эллипсоидальное зеркало скользящего падения. Узкий рентгеновский пучок диаметром 1–2 мкм создавался микродиафрагмой и сканировал по поверхности образца. Разрешение соответствовало диаметру микродиафрагмы, причем увеличить его за счет уменьшения отверстия невозможно из-за дифракционных эффектов. Интересной особенностью этого прибора являлась возможность получения изображения как в прошедших лучах, так и во флуоресцентном излучении.

<sup>1)</sup> Cambridge Electron Accelerator Synchrotron Source.

ТАБЛИЦА 10.3. Сканирующие рентгеновские микроскопы

Местоположение	Источник	Оптика	Механизм сканирования	Разрешение, нм	Литература
Брукхейвен (США)	синхротрон NSLS	зонная пластинка	пьезоэлектрический преобразователь	200	[16]
Зап. Берлин	синхротрон BESSY	зонная пластинка	рычажная передача	60 <sup>1)</sup>	[46]
Дарсбери (Великобритания)	синхротрон SRS	зонная пластинка	пьезоэлектрический преобразователь или упругая передача	50 <sup>1)</sup>	[47]
Хэфэй (Китай)	синхротрон	зонная пластинка	пьезоэлектрический преобразователь	200 <sup>1)</sup>	[50]
Брукхейвен (США)	синхротрон NSLS	многослойные зеркала	пьезоэлектрический преобразователь	50 <sup>1)</sup>	[48]
Национальная физическая лаборатория (Великобритания)	рентгеновская трубка	система Вольтера I	упругая передача	< 100 <sup>1)</sup>	[49]

<sup>1)</sup> Предсказываемое разрешение.

В настоящее время используются [16] и создаются [46–50] более совершенные сканирующие рентгеновские микроскопы (см. табл. 10.3). В большинстве из них в качестве фокусирующих элементов предполагается использовать зонные пластинки, а их конструкции очень близки к общей схеме, показанной на рис. 10.14. В одном из микроскопов будет использоваться оптика скользящего падения (по схеме Вольтера), а еще в одном — объектив Шварцшильда с многослойными зеркалами нормального падения. Схемы этих приборов приведены на рис. 10.15 и рис. 10.16.



РИС. 10.15. Сканирующий рентгеновский микроскоп скользящего падения типа Вольтера I.

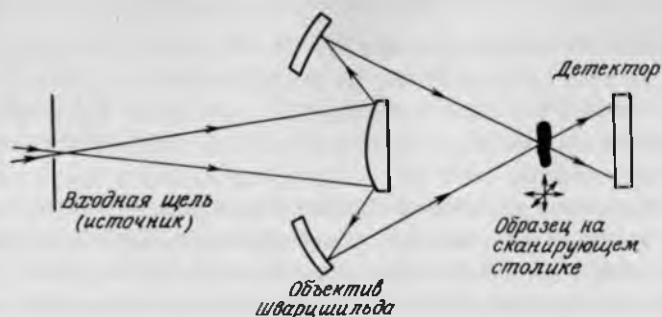


РИС. 10.16. Сканирующий рентгеновский микроскоп с многослойными зеркалами нормального падения.

**10.4.2.1. Сканирующий рентгеновский микроскоп в Стони Брук.** Единственный работающий в настоящее время сканирующий рентгеновский микроскоп с высоким разрешением был построен Дж. Кирзом и его коллегами из Нью-Йоркского государственного университета в Стони Брук и сотрудниками NSLS (Брукхейвен) [16]. Источником излучения для этого микроскопа служит ультрафиолетовое накопительное кольцо в NSLS (см. табл. 1.1). В канале СИ расположен тороидальный решеточный монохроматор, описанный в разд. 10.2.3. Излучение высших порядков на выходе монохроматора отсекается за счет отражения при скользящем падении от плоского кварцевого зеркала. Это зеркало, кроме того, делает пучок строго горизонтальным. Излучение коллимируется с помощью микродиафрагмы (характерный диаметр отверстия 30 мкм), изображение которой с уменьшением передается зонной пластинкой на исследуемый объект. Интенсивность падающего излучения может значительно измениться за время, необходимое для построения изображения, вследствие затухания электронного пучка. Поэтому она непрерывно контролируется с помощью пропускающего фотодиода, что позволяет нормировать интенсивность изображения по величине падающего потока.

В микроскопе используется зонная пластинка, изготовленная методом электронно-лучевой литографии в Исследовательском центре им. Томаса Ватсона фирмы IBM [51]. Пластинка изготовлена из золота на тонкой (толщиной 120 нм) поддерживающей пленке нитрида кремния, имеет 140 зон; ширина внешней зоны составляет 150 нм. Из-за неточности развертки электронного пучка при изготовлении пластинки ее зоны имеют форму эллипсов. Для коррекции этих искажений пластинка наклонена к лучку под углом  $12^\circ$ . Для исключения нежелательного облучения образца пучком нулевого порядка и излучением, дифрагированным в высшие порядки, централь-

ная часть зонной пластинки (радиусом 24 мкм, что соответствует 40 внутренним зонам) сделана непрозрачной, а между образцом и зонной пластинкой расположен коллиматор (микродиафрагма); при этом фокальное пятно первого порядка находится в области тени от центральной непрозрачной части.

Зонная пластинка формирует изображение входного отверстия на поверхности образца, находящегося в газовой среде; рентгеновский пучок проходит через тонкое разделительное окно, изготовленное из пленки нитрида кремния. Держатель образца находится вне вакуума и прикреплен к сканирующему предметному столику с помощью магнита, что облегчает смену образца. Определение положения образца и грубая фокусировка выполняются с помощью оптического микроскопа. Зона, в который помещен образец, изолирована от окружающего пространства эластичным чехлом. Она может быть заполнена чистым или увлажненным гелием, если необходимо увеличить пропускание рентгеновского пучка или работать с влажными биологическими образцами. Сканирование столика осуществляется с помощью пьезоэлектрических и линейных дифференциальных преобразователей, о чем уже было сказано выше.

Прошедший через образец рентгеновский пучок детектируется проточным пропорциональным счетчиком, эффективность которого больше 50%. Входное окно закрыто углеродной пленкой толщиной 100 нм, поддерживаемой сеткой. Счетчик работает на смеси аргона и метана при атмосферном давлении. На длине волны 3 нм детектор имеет достаточно большое спектральное разрешение, чтобы исключать излучение высших порядков монохроматора. (Хотя, вообще говоря, в сканирующем микроскопе как спектральное, так и пространственное разрешение детектора не столь важно.)

При помощи этого микроскопа было получено несколько изображений влажных биологических объектов и приготовленных образцов [16, 41]. В основном использовалось излучение с длиной волны 3,2 нм, на которой монохроматор имеет наивысшую эффективность. Для того чтобы получить изображение размером 20 x 20 мкм, состоящее из 10 000 элементов, влажного объекта толщиной 1 мкм требовалось около 1 ч. Пространственное разрешение при этом составляло около 300 нм. Особый интерес представляет полученная схема распределения кальция в срезе кости [52]. Для этого проведено сравнение поглощательной способности образца на длинах волн 3,55 и 3,58 нм, лежащих по разные стороны от  $L$ -края поглощения кальция. В этих экспериментах получено разрешение около 200 нм.

**10.4.2.2. Другие конструкции сканирующих микроскопов на зонных пластинках.** В настоящее время создаются еще два сканирующих микроско-



на с зонными пластинками в качестве фокусирующих элементов. Оба они в деталях отличаются от микроскопа в Стони Брук. Первый микроскоп, устанавливаемый на синхротроне BESSY в Западном Берлине, разработан Г. Шмалем и его коллегами [46]. В нем используется конденсорная зонная пластинка с непрозрачной центральной областью, действующая также как монохроматор, а кроме того, зонная пластинка, действующая в качестве фокусирующего объектива. Обе зонные пластинки изготовлены интерференционным методом. Предсказываемое разрешение около 50 нм. В будущем по мере совершенствования технологии изготовления отрезных зонных пластинок (см. гл. 11), по-видимому, станет возможным получить разрешение порядка 10 нм. В механизме сканирования этого микроскопа используется длинный (1 м) рычаг. О технических характеристиках механизма сканирования, необходимых для получения требуемого разрешения, сообщений пока не было.

Второй микроскоп сконструирован Р. Бурже, П. Дьюком, А. Мишеттом и их коллегами из Лондонского королевского колледжа и лаборатории Дарсбери [47]. Он устанавливается на синхротроне SRS в Дарсбери. Это будет первый микроскоп, использующий ондуляторное излучение высокой интенсивности и монохроматор с плоской решеткой. Фокусировка излучения будет осуществляться с помощью зонных пластинок, изготовленных методом "загрязнения" (разд. 9.2.1). У этих пластинок центральная часть непрозрачна, а ширина внешней зоны составляет для начала 40 нм. Испытываются сканирующие столики двух типов. Конструкция одного почти такая же как в микроскопе в Стони Брук, а сканирование другого осуществляется с помощью упругой передачи [43]. После проведения первых проверочных экспериментов в конструкцию микроскопа можно будет внести ряд усовершенствований. Во-первых, использовать многослойные зеркала для поворота пучка СИ в вертикальном направлении, чтобы сканирующий столик был расположен горизонтально (это важно при исследовании живых образцов). Во-вторых, осуществить возможность построения трехмерного изображения за счет небольшого смещения образца из фокуса зонной пластинки и использования расходящегося пучка [53].

**10.4.2.3. Сканирующий микроскоп с зеркалами скользящего падения.** Сканирующий микроскоп конструкции А. Франкса (Национальная физическая лаборатория, Великобритания) [49] построен по схеме Вольтера I (рис. 10.15). В нем используются зеркала скользящего падения малого диаметра (внутренний диаметр около 30 мм) для стабильности. Это единственный микроскоп высокого разрешения (менее 100 нм) с тщательно проработанной схемой, который не будет использовать излучение синхротронных

источников. Вместо них будет применяться микрофокусная трубка [54], конструкция которой позволяет легко заменять анод для выбора необходимой длины волны. Сканирование столика будет осуществляться с помощью упругой передачи.

**10.4.2.4. Сканирующий микроскоп с зеркалами нормального падения.** Все рассмотренные выше микроскопы имеют малые входные апертуры или большие aberrации. Если перейти к зеркалам нормального падения, то станет возможным и увеличить апертуру, и уменьшить aberrации. Например, объектив типа Шварцшильда (см. разд. 4.2), состоящий из двух концентрических сферических зеркал, почти не имеет aberrаций и из-за простой формы зеркал может быть изготовлен с очень высокой точностью. Однако из-за наличия двух отражений эффективность объектива будет низкой даже при нанесении многослойных покрытий на отражающие поверхности. Поэтому такая система мало пригодна для изображающей микроскопии. В сканирующей микроскопии низкая эффективность приводит к большим временам экспозиции, что не всегда является серьезным недостатком.

Сканирующий микроскоп с многослойным объективом типа Шварцшильда разрабатывается Е. Спиллером на синхротроне NSLS<sup>1)</sup> (Брукхейвен) [48]. В настоящее время проводятся предварительные эксперименты по использованию этого микроскопа. Источник СИ с помощью эллипсоидального зеркала скользящего падения проецируется с уменьшением на регулируемый входной зрачок диаметром 2–20 мкм, который является вторичным источником для последующей части микроскопа. Его дальнейшее уменьшение (в 64 раза) производится объективом Шварцшильда. На объектив нанесено многослойное покрытие из слоев сплава рений – вольфрам и углерода, оптимизированное для излучения с длиной волны 6,7 нм, т. е. прибор работает вне "водяного окна". Рассчитанный коэффициент отражения от каждого многослойного зеркала составляет 10–15%, т. е. эффективность всего объектива около 1%.

#### 10.4.3. СРАВНЕНИЕ ИЗОБРАЖАЮЩИХ И СКАНИРУЮЩИХ РЕНТГЕНОВСКИХ МИКРОСКОПОВ

Из-за необычных фокусирующих свойств оптических элементов мягкого рентгеновского диапазона (по сравнению, скажем, с оптикой для видимого света) требуется особая осторожность при отождествлении изображений с

---

<sup>1)</sup> National Synchrotron Light Source.

реальными особенностями объектов. Рассмотрение, проведенное ниже, относится к микроскопам на зонных пластинках [55], но такой же анализ может быть проведен и для микроскопов других типов.

В микроскопе с зонными пластинками имеется нежелательное излучение высших порядков, которое может привести к ухудшению изображения. В нулевом и первом отрицательном порядках дифракции совершенной френелевской зонной пластинки содержится соответственно  $1/2$  и  $2/\pi^2$  интенсивности прошедшего излучения. Это излучение приведет к недопустимому уменьшению контраста и размытию деталей изображения, если зонную пластинку использовать как обычную линзу с фокусом первого порядка. Для того чтобы уменьшить фон, лучше всего использовать комбинацию из двух защитных приспособлений. В плоскости фокусирующей зонной пластинки вблизи ее оптической оси надо создать непрозрачную для излучения область, а позади пластинки на некотором расстоянии от нее установить микродиафрагму. Тем самым изображение будет формироваться в области тени, где отсутствует значительная часть паразитного излучения. Однако оптическая система при этом приобретает свойства, обычно не встречаемые в микроскопах.

Оптические схемы изображающего и сканирующего микроскопов показаны на рис. 10.17, а и 10.17, б соответственно. Схема сканирующего микро-

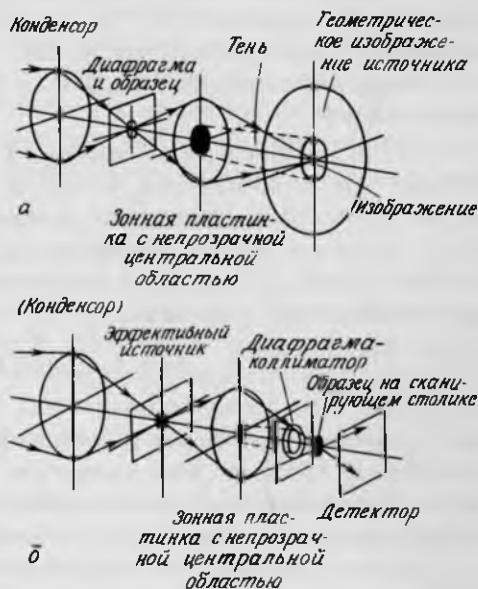


РИС. 10.17. Оптические схемы изображающего (а) и сканирующего (б) микроскопов, в которых используются зонные пластинки с непрозрачными центральными областями.

скопа такая же, как и у микроскопа в Стони Брук. Если защитных мер не принято (т. е. отсутствуют непрозрачная область пластинки с микродиафрагмой), то вклад в освещенность плоскости изображения дают четыре компоненты излучения. Для изображающего микроскопа это следующие компоненты (в порядке уменьшения величины):

1. Излучение, не испытавшее дифракции ни на объекте, ни на фокусирующей зонной пластинке и формирующее геометрическое изображение источника. Это наиболее интенсивная компонента, очень сильно уменьшающая контраст.

2. Излучение, которое испытало дифракцию на объекте, но прошло через зонную пластинку как пучок нулевого порядка. Объект в этом случае можно рассматривать как новый источник излучения, которое формирует его геометрическое изображение.

3. Излучение, формирующее желаемое изображение в первом порядке зонной пластинки.

4. Излучение, дифрагированное в высшие порядки зонной пластинки.

Эти четыре компоненты излучения имеются и в сканирующем микроскопе, оптическую схему которого можно рассматривать как обращенную схему изображающего микроскопа. Непрозрачная область зонной пластинки вместе с микродиафрагмой задерживают недифрагированное излучение (компоненту 1), а также препятствуют попаданию в плоскость изображения пучка нулевого порядка (компонента 2) и излучения всех отрицательных порядков дифракции. В сканирующем микроскопе, кроме того, значительно ослабляется и паразитное излучение высших положительных порядков дифракции (компонента 4).

В случае изображающего микроскопа на зонных пластинках удобно установить образец во входном зрачке таким образом, чтобы можно было выбрать ту его часть, увеличенное изображение которой мы хотим получить с помощью оптического микроскопа. Соотношение между радиусом входного зрачка  $r_p$  и размером изображения  $r_a$  определяется из геометрических соображений (рис. 10.18, а):

$$r_p = r_0 - (z/z')(r_a - r_0), \quad (10.3)$$

где  $z$  — расстояние от образца до зонной пластинки,  $z'$  — расстояние от зонной пластинки до плоскости изображения и  $r_0$  — радиус непрозрачной части зонной пластинки. Апертуры всех элементов велики по сравнению с длиной волны излучения, поэтому дифракционные эффекты несущественны.

В случае сканирующего микроскопа определение размера входного зрачка усложняется, так как между образцом и входным зрачком должно



РИС. 10.18. К выводу соотношения между радиусом непрозрачной области зонной пластинки и размером входного зрачка (микродиафрагмы) для изображающего (а) и сканирующего (б) микроскопов.

быть оставлено рабочее расстояние  $w$ , чтобы образец мог сканировать через сфокусированный рентгеновский пучок. Аналогичную схему с разнесенными на некоторое расстояние образцом и входным зрачком может иметь и изображающий микроскоп, если надо обеспечить, например, динамическую коррекцию положения образца. Для того чтобы сфокусированный пучок целиком проходил через входной зрачок, радиус последнего не должен быть меньше (рис. 10.18, б), чем

$$r_{\text{рmin}} = r_N w / f \quad (10.4)$$

где  $r_N$  — радиус зонной пластинки, а  $f$  — ее фокусное расстояние. Максимальный возможный радиус входного зрачка равен радиусу непрозрачной области зонной пластинки. Конструкция сканирующего микроскопа позволяет задержать большую, чем в изображающем микроскопе, часть паразитного излучения, определяемую, главным образом, рабочим расстоянием  $w$ .

Из-за сложности юстировки очень малых рентгено-оптических элементов предлагаются альтернативные схемы, в которых частично экранируется источник или конденсорная зонная пластинка в изображающих микроскопах [39] либо детектор в сканирующих устройствах [56]. Хотя с помощью та-

ких схем проще получить изображение объекта, их функции передачи нелинейны, что может приводить к ложным результатам.

Формирование изображения в изображающих и сканирующих микроскопах было рассмотрено несколькими авторами [57–60]. В случае сканирующей системы, если амплитудный коэффициент прохождения равен  $t$ , интенсивность изображения некоторой точки  $x_s$  образца определяется следующим выражением:

$$I(x_s) = K \iint C(v_1, v_2) T(v_1) T^*(v_2) \exp[2\pi i(v_1 - v_2)x_s] dv_1 dv_2, \quad (10.5)$$

где  $T$  — фурье-образ коэффициента  $t$  (т. е. спектр пространственных частот образца), а  $K$  — постоянная. Хотя выражение (10.5) одномерное, оно легко обобщается на случай двумерного изображения. Перенос независимых пространственных частот  $v_1$  и  $v_2$  от объекта к изображению определяется функцией передачи

$$C(v_1, v_2) = 2\pi \iint_{-\infty}^{+\infty} S(q\xi, q\eta) D(q_0\xi, q_0\eta) A(\xi + v_1, \eta) A^*(\xi + v_2, \eta) d\xi d\eta, \quad (10.6)$$

где  $q = z/f$ ,  $q_0 = z_0/f$ ,  $z_0$  — расстояние от образца до детектора,  $S$  — распределение интенсивности источника,  $D$  — функция распределения чувствительности детектора и  $A$  — аппаратная функция объектива. Фокусирующая зонная пластинка может рассматриваться как совершенная линза, возможно лишь с непрозрачной центральной частью, если предположить, что паразитное излучение полностью задерживается. Функцию передачи одномерных объектов можно оценить, если рассмотреть области интегрирования для функций, входящих в выражение (10.6), при различных значениях пространственных частот. В качестве примера на рис. 10.19 показана область интегрирования для сканирующего микроскопа с точечным источником излучения (так что  $S$  — дельта-функция) и экранированным детектором. На рис. 10.20 показаны функции передачи для различных детекторов (случай

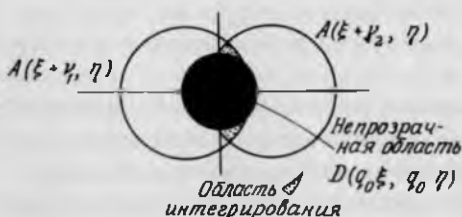


РИС. 10.19. Область интегрирования для определения передаточной функции сканирующего микроскопа в случае точечного источника и частично экранированного детектора.

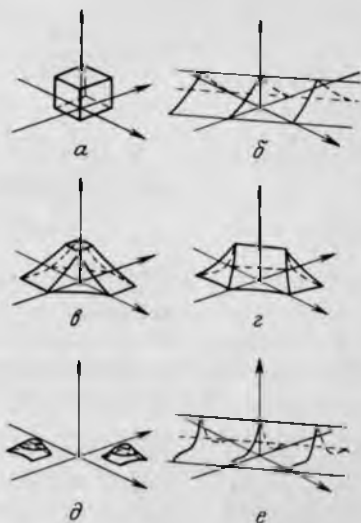


РИС. 10.20. Передаточные функции сканирующего микроскопа для различных детекторов [58, 59]: *a* – точечный детектор, когерентная передаточная функция; *b* – неограниченный детектор, некогерентная передаточная функция; *c* – детектор меньше, чем объектив; *d* – детектор больше, чем объектив; *e* – детектор конечных размеров с экранированной центральной частью; *f* – экранированный объектив (неограниченный детектор).

сканирующего микроскопа с точечным источником излучения). Среди них можно выделить следующие:

1. Точечный (дельтаобразный) детектор. Система имеет когерентную функцию передачи и все комбинации  $(\nu_1, \nu_2)$  пространственных частот передаются идеально.

2. Бесконечно протяженный детектор, дающий полностью некогерентное изображение с линейной передаточной функцией, равной  $\nu_1 - \nu_2$ .

3. Размер детектора меньше размера объектива. Некоторые комбинации пространственных частот при этом передаются нелинейно.

4. Размер детектора несколько больше размера объектива. Такой результат, как и в предыдущем случае.

5. Кольцеобразный детектор, т. е. с экранированной областью в центре. В изображении опять имеются нелинейные искажения.

6. Экранированный объектив с точечным источником и детектором бесконечной протяженности, изменяющий форму некогерентной передаточной функции, но сохраняющий линейные свойства изображения.

В случае изображающего микроскопа применимо точно такое же рассмотрение, если поменять местами источник и детектор; при этом чувствительность детектора обычно описывается дельта-функцией. Таким образом, экранирование источника в изображающем микроскопе эквивалентно экранированию детектора в сканирующей системе. Появление нелинейности в изображающем микроскопе качественно проиллюстрировано на рис. 10.21:

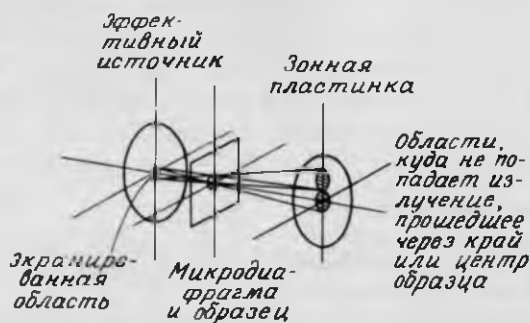


РИС. 10.21. Влияние экранирования источника (конденсора) на освещенность фокусирующей зонной пластинки в изображающем микроскопе.

часть зонной пластинки не освещается излучением, выходящим из данной точки объекта, причем эта часть смещается от центра при смещении точки на объекте от оптической оси. Это эквивалентно тому, что изображения различных частей объекта формируются различными линзами (соответственно отличаются и функции размытия изображения точечного источника), и, следовательно, функция передачи сильно нелинейна. Схожий эффект получается при использовании источника малых размеров. При этом непрозрачные области, показанные на рис. 10.21, становятся пропускающими и наоборот.

Таким образом, непрозрачная для излучения область должна размещаться в плоскости фокусирующей зонной пластинки для того, чтобы функция передачи была линейной. Экранирование источника или детектора приводит к нелинейным искажениям изображения, которые не просто распознать.

#### 10.4.4. ДРУГИЕ ТИПЫ РЕНТГЕНОВСКИХ МИКРОСКОПОВ

Кроме тех типов рентгеновских микроскопов, которые рассмотрены выше, для построения изображений в мягких рентгеновских лучах используются или предлагаются для использования устройства, основанные на иных принципах. Здесь они будут обсуждаться очень кратко, так как они не фокусируют рентгеновское излучение (за исключением, возможно, оптических элементов, не входящих непосредственно в состав этих устройств).

Первое из таких устройств — проекционный микроскоп [61, 62]. В нем образец размещается на расстоянии  $d$  от источника рентгеновского излучения длины волны  $\lambda$ , а на экране, расположенном на расстоянии  $h$  от образца, формируется теневое изображение образца. В идеальном случае источник должен быть точечным. При этом увеличение определяется выражением



$$M = (d + h)/d, \quad (10.7)$$

а разрешение ограничивается френелевской дифракцией:

$$\delta_f = (h\lambda)^{1/2}. \quad (10.8)$$

В действительности источник имеет конечный размер  $s$  и, следовательно, полутеневое размытие ограничивает разрешение величиной

$$\delta_p = s(h/d). \quad (10.9)$$

В микроскопах такого типа достижимое разрешение обычно ограничено несколькими микрометрами. Ясно, что оно будет наилучшим, когда величина  $h$  как можно меньше по сравнению с расстоянием  $d$ . Это приводит к идее контактной микроскопии (более точный термин — контактная микрорадиография), когда образец расположен в непосредственной близости к рентгеночувствительному резисту. Значение  $h$  в этом случае определяется суммарной толщиной образца и резиста и, конечно, во много раз меньше  $d$ . Увеличение практически равно единице, а разрешение определяется либо фундаментальным пределом  $\delta_f$ , либо свойствами резиста. После экспонирования и проявления на резисте остается рельеф, определяемый коэффициентом прохождения рентгеновского излучения через образец, который затем может быть рассмотрен с помощью электронного микроскопа.

При контактной пролечатке резиста наиболее сильно сказываются его нелинейные свойства и эффект насыщения. От этих недостатков можно избавиться, если резист заменить фотокатодом, работающим в режиме пропускания, а за ним установить эмиссионный электронный микроскоп [63, 64]. Такой метод носит название фотоэлектронной микроскопии.

## 10.5. РЕНТГЕНООПТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

Как отмечалось в гл. 1, плазма может служить источником мягкого рентгеновского излучения. Для лазерной плазмы, интересной с точки зрения управляемого термоядерного синтеза, рентгеновское излучение (вместе с испускаемыми  $\alpha$ -частицами и нейтронами) является источником очень важной информации о процессах, протекающих в плазме [65]. Для построения рентгеновских изображений плазмы используют, главным образом, традиционную микроскопию [66, 67], а, кроме того, метод кодирующих масок [68, 69]. В плазменных исследованиях применяются также пропускающие решетки [70] и многослойные зеркала [71].

## 10.5.1. РЕНТГЕНОВСКАЯ МИКРОСКОПИЯ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

Устройство микроскопов для построения изображений лазерной плазмы, по существу, такое же, как и микроскопов, используемых в биологических исследованиях и описанных в разд. 10.4, но с одним ограничением и двумя отличиями. Ограничение состоит в том, что не может быть использована сканирующая микроскопия, так как плазма существует чрезвычайно короткое время (наносекунды). Размеры плазмы обычно составляют от нескольких десятков до нескольких сотен микрометров, так что требуемое разрешение микроскопа составляет 1–10 мкм. Другое отличие состоит в том, что в данном случае источник рентгеновского излучения и исследуемый образец совпадают, т. е. образец — самосветящийся объект, излучающий в широком интервале длин волн. Таким образом, оптические элементы, обладающие сильными хроматическими аберрациями (зонные пластинки) или предназначенные для использования на определенной длине волны (многослойные зеркала), мало пригодны для построения изображений лазерной плазмы.

Микроскопы скользящего падения типа Вольтера I (рис. 10.22) наиболее подходящи для этой цели. Такой микроскоп сконструирован и построен в Лос-Аламосской научной лаборатории (Нью-Мексико) [66]. Он обладает десятикратным увеличением, полем зрения в несколько сотен микрометров и разрешением на оси 1–2 мкм. Микроскоп состоит из системы эллипсоидального и гиперболического зеркал с никелевым покрытием на алюминиевой подложке длиной около 5 мм каждое с углом скольжения  $2^\circ$ . Форма поверхностей выдержана с точностью около 25 нм, измеренный коэффициент отражения выше 80%, что указывает на малость поверхностных шероховатостей.

Подобные микроскопы применяются и в Ливерморской национальной лаборатории (Калифорния) [67]. Один из них имеет увеличение 22 х, поле зрения 800 мкм и пространственное разрешение 4–5 мкм. При использовании микроскопа вместе с рентгеновской штрих-камерой можно получить



РИС. 10.22. Рентгеновский микроскоп скользящего падения типа Вольтера I, используемый в лазерно-плазменных исследованиях [67].

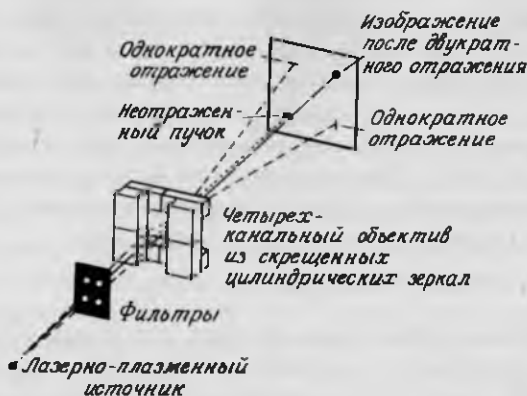


РИС. 10.23 Четырехканальный рентгеновский микроскоп Киркпатрика – Баеза для исследований лазерной плазмы [67].

изображения с временным разрешением 15 пс. Параметры этого микроскопа ограничены поверхностными шероховатостями высотой около 25 нм, так что внутри кружка рассеяния диаметром 50 мкм содержится только 5% падающей интенсивности.

В Ливерморской лаборатории для исследований лазерной плазмы используются также микроскопы типа Киркпатрика – Баеза (разд. 2.4.1) [67]. Схема четырехканального микроскопа с цилиндрическими зеркалами показана на рис. 10.23. В каждом канале прибора формируется сфокусированное изображение (за счет двух отражений), два линейных фокуса (за счет однократных отражений) и несфокусированное пятно от рентгеновского пучка, не испытавшего отражений. При правильном выборе фильтров, материалов покрытий зеркал и углов скольжения все каналы строят изображение в разных спектральных интервалах. Ясно, что это очень важно для целей диагностики плазмы. Такие микроскопы обычно размещаются на расстояниях 250–400 мм от объекта, имеют трех-восьмикратное увеличение и разрешение 1–3 мкм. Их основной недостаток состоит в малой светосиле: телесный угол, из которого приходит излучение, составляет лишь  $10^{-7}$  –  $10^{-6}$  стерадиан.

### 10.5.2. МЕТОД КОДИРУЮЩИХ МАСОК

Альтернативный подход получения изображений в рентгеновских лучах состоит в использовании кодирующих масок. Первоначально этот метод был предложен для целей астрономии [72, 73] и ядерной медицины [74, 75]. Метод состоит в том, что излучение, несущее информацию о распределении ин-

тенсивности источника, проходит через периодическую систему отверстий в непрозрачном экране (кодирующую маску). Тень от маски и представляет собой кодированное изображение. Затем это изображение восстанавливается (декодируется) с помощью оптических или численных методов. В диагностике лазерной плазмы в качестве кодирующих масок используются зонные пластинки [68, 69]. Отбрасываемую тень можно рассчитывать геометрически, если дифракционные эффекты пренебрежимо малы. Для этого ширина внешней зоны должна удовлетворять условию [68]

$$(dr_N)^2 > 4\lambda_{\max}zz'/(z + z'), \quad (10.10)$$

где  $\lambda_{\max}$  — наибольшая длина волны, которая дает вклад в кодируемое изображение,  $z$  — расстояние от источника до зонной пластинки и  $z'$  — расстояние от зонной пластинки до плоскости регистрации изображения. Принцип получения кодированного изображения с помощью зонной пластинки показан на рис. 10.24. Источник некогерентного излучения рассматривается как совокупность точечных источников, каждый из которых отбрасывает тень на записывающую среду. Пространственное положение каждого точечного источника однозначно определяется размером и местоположением его тени — чем дальше источник, тем больше тень, а внеосевые источники дают внеосевые тени. Полученная тенеграмма впоследствии может быть восстановлена (декодирована) путем облучения ее когерентным светом лазера. Тень зонной пластинки от каждого точечного источника фокусирует излучение в пятно, размер которого ограничен дифракционными эффектами, и, таким образом, реконструируется первоначальное распределение интенсивности источника.

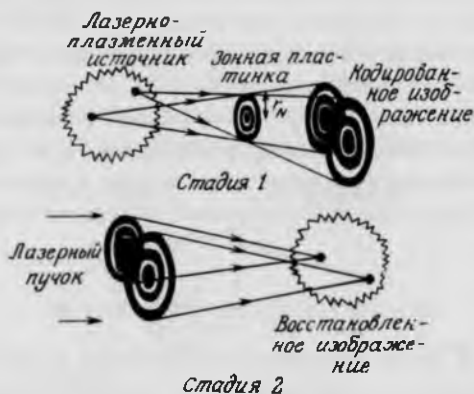


РИС. 10.24. Принцип получения изображения с помощью кодирующей зонной пластинки [69].

Метод кодирующих масок имеет существенные преимущества над традиционными способами получения изображений лазерно-плазменных объектов. Прежде всего, можно использовать немонохроматическое излучение источника, так как фокусирующие свойства зонной пластинки в этом методе не используются. Условия на длину волны излучения источника состоят в следующем: длина волны не должна быть слишком большой, чтобы удовлетворить условию (10.10), и не должна быть очень малой, чтобы в непрозрачных зонах пластинки поглощалась заметная часть падающего излучения. Зонная пластинка может быть большой, используются пластинки радиусом 0,2 – 7,5 мм с шириной внешней зоны  $l - 15$  мкм. Поэтому телесный угол, из которого захватывается излучение, обычно на четыре – шесть порядков больше, чем в камерах-обскурах [76] с таким же разрешением (порядка микрометров). Отношение сигнала к шуму в методе кодирующих масок превышает соответствующее отношение для камеры-обскуры (при равных разрешениях и двумерном источнике) в  $R$  раз, где [77]

$$R = 0.32[(z + z')/z'](\pi r_M^2/A)^{1/2}. \quad (10.11)$$

В этом выражении  $A$  – площадь источника. В случае трехмерного источника

$$R = 0.28[(z + z')/z']^{3/2}(\pi r_1^2 z/V)^{1/2}, \quad (10.12)$$

где  $r_1$  – радиус первой (внутренней) зоны кодирующей маски, а  $V$  – объем излучающей области источника. Выражения (10.11) и (10.12) показывают, что при увеличении размеров источника ухудшается качество изображения, полученного методом кодирующих масок. Наилучшие результаты получают в случае, когда диаметр зонной пластинки значительно превышает размер источника излучения.

Еще одно преимущество метода кодирующих зонных пластинок состоит в возможности получения трехмерных (томографических) изображений, о чем упоминалось выше; при этом восстанавливаются изображения разрезов объекта. Разрешение в случае трехмерного изображения примерно на порядок хуже, чем в плоском случае [68].

### 10.5.3. СПЕКТРОМЕТРЫ НА ОСНОВЕ ПРОПУСКАЮЩИХ РЕШЕТОК

На рис. 10.25 показана схема простого спектрометра с пропускающей решеткой, применимого для лазерно-плазменных экспериментов [70]. Спектральное разрешение такой системы определяется выражением

$$\Delta\lambda = (s + a)d/z + ad/z', \quad (10.13)$$

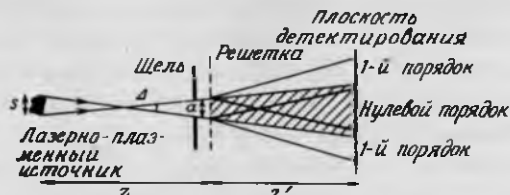


РИС. 10.25. Спектрометр с пропускающей дифракционной решеткой для исследований лазерной плазмы [70].

где  $d$  — период решетки,  $s$  — размер источника,  $a$  — размер входной диафрагмы,  $z$  — расстояние от источника до решетки и  $z'$  — расстояние от решетки до детектора. Максимальная длина волны  $\lambda_{\max}$ , которая может быть зарегистрирована, определяется размером детектора  $l$ :

$$\lambda_{\max} = td/z' \quad (10.14)$$

Минимальная длина волны либо определяется пространственным разрешением детектора  $\delta$ :

$$\lambda_{\min} = \delta d/z', \quad (10.15)$$

либо равна

$$\lambda_{\min} = \Delta\lambda, \quad (10.16)$$

если она ограничена размерами источника и входной диафрагмы (когда нулевой и первый спектральные порядки перекрываются). Характерные геометрические размеры прибора составляют: период решетки  $d \approx 300$  нм, расстояния  $z$  и  $z'$  — несколько десятков сантиметров, размеры источника и входной диафрагмы — порядка 100 мкм. При этом спектральное разрешение равно нескольким десятым долям нанометра. Использование штрих-камеры вместе со спектрометром позволяет получить временное разрешение около 20 пс.

#### 10.5.4. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МНОГОСЛОЙНЫХ ЗЕРКАЛ В ЛАЗЕРНО-ПЛАЗМЕННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Спектр лазерной плазмы в мягкой рентгеновской области можно исследовать с помощью многослойных зеркал [71]. Схема такого прибора показана на рис. 10.26, а параметры многослойных зеркал приведены в табл. 10.4. С помощью штрих-камеры можно получить временное разрешение около 15 пс.

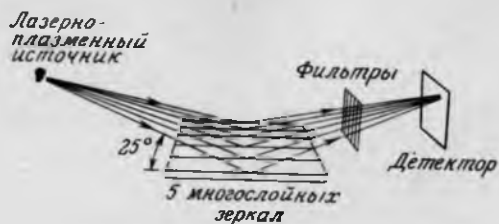


РИС. 10.26. Спектрометр на основе многослойных зеркал для исследований лазерной плазмы [71].

ТАБЛИЦА 10.4. Параметры многослойных зеркал, используемых в спектрометре для лазерно-плазменной диагностики

Резонансная длина волны, нм	Разрешение, нм	Период $d$ , нм	Угол Брэгга	Состав	Пиковый коэффициент отражения (расчетный), %	Фильтр	
						материал	толщина, мкм
1,31	0,014	1,5	25°	W/C	1,6	Al	0,7
1,68	0,018	2,1	23,8°	W/C	5,1	Al	0,7
1,90	0,023	2,1	27,1°	W/C	5,1	Al	0,7
4,64	0,12	5,5	25°	Ti/C	10,6	C	2,65
12,14	0,12	17,8	25°	V/C	10,8	Be	1,0

## 10.6. РЕНТГЕНОВСКАЯ АСТРОНОМИЯ

Рентгеновское излучение от космических объектов не может быть зарегистрировано на поверхности Земли из-за поглощения в атмосфере. Первые эксперименты в области рентгеновской астрономии проводились при помощи детекторов, размещенных на аэростатах и высотных ракетах. Хотя в ракетных экспериментах была доказана возможность использования зонных пластинок для фокусировки излучения [78, 79], единственным источником, изображение которого удалось получить с их помощью, является Солнце, которое, в силу своей близости к Земле, дает достаточно высокую плотность потока рентгеновского излучения ( $\sim 10^{-7}$  Вт/м<sup>2</sup> при минимуме солнечной активности и  $\sim 10^{-3}$  Вт/м<sup>2</sup> при больших вспышках), компенсирующую малую апертуру зонных пластинок. Обнаружение и измерение потока рентгеновского излучения от более удаленных объектов стало воз-

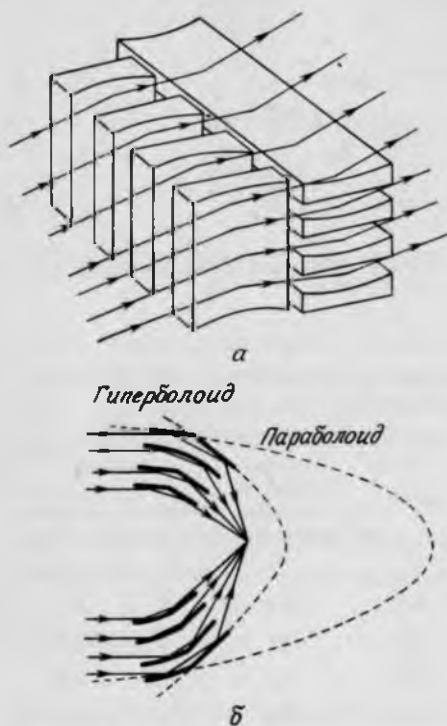


РИС. 10.27. "Гнезда" телескопов скользящего падения: *а* – Киркпатрика – Баеза; *б* – Вольтера I.

можным благодаря размещению рентгеновских телескопов на искусственных спутниках Земли. Хотя эти объекты (например, пульсары, квазары, черные дыры) могут являться гораздо более мощными рентгеновскими источниками по сравнению с Солнцем, из-за их чрезвычайной удаленности достигающая Земли плотность потока крайне мала ( $\sim 4 \cdot 10^{-10} - 2 \times 10^{-17}$  Вт/м<sup>2</sup>). Именно поэтому необходимы телескопы с большой собирающей поверхностью. Для этого следует использовать очень большие зеркала скользящего падения, а собирающую площадь можно еще более увеличить за счет зеркал, вложенных друг в друга ("гнезд"). Системы таких зеркал показаны на рис. 10.27 на примере телескопов типа Киркпатрика – Баеза и Вольтера I. Из-за того, что "гнездо" телескопов Киркпатрика – Баеза не аксиально-симметрично, изображение, полученное с его помощью, размывается при ненулевых полярных углах. Большинство работающих (или разрабатываемых) устройств представляют собой телескопы типа Вольтера I. Имеются сообщения о системах типа Вольтера II, Вольтера – Шварцшильда, а также об одно- и двумерных системах Киркпатрика – Баеза и



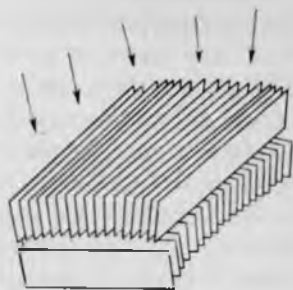


РИС. 10.28. Двухкоординатный фокусирующий телескоп-коллиматор, состоящий из двух рядов плоских зеркал [81].

единичных параболамидах. Предлагаются также системы других типов, например, двухкоординатный фокусирующий коллиматор (рис. 10.28), состоящий из двух перпендикулярных друг к другу рядов плоских зеркал [81], или телескопы фасеточного типа [82]. Телескопы двух последних типов могут иметь большее поле зрения, чем системы Вольтера или Киркпатрика – Баеза, но худшее угловое разрешение. В двумерном фокусирующем коллиматоре отражающими являются обе поверхности каждого зеркала, а огибающая верхних краев зеркал каждого ряда образует часть цилиндрической поверхности. Оси верхнего и нижнего цилиндров пересекаются под углом  $90^\circ$  в начале координат, а плоскость каждого зеркала ориентирована в радиальном направлении, т. е. проходит через соответствующую ось. Таким образом, каждый ряд зеркал производит одномерную фокусировку излучения на цилиндрическую поверхность, радиус которой составляет примерно половину радиуса соответствующей огибающей. Но эта фокусировка не идеальна из-за того, что зеркала имеют конечные размеры в радиальном направлении. Кроме того, часть излучения может проходить через систему, испытывая только одно отражение или совсем без отражений, давая линейно-сфокусированный или диффузный фон. Телескоп фасеточного типа является видоизменением этого устройства и состоит из большого числа малых трубок квадратного сечения с отражающими внутренними стенками. Эти трубки распределены по сферической поверхности радиуса  $R$  так, что их оси ориентированы по радиусам сферы. Излучение, испытавшее два отражения от соседних стенок одной трубки фокусируется на сферическую поверхность радиуса  $R/2$ , образуя двумерное изображение. Этот прибор обладает теми же недостатками, связанными с наличием излучения, испытавшего одно отражение или прошедшем через трубку, вовсе не отразившись от ее стенок. Интересно, что глаза омаров и креветок действуют по такому же принципу. Очень важно уметь оценить характеристики рентгеновского телескопа до его запуска на орбиту. Помимо традиционных

метрологических способов оценки качества поверхностей, обсуждаемых в гл. 3, для определения аберраций телескопов скользящего падения используется метод прогонки лучей [83–89]. В этом подходе, основанном на численном моделировании с помощью ЭВМ, прослеживается путь каждого отдельного луча из большого множества через всю систему зеркал. Прогонка лучей по методу Монте-Карло использовалась, например, для оценки оптических характеристик телескопов типа Вольтера I [85] и Вольтера – Шварцшильда I [86]. Входными данными вычислительной программы являются геометрические параметры телескопа, материалы отражающих покрытий, местоположение точечного источника рентгеновского излучения и его длина волны. Падающие лучи попадают на входную апертуру телескопа в точках, выбранных случайным образом; затем они проходят через оптическую систему (с учетом коэффициентов отражения) пока не достигнут фокальной плоскости или не поглотятся. Выходными параметрами программы являются эффективная собирающая площадь телескопа и среднеквадратичные значения радиусов изображения точечного источника для плоской и оптимальным образом изогнутой фокальных поверхностей. Результаты расчетов указывают на справедливость следующего эмпирического выражения для радиуса изображения точечного источника  $\sigma$  (в радианах) на оптимально изогнутой фокальной поверхности:

$$\sigma = A(\xi + 1)L_p \tan^2 \theta / f \tan \alpha + B \tan \theta \tan^2 \alpha. \quad (10.17)$$

В выражении (10.17)  $\xi$  – отношение углов скольжения, образованных аксиальным лучом с поверхностями параболоида и гиперболоида, причем луч падает на телескоп вблизи пересечения поверхностей (для большинства телескопов при  $\xi = 1$ ),  $L_p$  – длина параболоида (считается, что длина гиперболоида однозначно определяется значением  $L_p$  из условия, что аксиальный луч, падающий на переднюю кромку параболоида, после отражения попадает как раз на заднюю кромку гиперболоида),  $\theta$  – угол между падающим лучом и оптической осью,  $f$  – расстояние от точки фокусировки аксиальных лучей до плоскости пересечения поверхностей ( $f$  можно считать фокусным расстоянием телескопа),  $\alpha = \arctan(r_0/f)$ , где  $r_0$  – радиус отражающих поверхностей в плоскости их пересечения. Для телескопов типа Вольтера  $A = 0,1$  и  $B = 4$ , а для телескопов Вольтера – Шварцшильда  $A = 0,135$  и, так как для них условие синусов Аббе точно выполняется,  $B = 0$ .

Справедливо также следующее выражение для эффективной собирающей площади  $A_e$ :

$$A_e(\theta_i, E) \sim A_g R^2(\theta_i, E) = 8\pi f L_p \alpha^2 R^2(\theta_i, E), \quad (10.18)$$

где  $A_g$  – геометрическое значение собирающей площади, а  $R(\theta_i, E)$  –

френелевский коэффициент отражения для среднего значения угла скольжения  $\theta$ , и энергии фотонов  $E$ .

Метод прогонки лучей становится сейчас стандартной процедурой при конструировании и оптимизации рентгеновских телескопов скользящего падения [90]. Этот метод используется также при расчетах рентгеновских микроскопов скользящего падения [66].

#### 10.6.1. ПРИМЕРЫ РЕНТГЕНОВСКИХ ТЕЛЕСКОПОВ СКОЛЬЗЯЩЕГО ПАДЕНИЯ

Параметры рентгеновских телескопов, применявшихся в астрономических исследованиях, приведены в табл. 10.5. Некоторые из них более детально обсуждаются ниже.

**10.6.1.1. Телескопы орбитальной космической станции Скайлаб.** В 1973 г. на борту пилотируемой космической станции Скайлаб были установлены телескопы ATM S-054 [91] и ATM S-056 [92]. Телескопы были смонтированы на платформе ATM<sup>1)</sup>, с высокой точностью направленной на Солнце, и использовались для получения рентгеновских изображений Солнца с угловым разрешением в несколько секунд. Параметры телескопов были ограничены по двум причинам. Зеркала были изготовлены в то время, когда технология полировки поверхностей не была достаточно разработана (в частности была ограничена возможность измерения степени гладкости поверхностей), и, кроме того, изображения регистрировались на фотопленку, так что информация о спектре излучения была очень бедной. Тем не менее, удалось наблюдать корональные дыры (области низкой яркости в рентгеновском диапазоне, в которых магнитное поле направлено по радиусу наружу от поверхности), свечение лимба (обусловленное существованием более горячих областей вдоль линии, направленной от точки наблюдения к лимбу), излучение горячей корональной плазмы и излучение солнечных вспышек [93].

**10.6.1.2. Обсерватория им. Эйнштейна.** Обсерватория им. Эйнштейна (HEAO-2)<sup>2)</sup> была выведена на ближнюю околоземную орбиту в ноябре 1978 г. и действовала в течение почти 2,5 лет [95, 96]. На ней был установлен наибольший из действовавших до сих пор рентгеновских телескопов. Кроме того, на спутнике было размещено несколько систем детекторов, в

1) Apollo Telescope Mount.

2) High Energy Astronomy Observatory.

ТАБЛИЦА 10.5. Рентгеновские телескопы скользящего падения

Название	Тип телескопа (количество телескопов в «гнезде»)	Отражающее покрытие	Подложка	Фокусное расстояние, м	Длина телескопа, м	Максимальный диаметр, м	Геометр. собираю- щая по- верхность, м <sup>2</sup>	Рабочий диапазон длины волн, нм	Разре- шение на оси, угл. сек	Литера- тура
ATM S-054	Вольтера I(2)	Ni (Kamigen)	Be	2,13	0,342	0,304	0,0042	0,2—6	4	[91]
ATM S-056	Вольтера I	плавяный кварц	кварц	1,903	0,247	—	0,0015	0,6—6	2	[92]
AXT	Вольтера I	Ni	Al	2,28	1,05	0,66	0,028	0,6—8	20	[94]
Обсерватория им. Эйштейна	Вольтера I(4)	Ni	плавяный кварц	3,44	1,022	0,58	0,035	0,3—6	3	[95]
RT-4 M <sup>1)</sup>	Вольтера I(2)	Au—Ni	—	0,66	0,48	0,24	—	4,4—10	—	[98]
MP I	Параболонд	—	—	—	1,0	0,15	—	—	—	[99]
MP I	Вольтера I	Ni (Kamigen)	Al	1,427	0,81	0,322	0,0106	0,6—12	5	[99]
EXOSAT	Вольтера I	Au	Be	1,090	0,4	0,278	0,0089	0,6—31	5	[90]

<sup>1)</sup> Поле зрения 45' × 3°.

том числе прибор высокого разрешения с микроканальными пластинами (имелась возможность комбинировать прибор с пропускающей решеткой), эффективный изображающий пропорциональный счетчик, спектрометр с полупроводниковыми детекторами, фокальный кристаллический спектрометр и пропорциональный счетчик с коллиматором. По командам с Земли телескоп наводился на заранее выбранные объекты или области неба. Обсерваторией им. Эйнштейна выполнено почти 6000 наблюдений, в результате чего обследовано несколько процентов всей площади неба [97]. К типичным объектам наблюдений относились остатки сверхновых и пульсары.

**10.6.1.3. Телескопы Института им. Макса Планка.** В Институте им. Макса Планка (ФРГ) разработано два вида телескопов скользящего падения: единичные параболические отражатели и системы типа Вольтера I [99]. В 1977 и 1978 гг. на ракетах были запущены "гнезда" из 12 параболических зеркал, с помощью которых проведена спектрометрия рентгеновских источников. На ракете Скайларк был установлен телескоп типа Вольтера I, в котором в качестве детектора использовался изображающий пропорциональный счетчик (он ограничивал угловое разрешение значением  $1,5'$ , хотя сама оптика обеспечивала разрешение  $5''$ ). Были получены изображения остатков сверхновых. Очевидным недостатком астрономических исследований с помощью высотных ракет является малое время полета (минуты).

**10.6.1.4. Обсерватория EXOSAT.** Европейская обсерватория EXOSAT<sup>1)</sup> в мае 1983 г. запущена в космос и выведена на сильно вытянутую околоземную орбиту (высота в апогее 200 000 км) [90]. Это позволяет проводить длительные непрерывные наблюдения выбранных объектов (вплоть до 80 ч). На борту обсерватории установлены два идентичных телескопа типа Вольтера I; каждый из которых снабжен фокальным детектором, состоящим из координатно-чувствительного пропорционального счетчика (обладающего как пространственным, так и спектральным разрешением) и микроканального умножителя (дающего только пространственное разрешение). Дополнительная информация о спектре излучения может быть получена при помощи фильтров; кроме того, каждый телескоп имеет подвижную пропускающую дифракционную решетку для спектроскопии. С помощью этих приборов были получены, например, изображения остатков сверхновых с высоким разрешением.

<sup>1)</sup> European X-ray Observatory Satellite.

### 10.6.2. ТЕЛЕСКОПЫ БУДУЩЕГО

Характеристики телескопов, которые будут выведены на орбиту в течение следующего десятилетия, приведены в табл. 10.6. 0,8-метровый телескоп Института им. Макса Планка [99] аналогичен 0,32-метровому телескопу, ранее изготовленному здесь же, за исключением (по механическим причинам) выбора материалов подложки и покрытия. Этот телескоп будет выведен на орбиту с помощью космического корабля типа Шаттл. Конструкции других разрабатываемых устройств описаны более детально ниже.

**10.6.2.1. Проект ROSAT.** На западногерманском астрономическом спутнике ROSAT [100], предназначенном для запуска в космос с помощью корабля Шаттл, будет установлено два телескопа: типа Вольтера I и широкоугольный прибор типа Вольтера – Шварцшильда I (изготовленный в Великобритании). Телескоп Вольтера будет иметь три изображающих детектора, работающих попеременно. Один из них аналогичен прибору высокого разрешения Обсерватории им. Эйнштейна, а два других представляют собой идентичные координатно-чувствительные пропорциональные счетчики. В широкоугольном телескопе будут использоваться два одинаковых детектора с микроканальными пластинами и поглощающие фильтры для выделения трех различных спектральных интервалов.

Главной задачей телескопов ROSAT является обзор в течение примерно 6 месяцев всего неба. Оба телескопа при этом будут работать параллельно, так что одновременно будет поступать информация в широком интервале длин волн 0,6–30 нм. После окончания обзорных исследований телескопы будут использоваться для детального изучения отдельных рентгеновских источников.

**10.6.2.2. Проект AXAF.** В США ведутся разработки по созданию космической рентгеновской обсерватории AXAF<sup>1)</sup> [10], которая будет выведена на орбиту кораблем типа Шаттл. По проекту эта обсерватория должна действовать свыше 10 лет. Предусматриваются регулярные посещения обсерватории для поддержания ее в исправности и возвращение на Землю после окончания программы исследований. На борту спутника будет установлен самый большой телескоп скользящего падения из всех проектируемых на сегодняшний день, а также разнообразные детекторы рентгеновского излучения, такие как изображающие счетчики единичных фотонов, спектрометры

<sup>1)</sup> Advanced X-ray Astrophysics Facility.

ТАБЛИЦА 10.6. Конструируемые рентгеновские телескопы скользящего падения

Название	Тип телескопа (количество телескопов в «гнзледе»)	Отражающее покрытие	Подложка	Фокусное расстояние, м	Длина, м	Макси- мальный диаметр, м	Геометр. собираю- щая по- верхность, м <sup>2</sup>	Рабочий диапазон длины волн, нм	Разре- шение на тура оси, угл. сек	Литера- тура
MP 1	Вольтера I(4)	Au или Ni	Zerodur	0,24	—	0,8	0,125	—	5	[99]
ROSAT	Вольтера I(4)	Au	Zerodur	2,4	1,0	0,835	0,115	0,6—12	5	[100]
ROSAT	Вольтера— Шварцшильда I(3) <sup>1)</sup>	Au	Al	0,53	0,2	0,58	<sup>1)</sup>	6—30	60	[100]
AXAF	Вольтера I(4)	Au или Ni	кварц или Zerodur	10,0	1,65	1,20	0,15	0,1—12	0,5	[101]
AXIO	Вольтера— Шварцшильда I	плавленый кварц		0,475	—	0,8	0,0175 <sup>2)</sup>	0,6—30	0,5	[102]
LAMAR <sup>3)</sup>	Вольтера I(10)	Au или Ni	Al	3,6	0,69	0,86	0,135	0,2—12	20	[103, 104]
LAMAR <sup>3)</sup>	Кирхатрикс— База <sup>4)</sup>	Au или Ni	стекло	1,8	—	0,25	0,027	0,2—12	60	[103, 104]

<sup>1)</sup> Широкоугольный телескоп с полем зрения 5°.

<sup>2)</sup> Эффективная собирающая поверхность.

<sup>3)</sup> Модульные телескопические системы. Приведенные значения относятся к одному модулю.

<sup>4)</sup> Каждый модуль состоит из 11 передних зеркал и 9 задних. Длина одного зеркала 0,5 м, ширина 0,25 м.

и поляриметры. Программа исследований включает, в частности, изучение структуры и эволюции звезд, крупномасштабных галактических явлений, активных галактик, квазаров и скоплений галактик.

**10.6.2.3. Обсерватория АХЮ.** Обсерватория АХЮ<sup>1)</sup> [102] предназначена для рентгеновских исследований Солнца с высоким разрешением и, как предполагается, позволит получать изображения большого количества структур сразу на обширной площади (а не только изображения отдельных малых образований). Для этого параметры телескопа, как в рентгеновских микроскопах, должны выражаться через модулированную передаточную функцию. В качестве телескопа была выбрана единичная система Вольтера I. Такой выбор объясняется следующими причинами: оптические параметры "гнезда" телескопов определяются худшим зеркалом; нарушение взаимной ориентации зеркал при сборке может ухудшить качество изображения; в солнечных исследованиях не требуется очень большая собирающая поверхность.

**10.6.2.4. Модульные телескопические системы большой площади LAMAR<sup>2)</sup>** В единичном телескопе или их "гнездах" собирающая поверхность ограничена максимальной возможной апертурой. Светосила прибора может быть увеличена, если несколько модулей ("гнезд") телескопов будет использоваться параллельно. В США разработано несколько конструкций таких модульных систем, основанных на телескопах типа Вольтера I или Киркпатрика — Баеза [103, 104]. Так, типичная система LAMAR типа Вольтера I состоит из семи модулей, каждый из которых, в свою очередь, представляет собой "гнездо" из десяти телескопов. Система LAMAR типа Киркпатрика — Баеза имеет 64 модуля, каждый из которых состоит из 11 передних зеркал и 9 задних. В Европе предложена аналогичная конструкция ХММ<sup>3)</sup> [105]. В ней предусмотрено два типа модулей, один предназначен для диапазона длин волн 0,6 — 12 нм, а второй — для длин волн короче 0,1 нм.

### 10.6.3. ЗОННЫЕ ПЛАСТИНКИ В РЕНТГЕНОВСКОЙ АСТРОНОМИИ

В некоторых ракетных астрономических исследованиях для получения солнечных изображений использовались френелевские зонные пластинки.

1) Advanced X-ray Imaging Observatory.

2) Large-Area Modular Arrays of Reflectors.

3) X-ray Multi-mirror Mission.



В первых же попытках (в 1967 г.) [78] были получены фотографии Солнца (на рентгеновской пленке) на четырех длинах волн, излучаемых высокоионизированными атомами: 5,1 нм (Si X), 18 нм (Fe VIII-X), 30,4 нм (Ne II) и 58,4 нм (Ne I). Для получения изображения на длине волны 5,1 нм использовалась зонная пластинка, имеющая 100 зон, радиусом 450 мкм; ширина внешней зоны составляла 2,25 мкм, а фокусное расстояние в первом порядке равнялось 0,4 м. Центральная часть зонной пластинки не была экранирована, поэтому контраст изображения был низким из-за излучения нулевого и высших порядков. Тем не менее, на изображениях были идентифицированы активные протуберанцы, свечение лимба, компактные излучающие области и сильные пятна.

Подобные исследования были проведены при запуске ракеты в 1972 г. [79]. При этом изображение на длине волны 1,64 нм было получено с помощью зонной пластинки, имеющей 450 зон, радиус 600 мкм, ширину внешней зоны 0,7 мкм и фокусное расстояние 0,49 м. Пластинка также не была экранирована. В эксперименте были определены температура и распределение излучательной способности активных областей с угловым разрешением около  $20''$  (разрешение ограничивалось размером зерен в пленке). В более поздних экспериментах было получено разрешение примерно  $15''$  при использовании зонной пластинки радиуса 1,2 мм с фокусным расстоянием 0,75 м [79].

## 10.7. РЕНТГЕНОВСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ

Рентгеновские дифракционные решетки широко используются в спектроскопии [106, 107]. В элементном анализе, например, образец облучается рентгеновским или электронным пучком, что вызывает характеристическое излучение входящих в его состав элементов, и, таким образом, позволяет определить химический состав вещества и измерить концентрации всех его составляющих. В диапазоне длин волн 2–20 нм лежат характеристические линии целого ряда элементов, в том числе *K*-линии 5 элементов, *L*-линии 13 элементов, *M*-линии более 20 элементов и *N*-линии более 30 элементов. Это означает, что для идентификации легких элементов при наличии более тяжелых требуется достаточно высокое спектральное разрешение, которое вполне может быть обеспечено решеточными спектрометрами, собранными по схеме Роуланда.

Решетки используются также при исследовании химической структуры вещества, прочности химических связей и степени окисления по сдвигу положения линий характеристического рентгеновского излучения и изменениям его интенсивности [108].

В астрономических исследованиях применялись пропускающие решетки вместе с телескопами типа Вольтера I [90, 95, 96] и отражательные решетки вместе с параболическими концентраторами [109, 110]. Эти эксперименты, главным образом, были посвящены изучению солнечного спектра [111].

# ГЛАВА 11

## ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ

### 11.1. ВВЕДЕНИЕ

В последние несколько лет наблюдается быстрый прогресс оптики мягкого рентгеновского диапазона, обусловленный появлением интенсивных рентгеновских источников, развитием современной технологии и всевозрастающим интересом к уникальным свойствам этого диапазона длин волн. В настоящей главе рассматриваются перспективы дальнейшего совершенствования рентгеновских элементов, а также возможности их нетрадиционных применений. В начале главы дается короткий обзор существующих и перспективных источников мягкого рентгеновского излучения.

### 11.2. ИСТОЧНИКИ МЯГКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В настоящее время успешно действуют и разрабатываются как синхротронные, так и лабораторные источники рентгеновского излучения. Типичные для настоящего времени конструкции синхротронных источников созданы в Европе [1–6] и США [7]. В Гренобле (Франция) будет создано накопительное кольцо ESRF<sup>1)</sup>, в конструкцию которого входят поворотные магниты обычного типа, а также целый ряд вводимых в пучок вигглеров и ондуляторов. Предполагается, что полное число экспериментальных станций (каналов) будет составлять около 100. Основной задачей этого источника будет генерация достаточно жесткого рентгеновского излучения с пиком выходной мощности в диапазоне длин волн 0,1–1 нм и со спектральной яркостью в этом диапазоне, на несколько порядков превышающей яркость существующих источников. Такое же увеличение яркости будет сохраняться и в мягкой рентгеновской области спектра. Тем не менее оптимальным подходом для практического использования излучения этого диапазона длин волн является создание специализированного источника. В работе [8] рассмотрена конструкция подобного накопительного кольца,

---

<sup>1)</sup> European Synchrotron Radiation Facility.

обладающего следующими характеристиками:

- критическая длина волны 2 нм;
- высокая интенсивность излучения;
- малые горизонтальные и вертикальные размеры электронного пучка;
- малая длина электронного сгустка;
- эффективный вывод синхротронного излучения;
- набор ондуляторов;
- достаточно большое время жизни электронного пучка.

В опубликованном проекте устройства предполагается, что энергия электронов составит 800 МэВ, напряженность магнитного поля 1 Тл, радиус поворота 1,83 м, ток в кольце 1 А и размер электронного пучка 44 x 38 мкм (по горизонтали и вертикали соответственно). Стоимость постройки и эксплуатации этой машины во много раз меньше стоимости кольца ESRF, рассчитанного на энергию 5 ГэВ. Именно поэтому такой специализированный для мягкой рентгеновской области спектра синхротронный источник выглядит столь привлекательным.

Накопительное кольцо ALS<sup>1)</sup>, которое будет построено в Берклиевской лаборатории им. Лоуренса (США), сконструировано так, чтобы работать в режиме генерации как мягкого, так и жесткого рентгеновского излучения. Номинальная энергия пучка составляет 1,3 ГэВ, пиковая 1,9 ГэВ. В кольце будет размещено несколько вигглеров и ондуляторов, различающихся по своим параметрам, чтобы перекрыть различные спектральные диапазоны. Расчетная спектральная яркость устройства того же порядка, что и у ESRF.

В области лабораторных рентгеновских источников, имеющих существенно меньшие размеры, следует отметить дальнейшее совершенствование источников традиционных типов, основанных на столкновении электронного пучка с веществом (рентгеновские трубки). Прогресс здесь связан прежде всего с разработкой способов увеличения электронного тока [9] и с исследованиями зависимости выхода рентгеновского излучения от материала мишени (анода) и ее геометрии [10]. В последние годы была проведена значительная работа по исследованию лазерно-плазменных источников с применением лазеров как высокой [11], так и низкой [12] мощности. В ближайшем будущем планируется систематическое изучение выхода мягкого рентгеновского излучения в зависимости от энергии, длительности и формы лазерного импульса, длины волны лазерного излучения и материала мишени. Дальнейшее развитие таких источников связано прежде всего с совершенствованием лазерной технологии и заключается в достижении высоких зна-

1) Advanced Light Source.

чений энергии в импульсе, большой частоты повторения импульсов, а также компактных размеров источника.

Вероятно, наиболее впечатляющей возможностью является создание, по крайней мере в перспективе, рентгеновских лазеров [13, 14]. В последнее время появились сообщения о регистрации усиления на длинах волн 20,63 и 20,96 нм (связанных с переходами в неоподобных ионах селена), 15,50 и 15,71 нм (аналогичные переходы в иттрии) [15, 16], а также на длине волны 10,25 нм (связанной с переходом в водородоподобных ионах кислорода) [17]. Сейчас предпринимаются значительные усилия по достижению усиления в еще более коротковолновом диапазоне [18, 19].

### 11.3. НОВЫЕ ДОСТИЖЕНИЯ В ОПТИКЕ МЯГКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ДИАПАЗОНА

Развитие оптики скользящего падения, по-видимому, будет заключаться главным образом в совершенствовании существующих методов изготовления поверхностей сложной формы и способов их контроля, а также, возможно, в выборе новых материалов (например, керамических). Наиболее значительный прогресс в рентгеновской оптике, вероятно, будет связан с совершенствованием технологии изготовления многослойных зеркал и амплитудных и фазовых зонных пластинок. Для того чтобы сконструировать и изготовить подобные рентгенооптические элементы, обладающие более высокими эффективностями по сравнению с достигнутыми на сегодняшний день, необходимо знать оптические константы материалов в мягком рентгеновском диапазоне, в первую очередь вещественные части их поляризуемостей, с более высокой точностью, чем сейчас. Методы определения оптических констант обсуждаются ниже.

#### 11.3.1. ИЗМЕРЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ КОНСТАНТ В МЯГКОМ РЕНТГЕНОВСКОМ ДИАПАЗОНЕ

Оптические константы в рентгеновской области спектра обычно определяют из измерений коэффициента отражения [20–22] или из измерений коэффициента поглощения [23–26] в тонких пленках с использованием соотношения Крамерса – Кропига [27].

$$\delta(\nu) = (2/\pi)P \int_0^{\infty} \nu' \beta(\nu') / (\nu'^2 - \nu^2) d\nu, \quad (11.1)$$

где  $P$  означает, что берется главное значение интеграла. Таким образом, если мнимая часть комплексного показателя преломления (связанная с коэффи-

циентом поглощения соотношением (1.4)) известна для всех частот, то может быть вычислена и его действительная часть (или наоборот). В большинстве случаев коэффициент поглощения известен лишь в каком-то конечном интервале частот, так что для использования соотношения (11.1) необходимо использовать экстраполяционные оценки [28, 29]. Ясно, что существенно более корректными являются прямые измерения коэффициентов поглощения и показателей преломления в интересующих нас спектральных диапазонах. Недавно сообщалось [30] о методе проведения таких исследований с использованием пропускающих дифракционных решеток. Предположим, что сечения штрихов решеток имеют идеальный прямоугольный профиль (рис. 11.1), и рассмотрим две решетки с различными геометрическими параметрами ( $g_1, d_1, w_1$ ) и ( $g_2, d_2, w_2$ ). Если отношения интенсивностей дифракции в первый и нулевой порядки для этих решеток составляют

$$A_1 = I_1^{(1)}/I_1^{(0)}, \quad (11.2)$$

$$A_2 = I_2^{(1)}/I_2^{(0)}, \quad (11.3)$$

то оптические константы  $\delta$  и  $\beta$  материала решеток могут быть найдены из уравнений [31]

$$(1 + B_1) \cos 2\pi w_1 \delta - \cosh 2\pi w_1 \beta + B_1 \cosh (2\pi w_1 \beta + r_1) = 0, \quad (11.4)$$

$$(1 + B_2) \cos 2\pi w_2 \delta - \cosh 2\pi w_2 \beta + B_2 \cosh (2\pi w_2 \beta + r_2) = 0, \quad (11.5)$$

где

$$r_1 = \ln [g_1/(d_1 - g_1)], \quad (11.6)$$

$$r_2 = \ln [g_2/(d_2 - g_2)], \quad (11.7)$$

$$B_1 = A_1(\pi^2/4)[\sin^2(\pi g_1/d_1) \cosh^2(r_1/2)]^{-1}, \quad (11.8)$$

$$B_2 = A_2(\pi^2/4)[\sin^2(\pi g_2/d_2) \cosh^2(r_2/2)]^{-1}. \quad (11.9)$$

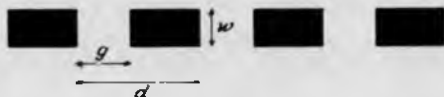


РИС. 11.1. Профиль сечения идеальной прямоугольной пропускающей решетки.



РИС. 11.2. Схема эксперимента по измерению оптических констант с помощью пропускающей решетки [30].

Если профили штрихов решеток не точно прямоугольные, то уравнения (11.4), (11.5) остаются справедливыми до тех пор, пока выполняется условие

$$w \ll (d - g). \quad (11.10)$$

В этих экспериментах использовались решетки толщиной до 250 нм. Поэтому при  $d = 2g$  и  $g = 10w$  решетки должны были бы иметь 200 линий/мм, т. е. обладать малой дисперсией. Лучше взять решетки с большим числом линий на 1 мм, но такие, у которых ширина полосок больше  $0,5d$ , чтобы осталось в силе условие (11.10). Для получения данных об оптических константах золота в диапазоне длин волн 2,2–3,4 нм использовались золотые решетки, имеющие от 400 до 3300 линий/мм, толщиной от 97,5 до 250 нм. Схема эксперимента показана на рис. 11.2. Результаты измерений суммированы в табл. 11.1. Основная экспериментальная ошибка связана с плохой повторяемостью положений решеток при вращении круга, на котором они закреплены. Другими источниками ошибок, до сих пор не игравшими значительной роли, являются непостоянство значений  $g$ ,  $d$  и  $w$  вдоль поверхности решетки и наличие высших гармоник в падающем излучении. Для сравнения в табл. 11.1 даны типичные значения оптических констант, найденных другими методами. Основной вывод, который может быть сделан из сравнения результатов, состоит в том, что в настоящее время существует большой разброс значений оптических констант. Для того чтобы этим значениям можно было доверять, необходимы дальнейшие измерения. В особых случаях желательно проводить измерения оптических констант материалов в условиях реальной технологии, например *in situ* измерения при производстве многослойных зеркал. Следует подчеркнуть, что в этом случае свойства многослойного

ТАБЛИЦА 11.1. Оптические константы золота, найденные с помощью пропускающих дифракционных решеток

Длина волны, нм	$A_1^{(1)}$	$A_2^{(2)}$	$\delta$ ( $\pm 50\%$ )	$\beta$ ( $\pm 50\%$ )	Измерения другими методами		
					$\delta$	$\beta$	Литература
2,2	0,4078	0,685	0,0062	0,0044	0,0035	0,0029	[21]
					0,0044	0,0039	[26]
2,4	0,454	0,6996	0,0070	0,0040	0,0038	0,0038	[21]
					0,0048	0,0045	[26]
2,6	0,505	0,6946	0,0076	0,0038	0,0054	0,0051	[26]
					0,0041	0,0061	[21]
2,8	0,536	0,6788	0,0084	0,0038	0,0062	0,0057	[26]
					0,0048	0,0062	[21]
3,1	0,568	0,718	0,0094	0,0038	0,0039	0,0154	[22]
					0,007	0,0064	[26]
3,4	0,61	0,685	0,010	0,0039	0,0078	0,0071	[26]

<sup>1)</sup> Решетка 1:  $w_1 = 97,5$  нм,  $d_1 = 2,5$  м,  $t_1/d_1 = 0,31$ .

<sup>2)</sup> Решетка 2:  $w_2 = 200$  нм,  $d_2 = 2,5$  м,  $t_2/d_2 = 0,56$ .

зеркала будут известны лишь при тех углах падения и для тех длин волн, на которых осуществлялся контроль.

Другой метод, который пока не реализован на практике, состоит в измерениях эффективности дифракции зонных пластинок в зависимости от их толщины [32] и основан на внесении дополнительного сдвига фазы в волну при прохождении через вещество "полупрозрачных" зон. При этом следует изготовить несколько реплик разной толщины с одного и того же шаблона зонной пластинки для того, чтобы свести к минимуму различия в их эффективностях, обусловленные ошибками в расположении границ отдельных зон. Результаты таких измерений можно анализировать двумя способами. Более простой из них состоит в экспериментальном определении толщины зонной пластинки, соответствующей наивысшей эффективности дифракции, т. е. оптимальному сдвигу фазы при прохождении через вещество "полупрозрачных" зон. Второй подход более сложен и основан на использовании выражения (8.174), определяющего эффективность дифракции фазовой зонной пластинки, для извлечения информации об оптических константах материала, из которого она изготовлена.



## 11.3.2. ДОСТИЖЕНИЯ В ПРОИЗВОДСТВЕ МНОГОСЛОЙНЫХ ЗЕРКАЛ

Технология изготовления многослойных зеркал на плоских подложках в настоящее время хорошо разработана. Ряд фирм выпускает такие зеркала в продажу. Достаточно совершенные зеркала изготавливаются и на искривленных подложках. Большинство прогнозируемых усовершенствований относится к существующим технологиям (например, методы контроля *in situ*). Когда появятся надежные данные об оптических константах, станет возможным испытывать зеркала при углах падения и длинах волн, отличающихся от тех, на которые они сконструированы, и по результатам этих измерений с уверенностью определять их параметры на рабочих длинах волн и углах падения.

Среди методов изготовления многослойных зеркал, обсуждавшихся в гл. 5, метод лазерного напыления является наименее исследованным. В первую очередь обращает на себя внимание отсутствие контроля напыления *in situ*. Однако, как показано на рис. 11.3, такой контроль вполне может быть проведен. Первый лазерный импульс фокусируется на поверхности испаряемой мишени в достаточно большое пятно, приводя к испарению материала мишени и его последующему осаждению на подложке. Следующий лазерный импульс фокусируется на поверхности контрольной мишени в пятно малого диаметра, что приводит к образованию плазмы, излучающей в мягком рентгеновском диапазоне. Это излучение отражается от поверхности изготавливаемого зеркала, причем между зеркалом и мишенью расположена тонкая пленка, прозрачная для рентгеновского излучения, но защищающая поверхность от разлетающихся "осколков" мишени. Детекторы должны обладать спектральным разрешением, так как плазма излучает в широком спектральном диапазоне (гл. 1). Изменения коэффициента от-

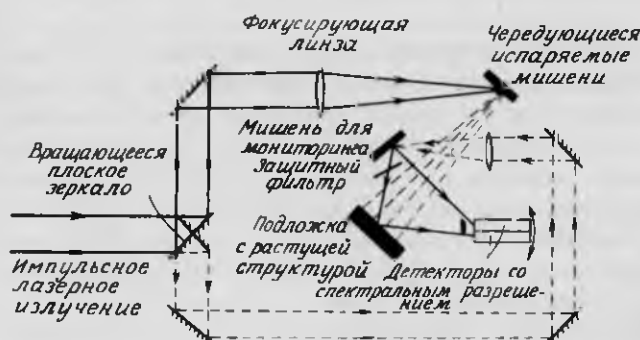


РИС. 11.3. Схема установки для изготовления многослойных зеркал методом лазерного напыления с контролем *in situ*.

ражения многослойного зеркала определяются путем сравнения интенсивностей рентгеновского излучения, идущего непосредственно от плазмы и отраженного от зеркала. Этот процесс повторяют, т. е. последовательные импульсы лазера используют либо для испарения вещества, либо для контроля до тех пор, пока измерения отражательной способности не покажут, что достигнута требуемая толщина слоя напыленного вещества. В этот момент производят замену мишени-испарителя. Контрольная мишень тоже должна перемещаться после нескольких импульсов, чтобы лазерный пучок фокусировался в другой точке поверхности. Это будет препятствовать снижению выхода рентгеновского излучения из-за образования кратера на поверхности мишени.

### 11.3.3. ДОСТИЖЕНИЯ В ПРОИЗВОДСТВЕ АМПЛИТУДНЫХ ЗОННЫХ ПЛАСТИНОК

Методы изготовления зонных пластинок, о которых говорилось в гл. 9, по-видимому, будут соответствовать предъявляемым к ним требованиям лишь непродолжительное время. Только литография на основе метода "загрязнения", возможно, применима для изготовления зонных пластинок с более высоким разрешением, чем достигнутое сейчас. Даже в этом методе потребуется ряд усовершенствований, чтобы иметь возможность точно "нарисовать" пластинку и репродуцировать ее в виде образцов из тяжелых металлов. В этом разделе мы обсудим два других подхода, которые, возможно, окажутся пригодными для производства зонных пластинок с минимальной шириной зон порядка 10 нм и меньше. Для осуществления первого из этих подходов были сделаны определенные практические шаги, в то время как второй является скорее умозрительным.

**11.3.3.1. Напыленные отрезные зонные пластинки [33].** В этом методе зоны образуются за счет поочередного напыления материалов с высоким и низким коэффициентами поглощения на вращающуюся проволочку, которая затем разрезается на кружки — зонные пластинки. Для изготовления проволоки постоянного диаметра (его изменения должны быть меньше ширины внешней зоны) используют метод, показанный на рис. 11.4 [34]. Стеклообразная трубка, содержащая небольшое количество металла, нагревается в печи до размягчения стекла и расплавления металла. Подходящими стеклами являются Pyrex, Duran и Supramex. Можно использовать и сплавы золота с кремнием или германием. Если размягченное стекло затем быстро вытянуть в трубку меньшего диаметра, то из металла образуется нить круглого сечения, качество поверхности которой соответствует качеству поверхности опла-

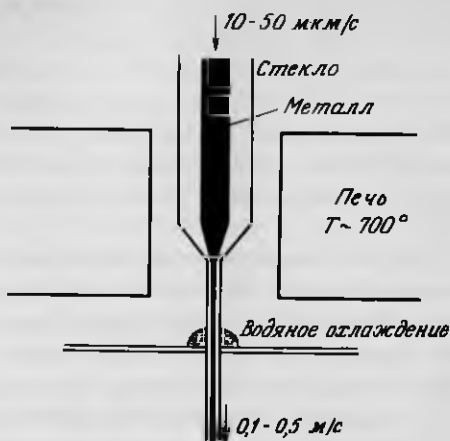


РИС. 11.4. Метод изготовления проволочки постоянного диаметра, используемой в качестве основы при создании напыленных отрезных зонных пластинок [34].

ленного стекла. После охлаждения стеклянное покрытие можно удалить с нити травлением в плавиковой кислоте. Круглая форма проволочки, диаметр которой составляет до 10 мкм, сможет быть проконтролирована по исследованию дифракционной картины в зоне Фраунгофера при облучении ее лазерным пучком. Этот способ позволяет измерить диаметр с точностью порядка 10 нм, а его постоянство может быть оценено по воспроизводимости измерений при вращении проволочки. Информация о поверхностных шероховатостях может быть получена из волнистости интерференционной картины.

Слой веществ напыляется на проволочку при помощи установки, схематично показанной на рис. 11.5. Пучок ионов из источника попадает на охлаждаемое водой устройство, на котором могут размещаться три различных материала. Распыленное вещество проходит через щель и попадает на вращающуюся проволочку, за которой находится контрольная пластинка микровесов. Такая схема позволяет измерять толщины наносимых слоев. Для

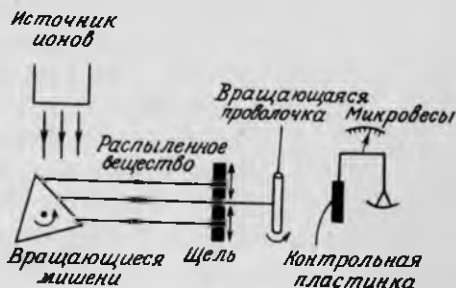


РИС. 11.5. Схема напыления чередующихся слоев

уменьшения влияния непостоянства скорости распыления на толщину наносимого слоя каждый слой напыляют в два этапа. Первый этап продолжается примерно 95–98% от расчетного времени напыления, после чего щель закрывается. По показаниям микровесов вычисляется дополнительное количество вещества, необходимое для достижения заданной толщины слоя, которое затем и напыляется на проволочку. Толщины слоев, наносимых подобным образом, могут быть выдержаны с относительной ошибкой порядка  $10^{-4}$ .

После напыления всех слоев сверху наносится слой золота или меди толщиной около 100 мкм методом гальванического осаждения, а затем образец закрепляется в эпоксидной смоле и разрезается перпендикулярно к оси проволочки на прецизионном станке с алмазным резцом. Возникающие при этом дефекты глубиной до 200 нм удаляют с помощью ионного травления. Пластика приклеивается обработанной стороной к кольцевой оправе, и противоположная поверхность также подвергается ионной обработке, после которой окончательная толщина пластинки может составлять несколько сотен нанометров.

Хотя рассмотренный метод является многообещающим для изготовления зонных пластинок с высоким разрешением, до сих пор не было создано ни одной годной к употреблению пластинки главным образом из-за чрезвычайной сложности устранения искажений структуры, возникающих при резке проволочки.

**11.3.3.2. Электронное травление  $\beta$ -алюминатов металлов.** Сфокусированный электронный лучок диаметром около 1 нм быстро протравливает малые отверстия шириной примерно 2 нм в  $\beta$ - и  $\beta''$ -алюминате натрия, а также в  $\beta$ -алюминатах лития, калия, свинца и серебра. Этот способ имеет два преимущества перед стандартными литографическими методами: более высокое разрешение и отсутствие химического проявления (в чем он схож с литографией по методу "загрязнения"). С помощью просвечивающего растрового электронного микроскопа (такого же, как используемый в литографических процессах, описанных в гл. 9) были вытравлены однородные отверстия диаметром 2 нм в поликристаллических образцах толщиной 100 нм. Линии и отверстия шириной более 2 нм можно вытравить с помощью электронного зонда, перемещающегося по поверхности. При плотности тока в электронном пучке порядка  $10^8$  А/м<sup>2</sup> наблюдались скорости травления 25 нм/с, причем отверстия росли от каждой поверхности. При изменении энергии падающих электронов от 40 до 100 кэВ никаких изменений в качестве отверстий, по-видимому, не происходит. Считается, что травление обус-

ловлено ионизацией атомов в образце, после чего они химически взаимодействуют, приводя к образованию отверстия.

Получающиеся структуры стабильны, образцы могут храниться на воздухе без заметной деградации. Таким образом можно надеяться на использование этой технологии для непосредственного изготовления свободстоящих зонных пластинок. При скорости травления, указанной выше, каждое отверстие шириной 2 нм в подложке толщиной 100 нм будет протравливаться за 4 с. Число отверстий радиуса  $r_h$ , которое необходимо сделать при изготовлении зонной пластинки радиуса  $r_N$ , равно  $r_N^2/2r_h^2$ . Для зонной пластинки, имеющей 100 зон, с внешней зоной шириной 10 нм это значение составляет  $2 \cdot 10^6$ . Тем самым изготовление всей структуры займет около 100 дней, что, конечно, неприемлемо. Чтобы преодолеть эту трудность, следует, по-видимому, увеличить плотность тока в электронном лучке (например, в литографии методом "загрязнения" плотность тока составляет  $10^{11}$  А/м<sup>2</sup>). При этом предварительно следует провести контрольные исследования. На сегодняшний день в литературе нет сообщений о качестве протравленных отверстий и скорости травления при таких высоких плотностях тока в лучке.

Аналогичные явления при воздействии сфокусированного электронного лучка наблюдались и в других материалах. В кристалле хлорида натрия, например, процесс протекает с большей скоростью [36]. Но этот кристалл не может быть сделан достаточно тонким.

#### 11.3.4. ИЗГОТОВЛЕНИЕ ФАЗОВЫХ ЗОННЫХ ПЛАСТИНОК

В работе [37] сообщалось об исследованиях серебряной фазовой зонной пластинки. При ее изготовлении использовались измеренные коэффициенты поглощения и рассчитанные значения показателя преломления. Зонная пластинка предназначена для характеристического  $K_\alpha$ -излучения алюминия (длина волны 0,834 нм), содержит 100 зон толщиной 550 нм, ширина внешней зоны составляет 320 нм. Процесс изготовления пластинки состоял из нескольких этапов. Сначала была прорисована структура методом электронно-лучевой литографии. С помощью рентгенолитографии она была репродуцирована в слое резиста, расположенного на кремниевой подложке с полиимидным покрытием. После этого проводилось гальваническое осаждение слоя серебра с контролем его толщины с помощью профилометра. Затем резист удалялся, зонная пластинка закреплялась на медном кольце и кремниевая подложка стравливалась. В результате получилась серебряная фазовая зонная пластинка, расположенная на поддерживающей полиимидной мембране толщиной 500 нм.

Предсказываемая эффективность дифракции для этой зонной пластинки составляет (использовались расчетные значения показателя преломления) около 26% в первом порядке, около 4% в нулевом порядке и примерно 38% во всех других порядках. Остальная часть падающей энергии поглощается. Эти значения эффективности экспериментально еще не проверены, так что пока нет подтверждения того, что при разработке пластинки использованы правильные значения оптических констант.

#### 11.4. НОВЫЕ ПРИМЕНЕНИЯ МЯГКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

По мере совершенствования рентгеновских источников и рентгенооптических элементов становится возможным их использование для решения все новых физических задач. Даже просто перечислить все мыслимые применения нереально. В этом разделе будут рассмотрены лишь некоторые применения, в той или иной мере реализованные экспериментально.

##### 11.4.1. ПРИМЕНЕНИЯ МНОГОСЛОЙНЫХ ЗЕРКАЛ

Многослойные зеркала являются наиболее гибкими элементами для фокусирующих систем мягкого рентгеновского диапазона из-за того, что в них можно варьировать большое количество геометрических и физических параметров. Их применение в спектрометрах для диагностики лазерной плазмы обсуждалось в разд. 10.5.4. Схема такого прибора показана на рис. 11.6 [38]. В нем используется длиннофокусное эллиптическое или параболическое зеркало [39] с многослойным покрытием, период которого изменяется вдоль поверхности. Это позволяет перекрыть спектральный диапазон от 1 до 12 нм. Отраженный пучок проходит через щель, расположенную в фокусе

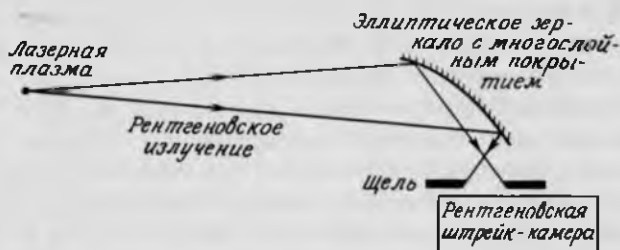


РИС. 11.6. Спектрометр для исследования лазерной плазмы на основе эллиптического зеркала с многослойным покрытием, период которого изменяется вдоль поверхности [38].

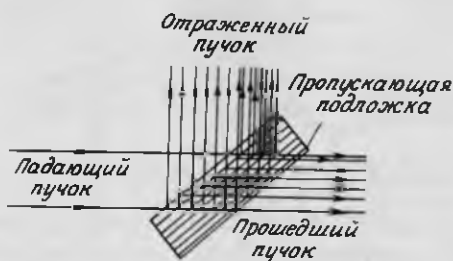


РИС. 11.7. Делитель рентгеновского пучка на основе многослойной структуры.

зеркала, и разлагается в спектр вдоль входной щели рентгеновской штрих-камеры. Прибор позволяет получать спектр плазмы с временным разрешением не хуже 20 пс и с разрешением по длинам волн  $\lambda/\Delta\lambda \sim 20-50$ . Подчеркнем, что эта система могла быть создана лишь благодаря широким возможностям и гибкости изготовления многослойных зеркал.

Если изготовить многослойные структуры на тонких (прозрачных) подложках (в идеальном случае свободновисящие многослойные пленки), то получится делитель рентгеновского пучка, как это видно из рис. 11.7 [40, 41]. Расчеты показывают, что для свободновисящего вольфрам-углеродного многослойного зеркала, имеющего 45 пар слоев и оптимизированного на отражение характеристического  $K_{\alpha}$ -излучения кислорода ( $\lambda = 2,36$  нм) при брэгговском угле  $45^{\circ}$ , коэффициент отражения для s-поляризованного излучения составляет около 8%, а коэффициент прохождения — примерно 35%. Эти значения, конечно, могут изменяться. Увеличение отражения приводит к уменьшению пропускания и наоборот. Оптимальные значения определяются требованиями эксперимента.

Поскольку в рентгеновском диапазоне показатель преломления очень близок к единице, угол Брюстера  $\theta_B$  [42], определяемый выражением

$$\tan \theta_B = 1 - \delta, \quad (11.11)$$

примерно равен  $45^{\circ}$ . Поэтому р-поляризованная компонента отраженного излучения очень мала, если угол падения близок к  $45^{\circ}$ , т. е. многослойные зеркала могут использоваться в качестве эффективных рентгеновских поляризаторов [41, 43]. На рис. 11.8 показан брэгговский поляриметр, состоящий из двух скрещенных зеркал, расположенных под углом  $45^{\circ}$  к падающему пучку. Прибор использовался для демонстрации поляризационных свойств многослойных зеркал [43]. Входящие в него зеркала состояли из слоев гафния и кремния, имели период 27 нм и предназначались для излуче-

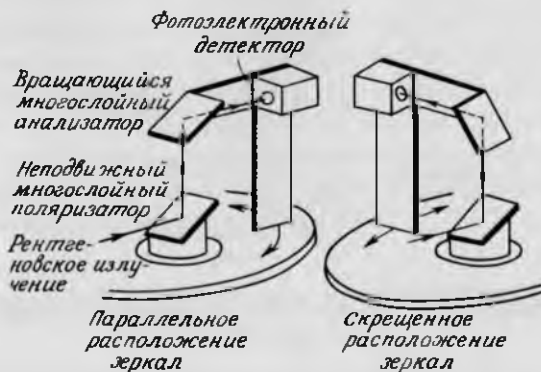


РИС. 11.8. Брэгговский поляриметр для мягкого рентгеновского излучения [43].

ния с длиной волны 30,4 нм. Было найдено, что степень поляризации отраженного пучка

$$P = |(R_s - R_p)/(R_s + R_p)| \quad (11.12)$$

составила 87%. Здесь  $R_s$  и  $R_p$  — коэффициенты отражения s- и p-поляризованных компонент. Теоретическое значение степени поляризации составляет 89%, если в расчете использовать экспериментальные значения оптических констант. Хорошее согласие демонстрирует возможность использования подобных поляризационных измерений для определения оптических постоянных веществ.

Большой интерес представляют многослойные зеркала нормального падения для рентгеновской астрономии. Использование таких зеркал позволяет преодолеть проблемы высокой стоимости, широкой полосы пропускания и больших aberrаций, присущих телескопам скользящего падения. В работе [41] была рассмотрена возможность использования параболического многослойного зеркала, состоящего из слоев вольфрама и углерода, имеющего диаметр 1 м и фокусное расстояние 10 м, для получения изображений Солнца. Полная площадь входной апертуры зеркала составляла  $0,78 \text{ м}^2$ , а эффективная площадь (с учетом коэффициента отражения) — около  $0,18 \text{ м}^2$  для трех сильных солнечных эмиссионных линий с длинами волн 4,922 нм (Si XI), 5,052 нм (Si X) и 5,534 нм (Si IX). Две первые линии отстоят друг от друга всего лишь на 0,13 нм. Тем не менее если зеркало настроено на одну из этих линий, то отношение интенсивностей на двух длинах волн после отражения будет составлять 26 : 1. В работе [44] рассмотрены возможности использования телескопов нормального падения для других задач рентгеновской астрономии.



Еще одно возможное применение многослойных зеркал нормального падения, обсуждаемое в настоящее время в литературе, – рентгеновские лазеры [45]. Как и в традиционных (длинноволновых) схемах, зеркала образуют резонатор, увеличивая пробег фотонов в активной среде.

#### 11.4.2. СКАНИРУЮЩАЯ ФОТОЭЛЕКТРОННАЯ МИКРОСКОПИЯ

Фотоэлектронная микроскопия кратко обсуждалась в разд. 10.4.4 как альтернатива контактной микрофотографии. В этом методе не используется фокусировка рентгеновского пучка (исключая, быть может, монохроматор). Разновидностью фотоэлектронной микроскопии является сканирующая фотоэлектронная микроскопия [46]. Суть последнего метода состоит в том, что образец, толщина которого меньше длины пробега мягкого рентгеновского фотона, размещается на тонкой металлической фольге и бомбардируется со стороны фольги сканирующим по поверхности сфокусированным пучком. Характеристическое рентгеновское излучение, возбуждаемое в материале фольги, попадает на поверхность образца и приводит к образованию в нем фотоэлектронов. Горизонтальное разрешение приблизительно равно суммарной толщине фольги и образца. Для достижения теоретического предела, составляющего около 1 мкм [47], необходимо использовать синхротронное излучение и фокусирующий монохроматор типа зонной пластинки.

#### 11.4.3. ТРЕХМЕРНОЕ ИЗОБРАЖЕНИЕ В МЯГКИХ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧАХ

Существует несколько способов получения информации о трехмерной структуре объекта по его рентгеновским изображениям [48]. Два из этих методов, в которых используется фокусировка излучения, будут экспериментально осуществлены возможно уже в ближайшем будущем. Первый метод [49] аналогичен компьютерной томографии. В нем используется естественная расходимость рентгеновского пучка и возможность изменения наклона образца по отношению к пучку. В принципе для однозначной трехмерной реконструкции объекта необходим полный набор его двумерных проекций. На практике, например в сканирующем микроскопе с зонными пластинками, вариации угла наклона объекта по отношению к пучку ограничены геометрическими причинами. Трехмерная реконструкция по неполному набору проекций, вообще говоря, приведет к пространственным искажениям изображения, которые могут быть, однако, уменьшены, если имеется априорная информация об объекте. Возможны две схемы сканирующей рентгеновской микроскопии. В первой образец облучается веерообразным рентгеновским пучком, а набор двумерных проекций регистрируется однокоор-

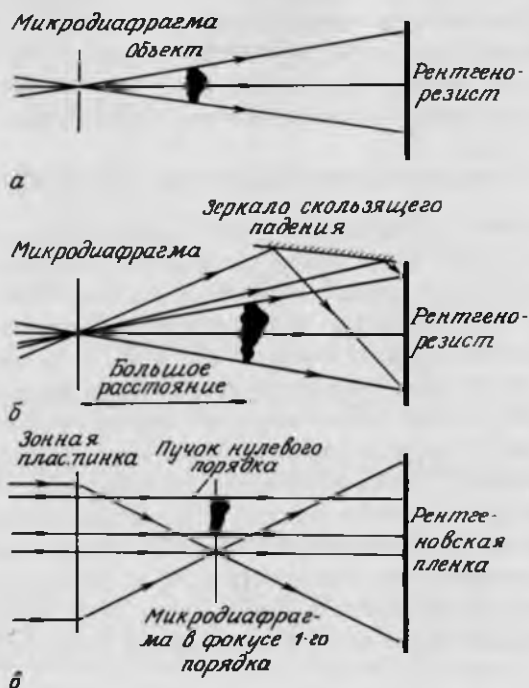


РИС. 11.9. Схемы реализации рентгеновской голографии: а – схема Габора; б – схема Лейта – Упатниекса; в – схема, основанная на преобразовании Фурье [50].

динатным детектором. Во второй схеме используется конусообразный пучок и двухкоординатный детектор. При этом требования к механизмам сканирования и поворота образца могут быть не столь строги, как в первом случае.

Другой метод получения трехмерных изображений, о котором пойдет речь, – рентгеновская голография [50]. Три возможные схемы записи голограмм показаны на рис. 11.9. В схеме осевой голографии Габора (рис. 11.9, а) фокусирующие элементы отсутствуют, а в качестве опорного пучка используется излучение, прошедшее через исследуемый объект. Для выделения требуемого волнового фронта лучше всего разместить поверхность регистрации в дальней зоне по отношению к объекту. Голограммы такого типа записывают с помощью микрофокусных рентгеновских трубок [51] или синхротронных источников [50, 52 – 54]. Для записи голограмм с помощью микрофокусной трубки требуется длительное время экспозиции (порядка 1 ч), причем получается низкое разрешение (более 4 мкм). Голограммы

лучшего качества могут быть получены с помощью источников большей яркости. На синхротронных источниках достигается субмикрометровое разрешение, а времена экспозиции составляют несколько минут (для длин волн, соответствующих мягкому рентгеновскому излучению). Следует отметить, однако, что восстановление голограмм подобного типа с помощью лазеров видимого диапазона не дает хороших результатов. Тем не менее считается, что возникающие проблемы, связанные со сферическими аберрациями, вызванными изменением длины волны и ограничениями на разрешение, обусловленными схемой записи и отношением сигнал/шум, не непреодолимы.

В схеме Лейта — Улатниекса (рис. 11.9, б) опорный и предметный пучок разделены, причем для создания внеосевого опорного пучка используется зеркало скользящего падения. Но для этого метода нужен детектор с более высоким пространственным разрешением и источник с большей длиной когерентности, чем в схеме Габора. Экспериментальных рентгеновских голограмм с помощью этой схемы до сих пор записано не было.

В голографии на основе преобразования Фурье (рис. 11.9, в) опорный пучок создается точечным источником, расположенным на том же расстоянии от поверхности регистрации, что и объект. В случае рентгеновской голографии опорный пучок можно получить, разместив микродиафрагму в фокусе первого порядка зонной пластинки, а объект облучать излучением нулевого порядка от той же пластинки. Для сохранения временной когерентности расстояние между объектом и диафрагмой должно примерно соответствовать размерам объекта. Тогда угол между интерферирующими пучками оказывается малым, и детектор регистрирует редко расположенные интерференционные полосы. Разрешение в такой схеме записи ограничивается не пространственным разрешением детектора, а размером опорного источника (микродиафрагмы). Но разрешение детектора ограничивает поле зрения. На сегодняшний день экспериментальных голограмм в этой геометрии записано не было.

Для записи голограмм следует использовать методы, позволяющие выделять когерентную часть некогерентного излучения источника [50] (либо использовать когерентное излучение рентгеновских лазеров). Эта процедура может быть проведена в силу теоремы Ван-Циттерта — Цернике [55], в соответствии с которой излучение любого источника пространственно когерентно в области, которая определяется положением первого минимума дифракционной картины Фраунгофера. Например, для источника круглой формы радиуса  $s$  пространственная когерентность имеет место внутри конуса Эйри углового раствора  $2\alpha$ , а эмиттанс когерентного пучка с длиной волны  $\lambda$  ограничен сверху значением

$$\varepsilon_{\max} = s\alpha = 0.61\lambda. \quad (11.13)$$

Таким образом, для характеристического  $K_{\alpha}$ -излучения азота ( $\lambda = 3,2$  нм)  $\varepsilon_{\max} = 1,95$  мрад · мкм. Это означает, что даже на лучших накопительных кольцах с источником размером 100 мкм можно использовать излучение только в пределах 0,04 мрад. Это условие относится как к вертикальному, так и к горизонтальному направлениям. Поэтому в лучшем случае лишь один из  $10^7$  испущенных фотонов может использоваться для экспериментов, где нужна когерентность.

Условие временной когерентности состоит в том, что длина когерентности

$$l_c = \lambda^2/\Delta\lambda \quad (11.14)$$

должна быть достаточной для когерентного освещения образца по всей глубине; кроме того, она должна превышать самую большую разность хода интерферирующих пучков. Мягкое рентгеновское излучение проникает внутрь всех материалов максимум на несколько микрометров, поэтому длина когерентности должна быть порядка 10 мкм. Это означает, что для длины волны 3,1 нм необходимо получить  $\Delta\lambda \sim 10^{-12}$  м, т. е.  $\lambda/\Delta\lambda \sim 3 \cdot 10^3$ . Такую степень монохроматичности в настоящее время можно получить лишь ценой значительных усилий. Однако эта трудность исчезает, если толщина образца составляет около 1 мкм, при этом требуемая степень монохроматичности излучения  $\lambda/\Delta\lambda \sim 300$ .

В настоящее время недостаточная мощность существующих источников излучения накладывает ограничение на возможность получения голографических изображений в мягком рентгеновском диапазоне. Если отношение сигнал/шум составляет 5 : 1, то полный поток  $I_G$  (фотон/с), необходимый для записи голограммы в схеме Габора, определяется соотношением [50]

$$I_G t \geq 10^4 \lambda^3 w^4 / \delta^8 \Delta\lambda, \quad (11.15)$$

где  $w$  — рабочее расстояние,  $\delta$  — разрешение,  $t$  — время экспозиции. Для схемы на основе преобразования Фурье вместо (11.15) справедливо следующее условие:

$$I_F t \geq 2.9 \times 10^2 N^4, \quad (11.16)$$

где  $N^2$  — полное число разрешимых элементов изображения. Для области  $100 \times 100$  полное число фотонов, требуемое для записи голограммы по этой схеме, составляет около  $3 \cdot 10^{16}$ . Существующие синхротронные источники не способны дать такого числа когерентных фотонов в разумное время. Синхротронные источники высокой яркости, строящиеся или конструируемые в настоящее время, смогут давать необходимое число фотонов (осо-

бенно при использовании ондуляторов). Тогда голография на основе преобразования Фурье явится хорошей возможностью получить трехмерные изображения биологических объектов с высоким разрешением.

### 11.5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В такой быстро развивающейся области науки, как рентгеновская оптика, очень трудно дать полный и законченный обзор последних достижений. Непрерывно появляются новые концепции, технологические методы и применения рентгеновской оптики. В частности, следует ожидать, что будут появляться все лучшие и лучшие рентгенооптические системы и это откроет новые области применений. В конечном итоге все более полно будут использоваться уникальные свойства мягкого рентгеновского излучения. В последние несколько лет мы должны стать свидетелями практического решения ряда задач, таких, как получение изображений с высоким разрешением (например, живых биологических объектов), исследование лазерной плазмы и новые достижения в области термоядерных источников энергии, изучение природы астрофизических рентгеновских источников, разработка источников мягкого рентгеновского излучения высокой мощности, а также и других задач, о которых мы пока еще не задумываемся.

## ЛИТЕРАТУРА

### ПРЕДИСЛОВИЕ

1. G. Feinberg, *Solid Clues*, Heinemann, London (1985).
2. M. C. Hutley, *Diffraction Gratings*, Techniques of Physics 6 (N. H. March and H. N. Daghlish, eds.), Academic Press, New York (1982).
3. G. W. Stroke, Diffraction gratings, in: *Handbuch der Physik XXIX* (S. Flugge, ed.), pp. 426–754, Springer, Berlin (1967).
4. M. J. Simpson, Design considerations of zone plate optics for a scanning transmission x-ray microscope, Ph.D. thesis, London University (1984).

### ГЛАВА 1

1. В. К. Agarwal, *X-Ray Spectroscopy*, Springer Series in Optical Sciences, Vol. 15, Chapters 3–5, pp. 121–239, Springer, Berlin (1979).
2. A. H. Compton and S. K. Allison, *X-Rays in Theory and Experiment*, 2nd ed., pp. 116–262 and 472–582, Van Nostrand, Princeton, N.J. (1935).  
[Имеется перевод: А. Комптон, С. Алисон. Рентгеновские лучи. Теория и эксперимент. – Л. – М.: ОГИЗ, 1941. с. 672.]
3. В. Л. Henke, Low energy x-ray interactions: Photoionization, scattering, specular and Bragg reflection, in: *Low Energy X-Ray Diagnostics* (D. T. Attwood and B. L. Henke, eds.), AIP Conference Proceedings No. 75, pp. 146–155, American Institute of Physics, New York (1981).
4. W. T. Scott, *The Physics of Electricity and Magnetism*, 2nd ed., pp. 6–14, Wiley, New York (1966).
5. D. T. Cromer and D. Lieberman, Relativistic calculation of anomalous scattering factors for x-rays, *J. Chem. Phys.* 53, 1891–1898 (1970).
6. M. S. Jensen, Some remarks on the anomalous scattering factors for x-rays, *Phys. Lett. A*, 74, 41–44 (1979).
7. R. W. James, *The Optical Principles of the Diffraction of X-Rays*, pp. 166–167, Cornell University Press, Ithaca, N.Y. (1965).  
[Имеется перевод 1 изд.: Р. Джеймс. Оптические принципы дифракции рентгеновских лучей. – М.: ИЛ, 1950, с. 572.]
8. S. T. Manson, Theory of sub-keV photoionization cross sections, in: *Low Energy X-Ray Diagnostics* (D. T. Attwood and B. L. Henke, eds.), AIP Conference Proceedings No. 75, pp. 156–161, American Institute of Physics, New York (1981).

9. H. A. Lorentz, *The Theory of Electrons and Its Application to the Phenomena of Light and Radiant Heat*, p. 48, Dover, New York (1952).  
[Имеется перевод: Г.А. Лоренц. Теория электронов и ее применение к явлениям света и теплового излучения. Изд. 2-е. — М.: Гостехиздат, 1956, с. 472.]
10. B. L. Henke, P. Lee, T. J. Tanaka, R. L. Shimabukuro, and B. K. Fujikawa, The atomic scattering factor,  $f_1 + if_2$ , for 94 elements and for the 100 to 2000 eV photon energy region, in: *Low Energy X-Ray Diagnostics* (D. T. Attwood and B. L. Henke, eds.), AIP Conference Proceedings No. 75, pp. 340–388, American Institute of Physics, New York (1981).
11. J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics*, 2nd ed., pp. 672–679, Wiley, New York (1975).  
[Имеется перевод 1 изд.: Дж. Джексон. Классическая электродинамика. — М.: Мир, 1965, с. 702.]
12. Синхротронное излучение. Под ред. А.А. Соколова и И.М. Тернова. — М.: Наука, 1966, с. 228.
13. S. Krinsky, M. L. Perlman, and R. E. Watson, Characteristics of synchrotron radiation and of its sources, in: *Handbook on Synchrotron Radiation* (E.-E. Koch, ed.), Vol. 1, pp. 65–171, North-Holland, Amsterdam (1983).
14. V. L. Ginzburg and S. I. Syrovatskii, Developments in the theory of synchrotron radiation and its reabsorption, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **7**, 375–420 (1969).
15. N. Marks and M. W. Poole, The choice of dipole magnetic field for the SRS, Daresbury Nuclear Physics Laboratory Report DL/TM129 (1974).
16. E.-E. Koch, D. E. Eastman, and Y. Farge, Synchrotron radiation—a powerful tool in science, in: *Handbook on Synchrotron Radiation* (E.-E. Koch, ed.), Vol. 1, pp. 1–63, North-Holland, Amsterdam (1983).
17. A. N. Chu, M. A. Piestrup, T. W. Barbee, Jr., R. H. Pantell, and F. R. Buskirk, Observation of soft x-ray transition radiation from medium energy electrons, *Rev. Sci. Instrum.*, **51**, 597–601 (1980).
18. В.А. Базылев, Н.К. Жеваго. Генерация интенсивного электромагнитного излучения релятивистскими частицами. — УФН, 1982, т. 137, вып. 4, с. 605–667.
19. A. H. Compton and S. K. Allison, *X-Rays in Theory and Experiment*, 2nd ed., pp. 97–115, Van Nostrand, Princeton, N.J. (1935).  
[Имеется перевод: А. Комптон, С. Алисон. Рентгеновские лучи. Теория и эксперимент. — Л. — М.: ОГИЗ, 1941, с. 672.]
20. B. K. Agarwal, *X-Ray Spectroscopy*, Springer Series in Optical Sciences, Vol. 15, pp. 35–46. Springer, Berlin (1979).
21. A. H. Compton and S. K. Allison, *X-Rays in Theory and Experiment*, 2nd ed., pp. 89–90, Van Nostrand, Princeton, N.J. (1935).  
[Имеется перевод: А. Комптон, С. Алисон. Рентгеновские лучи. Теория и эксперимент. — Л. — М.: ОГИЗ, 1941, с. 672.]
22. V. W. Slivinsky, X-ray emission from laser fusion targets, in: *Low Energy X-Ray Diagnostics* (D. T. Attwood and B. L. Henke, eds.), AIP Conference Proceedings No. 75, pp. 6–7, American Institute of Physics, New York (1981).
23. G. O'Sullivan, P. K. Carroll, T. J. McIlrath, and M. L. Ginter, Rare-earth plasma light source for VUV applications, *Appl. Opt.*, **20**, 3043–3046 (1981).
24. M. Kühne, Radiometric comparison of a laser-produced plasma and a BRV-source plasma at normal incidence, *Appl. Opt.*, **21**, 2124–2128 (1982).

25. D. J. Nagel, C. Brown, M. Peckarar, M. L. Ginter, J. Robinson, and T. J. McIlrath, Repetively-pulsed soft x-ray plasma source, *Appl. Opt.*, **23**, 1428-1433 (1984).
26. M. L. Ginter, Laser produced plasma VUV and soft x-ray light sources, in: *X-Ray Microscopy* (G. Schmahl and D. Rudolph, eds.), Springer Series in Optical Sciences, Vol. 43, pp. 25-29, Springer, Berlin (1984).  
[Имеется перевод: М.Л. Ги́нтер. Лазерно-плазменные источники вакуумного ультрафиолетового и мягкого рентгеновского излучения. В кн.: Рентгеновская оптика и микроскопия. Под ред. Г. Шмаля и Д. Рудольфа. - М.: Мир, 1987, с. 38-44.]
27. R. A. McCorkle, High intensity pulsed electron beam plasma source, in: *Ultrafast X-Ray Microscopy: Its Application to Biological and Physical Sciences*, (D. F. Parsons, ed.), Ann. N.Y. Acad. Sci. Vol. 342, pp. 53-64 (1980).
28. G. Balloffet, J. Romand, and B. Vodar, An emission source of continuous spectrum extending from the visible to the extreme ultraviolet, *C.R. Acad. Sci.*, **252**, 4139-4141 (1961).
29. J. Bailey, Y. Ettinger, A. Fisher, and R. Feder, Evaluation of the gas puff z pinch as an x-ray lithography and microscopy source, *Appl. Phys. Lett.*, **40**, 33-35 (1982).
30. K. W. Hill, M. Bitter, D. Eames, S. von Goeler, N. R. Sauthoff, and E. Silver, Low energy x-ray emission from magnetic fusion plasmas, in: *Low Energy X-Ray Diagnostics* (D. T. Attwood and B. L. Henke, eds.), AIP Conference Proceedings No. 75, pp. 8-24, American Institute of Physics, New York (1981).
31. L. P. Mix, E. J. T. Burns, D. L. Fehl, D. L. Hanson, and D. J. Johnson, Low energy x-ray emission from light ion targets, in: *Low Energy X-Ray Diagnostics* (D. T. Attwood and B. L. Henke, eds.), AIP Conference Proceedings No. 75, pp. 25-31, American Institute of Physics, New York (1981).
32. J. C. Riordan, J. S. Pearlman, M. Gersten, and J. E. Rauch, Sub-kilovolt x-ray emission from imploding wire plasmas, in: *Low Energy X-Ray Diagnostics* (D. T. Attwood and B. L. Henke, eds.), AIP Conference Proceedings No. 75, pp. 35-43, American Institute of Physics, New York (1981).
33. L. Spitzer, *Physics of Fully Ionized Gases*, Interscience, New York (1962).  
[Имеется перевод: Л. Спитцер. Физика полностью ионизованного газа. - М.: Мир, 1965, с. 212.]
34. G. O'Sullivan, The origin of line-free XUV continuum emission from laser-produced plasmas of the elements  $62 \leq Z \leq 74$ , *J. Phys. B*, **16**, 3291-3304 (1983).
35. D. Colombant and G. F. Tonon, X-ray emission in laser-produced plasmas, *J. Appl. Phys.*, **44**, 3524-3527 (1973).
36. J. G. Timothy and R. P. Madden, Photon detectors for the ultraviolet and x-ray region, in: *Handbook on Synchrotron Radiation* (E.-E. Koch, ed.), Vol. 1, pp. 315-366, North-Holland, Amsterdam (1983).
37. E. Spiller, Soft x-ray optics and microscopy, in: *Handbook on Synchrotron Radiation* (E.-E. Koch, ed.), Vol. 1, pp. 1091-1129, North-Holland, Amsterdam (1983).
38. J. H. Underwood and D. T. Attwood, The renaissance of x-ray optics, *Phys. Today*, **37**(4), 44-52 (1984).
39. M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics*, 5th ed., pp. 38-41, Pergamon Press, Elmsford, N.Y. (1975).  
[Имеется перевод: М. Борн, Э. Вольф. Основы оптики. - М.: Наука, 1970, с. 63-66.]



40. E. Spiller, Low-loss reflection coatings using absorbing materials, *Appl. Phys. Lett.*, **20**, 365–367 (1972).
41. Lord Rayleigh, Resolution in optical images, *Philos. Mag. Ser. 5*, **8**, 261–274 (1879).
42. E. Abbe, Resolution of microscopes, *Arch. Mikrosk. Anat.*, **9**, 413–425 (1873).

## ГЛАВА 2

1. M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics*, 5th ed., pp. 47–51, Pergamon Press, Elmsford, N.Y. (1975).  
[Имеется перевод: М. Борн, Э. Вольф. Основы оптики. – М.: Наука, 1970, с. 72–77.]
2. J. A. Prins, Reflection of x-rays by absorbing ideal crystals, *Z. Phys.*, **63**, 477–493 (1930).
3. V. Rehn, Focusing, filtering and scattering of soft x-rays by mirrors, in: *Low Energy X-Ray Diagnostics* (D. T. Attwood and B. L. Henke, eds.), AIP Conference Proceedings No. 75, pp. 162–169, American Institute of Physics, New York (1981).
4. Л.А. Смирнов. Дифференциальные уравнения, описывающие полное внешнее отражение рентгеновских лучей. – Оптика и спектроскопия, 1977, т. 43, вып. 3, с. 567–568.
5. C. G. Darwin, The theory of x-ray reflexion. *Philos. Mag.*, **27**, 315–333, 675–690 (1914).
6. R. W. James, *The Optical Principles of the Diffraction of X-Rays*, pp. 35–36, Cornell University Press, Ithaca, N.Y. (1965).
7. A. Franks and B. Gale, Grazing incidence optics for x-ray microscopy, in: *X-Ray Microscopy* (G. Schmahl and D. Rudolph, eds.), Springer Series in Optical Sciences, Vol. 43, pp. 129–138, Springer, Berlin (1984).  
[Имеется перевод: А. Франк, Б. Гале. Оптика скользящего падения для рентгеновской микроскопии. В кн.: Рентгеновская оптика и микроскопия. Под ред. Г. Шмаля и Д. Рудольфа. – М.: Мир, 1987, с. 174–187.]
8. Л.А. Смирнов, Г.Д. Сотникова, Б.С. Анохин, Б.З. Тайбин. О полном внешнем отражении рентгеновских лучей от шероховатой поверхности. – Оптика и спектроскопия, 1979, т. 46, вып. 3, с. 593–596.
9. A. Franks, Advances in x-ray optics at the National Physical Laboratory, *J. Phys. (Paris) C2*, **45**, 69–72 (1984).
10. P. Debye, Interference of Röntgen rays and heat motions, *Ann. Phys. (Leipzig)*, **43**, 49–95 (1914).
11. P. Kirkpatrick and A. V. Baez, Formation of optical images by x-rays, *J. Opt. Soc. Am.*, **38**, 766–774 (1948).
12. V. E. Cosslett and W. C. Nixon, *X-Ray Microscopy*, p. 87, Cambridge University Press, London (1960).
13. A. Franks, X-ray optics, *Sci. Prog. (London)*, **64**, 371–422 (1977).
14. E. Abbe, Resolution of microscopes, *Arch. Mikrosk. Anat.*, **9**, 413–425 (1873).
15. F. Jentsch, Optische Versuch mit Röntgenstrahlen, *Phys. Z.*, **30**, 268–273 (1929).
16. J. Dyson, Optics of the focusing x-ray microscope, *Proc. Phys. Soc. London Sect. B*, **65**, 580–589 (1952).

17. A. V. Baez, Design of x-ray microscope mirrors using an electronic computer, in: *X-Ray Microscopy and Microradiography* (V. E. Cosslett, A. Engstrom, and H. H. Pattee, eds.), pp. 186–194, Elsevier, Amsterdam (1957).
18. J. F. McGee, D. R. Hesser, and J. W. Milton, X-ray reflection optics (recent developments), in: *Proc. Vth Int. Congress on X-Ray Optics and Microanalysis* (G. Mollenstedt and K. H. Gankler, eds.), pp. 11–26, Springer, Berlin (1969).
19. Y. T. Thathachari, Theory of image formation in combinations of X-ray focusing mirrors, *Proc. Indian Acad. Sci. A*, **37**, 41–62 (1953).
20. M. Montel, The x-ray microscope with catamegonic roof-shaped objective, in: *X-Ray Microscopy and Microradiography* (V. E. Cosslett, A. Engstrom, and H. H. Pattee, eds.), pp. 177–185, Elsevier, Amsterdam (1957).
21. H. H. Pattee, The compound, four-mirror, reflection x-ray microscope, in: *X-Ray Microscopy and Microradiography* (V. E. Cosslett, A. Engstrom, and H. H. Pattee, eds.), pp. 135–150, Elsevier, Amsterdam (1957).
22. H. Wolter, Mirror systems with grazing incidence as image-forming optics for x-rays, *Ann. Phys. 6th Ser.*, **10**, 94–114 (1952).
23. K. Schwarzschild, Untersuchungen zur Geometrischen Optik, *Abh. Ges. Wiss. Goettingen Math. Phys. Kl. N.F.4*, No. 1–3 (1905).
24. H. Wolter, Generalized Schwarzschild systems of mirrors with glancing reflection as optical systems for x-rays, *Ann. Phys. 6th Ser.*, **10**, 286–295 (1952).
25. R. C. Chase and L. P. Van Speybroeck, Wolter-Schwarzschild telescopes for x-ray astronomy, *Appl. Opt.*, **12**, 1042–1044 (1973).

### ГЛАВА 3

1. D. Korsch, C. L. Wyman, and L. M. Perry, Influence of alignment and surface defects on the performance of x-ray telescopes, *Space Optics-Imaging X-Ray Optics Workshop, Proc. SPIE 184*, 211–222 (1979).
2. B. Gale and M. Stedman, Non spherical mirrors in x-ray optics, *Aspheric Optics: Design, Manufacturing, Testing, Proc. SPIE 235*, 21–26 (1980).
3. E. Spiller, Soft x-ray optics and microscopy, in: *Handbook on Synchrotron Radiation* (E.-E. Koch, ed.), Vol. 1, pp. 1091–1129, North-Holland, Amsterdam (1983).
4. P. A. J. de Korte, R. Giralt, J. N. Coste, C. Ernu, S. Frindel, J. Flamand, and J. J. Contet, EXOSAT x-ray imaging optics, *Appl. Opt.*, **20**, 1080–1088 (1981).
5. M. Stedman, T. H. English, and A. Franks, New design of mirror bending block, *Reflecting Optics for Synchrotron Radiation, Proc. SPIE 315*, 69–74 (1981).
6. A. Franks, Advances in x-ray optics at the National Physical Laboratory, *J. Phys. (Paris) C2*, **45**, 69–72 (1984).
7. A. Franks, The metrology of x-ray optical components, in: *Low Energy X-Ray Diagnostics* (D. T. Attwood and B. L. Henke, eds.), AIP Conference Proceedings No. 75, pp. 179–188, American Institute of Physics, New York (1981).
8. K. Lindsey and A. Franks, Metal optics versus glass optics, *Advances in Optical Production Technology, Proc. SPIE 163*, 46–54 (1979).
9. R. E. Engdahl, Chemical vapour deposited (CVD) silicon carbide mirror technology, *Reflecting Optics for Synchrotron Radiation, Proc. SPIE 315*, 123–130 (1981).

10. V. Rehn and W. J. Choyke, SiC mirrors for synchrotron radiation, *Nucl. Instrum. Methods*, **177**, 173-178 (1980).
11. A. Franks, X-ray telescope mirrors—materials, manufacture, tolerances and technology, *Space Optics—Imaging X-Ray Optics Workshop, Proc. SPIE* **184**, 110-122 (1979).
12. K. Lindsey, R. Morrell, and M. J. Hanney, Ceramic materials as mirrors for synchrotron radiation, *Reflecting Optics for Synchrotron Radiation, Proc. SPIE* **315**, 140-147 (1981).
13. M. M. Kelly and J. B. West, Fabrication and use of silicon carbide mirrors for synchrotron radiation, *Reflecting Optics for Synchrotron Radiation, Proc. SPIE* **315**, 135-139 (1981).
14. H. L. Gerth, Introduction to precision machining of metal optics, *Reflecting Optics for Synchrotron Radiation, Proc. SPIE* **315**, 225-229 (1981).
15. D. M. Miller and N. Laegreid, PNL-diamond turning capability, in: *Workshop on X-Ray Instrumentation for Synchrotron Radiation Research* (H. Winick and G. Brown, eds.), SSRL Report No. 78/04, pp. VII39-VII42, Stanford Linear Accelerator Center (1978).
16. A. Franks, Materials problems in the production of high quality optical surfaces, *Mat. Sci. Eng.* **19**, 169-183 (1975).
17. C. V. Muffoletto, Reflective and refractive scattering of ultraviolet radiation caused by state of the art optical grinding and polishing techniques, *Reflecting Optics for Synchrotron Radiation, Proc. SPIE* **315**, 85-88 (1981).
18. G. M. Sanger, Optical fabrication technology, the present and future, *Contemporary Methods of Optical Manufacturing and Testing, Proc. SPIE* **433**, 2-18 (1983).
19. R. L. Gentilman and E. A. Maguire, Chemical vapor deposition of silicon carbide for large area mirrors, *Reflecting Optics for Synchrotron Radiation, Proc. SPIE* **315**, 131-134 (1981).
20. K. Parker and H. Shah, The stress of electroless nickel deposits on beryllium, *J. Electrochem. Soc.*, **117**, 1091-1094 (1970).
21. R. E. Parks, Traditions of optical fabrication, *Reflecting Optics for Synchrotron Radiation, Proc. SPIE* **315**, 56-64 (1981).
22. R. Lainé, R. Giralt, R. Zobl, P. A. J. de Korte, and J. A. M. Bleeker, X-ray imaging telescope on EXOSAT, *Space Optics—Imaging X-Ray Optics Workshop, Proc. SPIE* **184**, 181-188 (1979).
23. P. A. J. de Korte, The current state of x-ray and XUV replica optics, in: *New Techniques in X-Ray and XUV Optics, Proc. RAI. Symp.* (B. J. Kent and B. E. Patchett, eds.), RL-83-010, pp. 37-49, Rutherford Appleton Laboratory (1983).
24. A. Franks, X-ray focusing by bent glass optics, in: *Workshop on X-Ray Instrumentation for Synchrotron Radiation Research* (H. Winick and G. Brown, eds.), SSRL Report No. 78/04, pp. VII128-VII141, Stanford Linear Accelerator Center (1978).
25. J. A. Howell and P. Horowitz, Ellipsoidal and bent cylindrical condensing mirrors for synchrotron radiation, *Nucl. Instrum. Methods*, **125**, 225-230 (1975).
26. J. H. Underwood and D. Turner, Bent glass optics, *X-Ray Imaging, Proc. SPIE* **106**, 125-135 (1977).
27. M. Stedman, A parabolic collimator of adjustable incidence angle and constant focal length, in: *Workshop on X-Ray Instrumentation for Synchrotron Radiation Research* (H. Winick and G. Brown, eds.), SSRL Report No. 78/04, pp. VII142-VII147, Stanford Linear Accelerator Center (1978).

28. R. A. Beth, Statics of elastic bodies, in: *Handbook of Physics* (E. U. Condon and H. Odishaw, eds.), 2nd ed., pp. 3.64-3.77, McGraw-Hill, New York (1967).
29. M. Stedman and V. W. Stanley, A machine for the rapid and accurate measurement of profile, *Advances in Optical Production Technology, Proc. SPIE 163*, 99-102 (1979).
30. M. Stedman, Metrological evaluation of grazing incidence mirrors, *High Resolution Soft X-Ray Optics, Proc. SPIE 316*, 2-8 (1981).
31. C. A. Wallace, D. F. Paul, and K. Lindsey, Production and evaluation of supersmooth x-ray synchrotron mirror surfaces, *Reflecting Optics for Synchrotron Radiation, Proc. SPIE 315*, 186-192 (1981).
32. R. S. Longhurst, *Geometrical and Physical Optics*, 3rd ed., p. 352, Longmans, London (1973).
33. M. J. Downs, Surface Profile Interferometer, British Patent No. 8037689 (1980).
34. C. F. Bruce and B. S. Thornton, Obliquity effects in interference microscopes, *J. Sci. Instrum.*, **34**, 203-204 (1957).
35. J. M. Bennett, Measurement of RMS roughness, autocovariance function and other statistical properties of optical surfaces using a FECO scanning interferometer. *Appl. Opt.*, **15**, 2705-2721 (1976).
36. D. W. Butler, A stereo electron microscope technique for microtopographic measurements, *Micron*, **4**, 410-424 (1973).
37. P. S. Young, Fabrication of the high-resolution mirror assembly for the HEAO-2 x-ray telescope, *Space Optics—Imaging X-Ray Optics Workshop, Proc. SPIE 184*, 131-138 (1979).
38. S. Mrowka, W. Harris, and R. J. Speer, Short wavelength interferometric testing of x-ray optics, *High Resolution Soft X-Ray Optics, Proc. SPIE 316*, 16-20 (1981).
39. B. Aschenbach, H. Brauninger, A. Ondrusch, and P. Predehl, X-ray scattering of superpolished flat mirror samples, *High Resolution Soft X-Ray Optics, Proc. SPIE 316*, 187-193 (1981).
40. J. R. H. Herring, The evaluation of highly polished surface quality using grazing incidence soft x-ray reflection and scattering, in: *New Techniques in X-Ray and XUV Optics, Proc. RAL Symp.* (B. J. Kent and B. E. Patchett, eds.), RL-83-010, pp. 85-101, Rutherford Appleton Laboratory (1983).
41. J. C. Rife and J. F. Osantowski, Optical constants in the extreme ultraviolet and soft x-ray region, *Reflecting Optics for Synchrotron Radiation, Proc. SPIE 315*, 103-107 (1981).
42. K. Lindsey and A. B. Penfold, Production and assessment of supersmooth optical surfaces, *Opt. Eng.*, **15**, 220-225 (1976).

#### ГЛАВА 4

1. J. H. Underwood and T. W. Barbee, Jr., Synthetic multilayers as Bragg diffractors for x-rays and extreme ultraviolet: Calculations of performance, in: *Low Energy X-Ray Diagnostics* (D. T. Attwood and B. L. Henke, eds.), AIP Conference Proceedings No. 75, pp. 170-178, American Institute of Physics, New York (1981).
2. J. H. Underwood and T. W. Barbee, Jr., Layered synthetic microstructures as Bragg diffractors for x-rays and extreme ultraviolet: Theory and predicted performance, *Appl. Opt.*, **20**, 3027-3034 (1981).

3. L. G. Parratt, Surface studies of solids by total reflection of x-rays, *Phys. Rev.*, **45**, 359–369 (1954).
4. A. E. Rosenbluth and P. Lee, Bragg condition in absorbing x-ray multilayers, *Appl. Phys. Lett.*, **40**, 466–468 (1982).
5. R. Marmoret and J. M. Andre, Bragg reflectivity of layered synthetic microstructures in the x-ray anomalous scattering region, *Appl. Opt.*, **22**, 17–19 (1983).
6. P. Lee, X-ray diffraction in multilayers, *Opt. Commun.*, **37**, 159–164 (1981).
7. B. Videl and P. Vincent, Metallic multilayers for x-rays using classical thin-film theory, *Appl. Opt.*, **23**, 1794–1801 (1984).
8. A. H. Saxena and B. P. Schoenborn, Multilayer neutron monochromators, *Acta Crystallogr. Sect. A*, **33**, 805–813 (1977).
9. C. G. Darwin, The theory of x-ray reflexion, *Philos. Mag. Series 6*, **27**, 315–332 (1914).
10. C. G. Darwin, The theory of x-ray reflexion, Part II, *Philos. Mag. Series 6*, **27**, 675–690 (1914).
11. C. G. Darwin, Reflection of x rays from imperfect crystals, *Philos. Mag. Series 6*, **43**, 800–829 (1922).
12. P. P. Ewald, The crystal-optics of x rays (I), *Ann. Phys. (Leipzig)*, **54**, 519–556 (1917).
13. P. P. Ewald, The crystal-optics of x rays (II), *Ann. Phys. (Leipzig)*, **54**, 557–597 (1917).
14. P. P. Ewald, Bragg's reflection law for Röntgen rays, *Phys. Z.*, **21**, 617–619 (1920).
15. P. P. Ewald, The refractive index for x rays and the deviations from Bragg's law of reflection, *Z. Phys.*, **30**, 1–13 (1924).
16. P. P. Ewald, Reflection of Röntgen rays, *Phys. Z.*, **26**, 29–32 (1925).
17. W. H. Zachariasen, *Theory of X-Ray Diffraction in Crystals*, pp. 111–155, Wiley, New York (1945).
18. B. L. Henke, P. Lee, T. J. Tanaka, R. L. Shimabukuro and B. K. Fujikawa, The atomic scattering factor,  $f_1 + if_2$ , for 94 elements and for the 100 to 2000 eV photon energy region, in: *Low Energy X-Ray Diagnostics* (D. T. Attwood and B. L. Henke, eds.), AIP Conference Proceedings No. 75, pp. 340–388, American Institute of Physics, New York (1981).
19. J. A. Prins, Reflection of x-rays by absorbing ideal crystals, *Z. Phys.*, **63**, 477–493 (1930).
20. A. V. Vinogradov and B. Y. Zeldovich, X-ray and far UV multilayer mirrors: Principles and possibilities, *Appl. Opt.*, **16**, 89–93 (1977).
21. E. Spiller, High quality Fabry–Perot mirrors for the ultraviolet, *Optik (Stuttgart)*, **39**, 118–125 (1973).
22. R.-P. Haelbich, A. Segmüller, and E. Spiller, Smooth multilayer films suitable for x-ray mirrors, *Appl. Phys. Lett.*, **34**, 184–186 (1979).
23. P. Debye, Interference of Röntgen rays and heat motion, *Ann. Phys. (Leipzig)*, **43**, 49–95 (1914).
24. E. Spiller, A scanning soft x-ray microscope using normal incidence mirrors, in: *X-Ray Microscopy* (G. Schmahl and D. Rudolph, eds.), Springer Series in Optical Sciences, Vol. 43, pp. 226–231, Springer, Berlin (1984).  
[Имеется перевод: Е. Спиллер. Сканирующий рентгеновский микроскоп с зеркалами нормального падения. В кн.: Рентгеновская оптика и микроскопия. Под ред. Г. Шмаля, Д. Рудольфа. – М.: Мир, 1987, с. 305–311.]
25. E. Spiller, Evaporated multilayer dispersion elements for soft x-rays, in: *Low Energy*

- X-Ray Diagnostics* (D. T. Attwood and B. L. Henke, eds.), AIP Conference Proceedings No. 75, pp. 124–130, American Institute of Physics, New York (1981).
26. K. Schwarzschild, Untersuchungen zur Geometrischen Optik, *Abh. Ges. Wiss. Goettingen Math. Phys. Kl. N.F.* 4, No. 1–3 (1905).

## ГЛАВА 5

1. A. E. Rosenbluth and J. M. Forsyth, The reflecting properties of soft x-ray multilayers, in: *Low Energy X-Ray Diagnostics* (D. T. Attwood and B. L. Henke, eds.), AIP Conference Proceedings No. 75, pp. 280–285, American Institute of Physics, New York (1981).
2. R.-P. Haelbich, A. Segmüller, and E. Spiller, Smooth multilayer films suitable for x-ray mirrors, *Appl. Phys. Lett.*, **34**, 184–186 (1979).
3. T. W. Barbee, Jr., Sputtered layered synthetic microstructure (LSM) dispersion elements, in: *Low Energy X-Ray Diagnostics* (D. T. Attwood and B. L. Henke, eds.), AIP Conference Proceedings No. 75, pp. 131–145, American Institute of Physics, New York (1981).
4. H. Koeppel, Dissertation, Giessen (1929).
5. W. Deubner, Reflection of x-rays from artificially prepared bodies of laminated structure, *Ann. Phys. (Leipzig)*, **5**, 261–280 (1930).
6. J. Dumond and J. P. Youtz, An x-ray method of determining rates of diffusion in the solid state, *J. Appl. Phys.*, **11**, 357–365 (1940).
7. J. Dinklage and R. Frerichs, X-ray diffraction and diffusion in metal film layered structures, *J. Appl. Phys.*, **34**, 2633–2635 (1963).
8. J. Dinklage, X-ray diffraction by multilayered thin-film structures and their diffusion, *J. Appl. Phys.*, **38**, 3781–3785 (1967).
9. E. Spiller, A. Segmüller, J. Rife, and R.-P. Haelbich, Controlled fabrication of multilayer soft x-ray mirrors, *Appl. Phys. Lett.*, **37**, 1048–1050 (1980).
10. S. V. Gaponov, S. A. Gusev, B. M. Luskin, N. N. Salaschenko, and E. S. Gluskin, Long-wave x-ray radiation mirrors, *Opt. Commun.*, **38**, 7–9 (1981).
11. E. Spiller, Evaporated multilayer dispersion elements for soft x-rays, in: *Low Energy X-Ray Diagnostics* (D. T. Attwood and B. L. Henke, eds.), AIP Conference Proceedings No. 75, pp. 124–130, American Institute of Physics, New York (1981).
12. E. Spiller, The design of multilayer coatings for soft x-rays and their application for imaging and spectroscopy, in: *New Techniques in X-Ray and XUV Optics, Proc. RAL Symp.* (B. J. Kent and B. E. Patchett, eds.), RL-83-010, pp. 50–69, Rutherford Appleton Laboratory (1983).
13. B. L. Henke, P. Lee, T. J. Tanaka, R. L. Shimabukuro, and B. K. Fujikawa, The atomic scattering factor,  $f_1 + if_2$ , for 94 elements and for the 100 to 2000 eV photon energy region, in: *Low Energy X-Ray Diagnostics* (D. T. Attwood and B. L. Henke, eds.), AIP Conference Proceedings No. 75, pp. 340–388, American Institute of Physics, New York (1981).
14. A. E. Rosenbluth, Reflecting properties of x-ray multilayer devices, Ph.D. thesis, University of Rochester (1982).
15. R.-P. Haelbich and C. Kunz, Multilayer interference mirrors for the XUV range around 100 eV photon energy, *Opt. Commun.*, **17**, 287–292 (1976).

16. E. Spiller, A scanning soft x-ray microscope using normal incidence mirrors, in: *X-Ray Microscopy* (G. Schmahl and D. Rudolph, eds.), Springer Series in Optical Sciences, Vol. 43, pp. 226–231, Springer, Berlin (1984).  
[Имеется перевод: Е. Спйллер. Сканирующий рентгеновский микроскоп с зеркалами нормального падения. В кн.: Рентгеновская оптика и микроскопия. Под ред. Г. Шмаля, Д. Рудольфа. – М.: Мир, 1987, с. 305–311.]
17. A. N. Broers and E. Spiller, A comparison of high resolution scanning electron micrographs of metal film coatings with soft x-ray interference measurements of the film roughness, in: *Scanning Electron Microscopy I* (O. Johari, ed.), pp. 201–208, SEM Inc., AMF O'Hare (1980).
18. K. L. Chopra, *Thin Film Phenomena*, McGraw-Hill, New York (1970).
19. L. J. Maissel and R. Glang (eds.), *Handbook of Thin Film Technology*, McGraw-Hill, New York (1971).
20. J. L. Vossen and W. Kern (eds.), *Thin Film Processes*, Academic Press, New York (1978).
21. S. Schiller, U. Heisig, and K. Goedicke, Use of the ring gap plasmatron for high rate sputtering, *Thin Solid Films*, **40**, 327–334 (1977).
22. R.-P. Haelbich, Untersuchung der Eigenschaften von Mehrschichtinterferenzspiegeln aus absorbierenden Materialien und ihre Verwendung in einem Rastermikroskop für weiche Röntgenstrahlung, DESY Internal Report, DESY F41, HASYLAB 80/03 (1980).
23. T. W. Barbee, Jr., Multilayers for x-ray optical applications, in: *X-Ray Microscopy* (G. Schmahl and D. Rudolph, eds.), Springer Series in Optical Sciences, Vol. 43, pp. 144–162, Springer, Berlin (1984).  
[Имеется перевод: Т. Барби, мл. Многослойные структуры в рентгеновской оптике. В кн.: Рентгеновская оптика и микроскопия. Под ред. Г. Шмаля, Д. Рудольфа. – М.: Мир, 1987, с. 196–221.]
24. R. Kelly, J. J. Cuomo, P. A. Leary, J. E. Rothenberg, B. E. Braren, and C. F. Aliotta, Laser sputtering, Part I. On the existence of rapid laser sputtering at 193 nm, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, **B9**, 329–340 (1985).
25. S. V. Gaponov, F. V. Garin, S. A. Gusev, A. V. Kochemasov, Y. Y. Planonov, N. N. Salaschenko, and E. S. Gluskin, Multilayer mirrors for soft x-ray and VUV radiation, *Nucl. Instrum. Methods*, **208**, 227–231 (1983).
26. S. V. Gaponov, E. S. Gluskin, S. A. Gusev, Y. Y. Planonov, and N. N. Salaschenko, Spherical and plane multilayer normal incidence mirrors for soft x-rays, *Opt. Commun.*, **48**, 229–232 (1983).
27. R. Kelly and J. E. Rothenberg, Laser sputtering. Part III. The mechanism of the sputtering of metals at low energy densities, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, **B7/8**, 755–763 (1985).

## ГЛАВА 6

1. M. C. Hutley, *Diffraction Gratings, Techniques of Physics 6* (N. H. March and H. N. Dagglish, eds.), Academic Press, New York (1982).
2. G. W. Stroke, Diffraction gratings, in: *Handbuch der Physik XXIX* (S. Flugge, ed.), pp. 426–754, Springer, Berlin (1967).

3. R. W. James, *The Optical Principles of the Diffraction of X-Rays*, pp. 1-6, Cornell University Press, Ithaca, N.Y. (1965).  
[Имеется перевод: Р. Джеймс. Оптические принципы дифракции рентгеновских лучей. - М.: ИЛ, 1950, с. 572.]
4. H. A. Rowland, The concave diffraction grating, *Philos. Mag. Ser. 5*, **13**, 469-474 (1882).
5. H. G. Beutler, The theory of the concave grating, *J. Opt. Soc. Am.*, **35**, 311-350 (1945).
6. T. Namioka, Theory of the concave grating. I, *J. Opt. Soc. Am.*, **49**, 446-460 (1959).
7. F. L. O. Wadsworth, Mountings for concave diffraction gratings, *Astrophys. J.*, **3**, 47-53 (1896).
8. J. E. Mack, J. R. Stehn, and B. Edlén, On the concave grating spectrograph, especially at large angles of incidence, *J. Opt. Soc. Am.*, **22**, 245-261 (1932).
9. H. Noda, T. Namioka, and M. Seya, Geometric theory of the grating, *J. Opt. Soc. Am.*, **64**, 1031-1036 (1974).
10. H. Haber, The torus grating, *J. Opt. Soc. Am.*, **40**, 153-165 (1950).
11. T. Namioka, Theory of the ellipsoidal concave grating. I, *J. Opt. Soc. Am.*, **51**, 4-12 (1961).

## ГЛАВА 7

1. M. C. Hutley, *Diffraction Gratings*, Techniques of Physics 6 (N. H. March and H. N. Daghish, eds.), Academic Press, New York (1982).
2. A. Franks, X-ray optics, *Sci. Prog. (London)*, **64**, 371-422 (1977).
3. K. H. Hellwege, Über rasterformiger Reflexionsgitter, *Z. Phys.*, **18**, 625-655 (1933).
4. A. Franks, K. Lindsey, J. M. Bennett, R. J. Speer, D. Turner, and D. J. Hunt, The theory, manufacture, structure and performance of N.P.L. x-ray gratings, *Proc. R. Soc. London Ser. A*, **277**, 503-543 (1975).
5. H. A. Rowland, Imperfections in diffraction grating spectra, *Philos. Mag. Ser. 5*, **35**, 397-419 (1893).
6. V. W. Stanley, A. Franks, and K. Lindsey, A simple ruling engine for x-ray gratings, *J. Sci. Instrum. (J. Phys. E)*, Ser. 2, **1**, 643-645 (1968).
7. R. F. Stevens and M. C. Hutley, Interference techniques for generating diffracting optical components, *Advances in Optical Production Technology*, *Proc. SPIE* **163**, 84-91 (1979).
8. M. Breidne and M. Nevière, Grating efficiencies in the soft x-ray region: A comparison of different theories, *Opt. Acta*, **31**, 471-486 (1984).
9. R. Tatchyn, P. L. Csonka, and I. Lindau, Optimization of planar metallic non-refracting transmission grating profiles for mth order intensity maximization in the soft x-ray range, *J. Opt. Soc. Am.*, **72**, 1630-1638 (1972).
10. T. Merton, On the reproduction and ruling of diffraction gratings, *Proc. R. Soc. London Ser. A*, **201**, 187-191 (1950).
11. R. G. N. Hall and L. A. Sayce, On the production of diffraction gratings, II. The generation of helical rulings and the preparation of plane gratings therefrom, *Proc. R. Soc. London Ser. A*, **215**, 536-550 (1952).



12. R. F. Braybrook, A. Franks, F. J. Kirby, and K. Lindsey, Light element microprobe analysis with concave NPL x-ray gratings, in: *Quatrieme Congres International sur l'Optique des Rayons X et la Microanalyse* (R. Castaing, P. Deschamps, and J. Philbert, eds.), pp. 477-479, Hermann, Paris (1966).
13. A. Franks and K. Lindsey, Dispersion of 1A x-rays with NPL x-ray gratings, *J. Sci. Instrum. (J. Phys. E)*, Ser. 2, 1, 144 (1968).
14. P. Predehl, H. Brauninger, H. Kraus, and J. Trümper, Fabrication of transmission gratings for use in x-ray astronomy, *High Resolution Soft X-Ray Optics, Proc. SPIE* 316, 128-133 (1981).
15. J. M. Bennett, Observation and measurement of surface relief of diffraction gratings using electron microscopy techniques, *J. Sci. Instrum. (J. Phys. E)*, Ser. 2, 2, 816-817 (1969).
16. J. F. Verrill, Use of the Talystep in investigating diffraction grating groove profiles, *J. Sci. Instrum. (J. Phys. E)*, Ser. 2, 6, 1199-1201 (1973).
17. H. Aritome, S. Matsui, K. Moriwaki, H. Aoki, S. Namba, S. Suga, A. Mikuni, M. Seki, and M. Taniguchi, Fabrication method and efficiency of new soft x-ray diffraction gratings: Bakable laminar gratings and transmission gratings for synchrotron radiation spectroscopy, *Nucl. Instrum. Methods*, 208, 233-236 (1983).
18. A. G. Michette, M. T. Browne, P. Charalambous, R. E. Burge, M. J. Simpson, and P. J. Duke, Fabrication of small linewidth diffractive optics for use with soft x-rays, in: *X-Ray Microscopy* (G. Schmahl and D. Rudolph, eds.), Springer Series in Optical Sciences, Vol. 43, pp. 109-118. Springer, Berlin (1984).  
[Имеется перевод: А. Мишетт, М. Браун, П. Чараламбоуз, Р. Бурже, М. Симпсон, П. Дьюк. Изготовление дифракционных рентгенооптических микроструктур с помощью просвечивающего электронного микроскопа. В кн.: Рентгеновская оптика и микроскопия. Под ред. Г. Шмаля, Д. Рудольфа. - М.: Мир, 1987, с. 146-159.]
19. E. T. Arakawa and P. J. Caldwell, Holographically produced transmission gratings for soft x-rays, *Nucl. Instrum. Methods*, 172, 293-296 (1980).
20. H. I. Smith, E. H. Anderson, A. M. Hawryluk, and M. L. Schattenburg, Planar techniques for fabricating x-ray diffraction gratings and zone plates, in: *X-Ray Microscopy* (G. Schmahl and D. Rudolph, eds.), Springer Series in Optical Sciences, Vol. 43, pp. 51-62, Springer, Berlin (1984).  
[Имеется перевод: Х. Смит, Э. Андерсон, А. Гаврилюк, М. Шаттенберг. Планные методы изготовления рентгеновских дифракционных решеток и зонных пластинок. В кн.: Рентгеновская оптика и микроскопия. Под ред. Г. Шмаля, Д. Рудольфа. - М.: Мир, 1987, с. 71-86.]
21. Y. Vladimirovsky, E. Källne, and E. Spiller, Fabrication of free standing x-ray transmission gratings and zone plates, *X-Ray Lithography and Applications of Soft X-Rays to Technology, Proc. SPIE* 448, 25-37 (1984).

## ГЛАВА 8

1. J. L. Soret, Concerning diffraction by circular gratings, *Ann. Phys. Chem.*, 156, 99-106 (1875).

2. M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics*, 5th ed., pp. 378–386, Pergamon Press, Elmsford, N.Y. (1975).  
[Имеется перевод: М. Борн, Э. Вольф. Основы оптики. – М.: Наука, 1970, с. 405–409.]
3. A. Boivin, On the theory of diffraction by concentric arrays of ring-shaped apertures, *J. Opt. Soc. Am.*, **42**, 60–64 (1952).
4. G. N. Watson, *A Treatise on the Theory of Bessel Functions*, Cambridge University Press, London (1922).
5. K. Kamiya, Theory of Fresnel zone plate, *Sci. Light (Tokyo)*, **12**, 35–49 (1963).
6. M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics*, 5th ed., p. 441, Pergamon Press, Elmsford, N.Y. (1975).  
[Имеется перевод: М. Борн, Э. Вольф. Основы оптики. – М.: Наука, 1970, с. 467.]
7. M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics*, 5th ed., pp. 397–398, Pergamon Press, Elmsford, N.Y. (1975).  
[Имеется перевод: М. Борн, Э. Вольф. Основы оптики. – М.: Наука, 1970, с. 426–428.]
8. J. W. Goodman, *Introduction to Fourier Optics*, p. 13, McGraw-Hill, New York (1968).  
[Имеется перевод: Дж.У. Гудмен. Введение в фурье-оптику. – М.: Мир, 1970, с. 364.]
9. M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics*, 5th ed., pp. 484–490, Pergamon Press, Elmsford, N.Y. (1975).  
[Имеется перевод: М. Борн, Э. Вольф. Основы оптики. – М.: Наука, 1970, с. 507–512.]
10. M. J. Simpson, Design considerations of zone plate optics for a scanning transmission x-ray microscope, Ph.D. thesis, London University (1984).
11. M. J. Simpson and A. G. Michette, Imaging properties of modified Fresnel zone plates, *Opt. Acta*, **31**, 403–413 (1984).
12. H. Rarback and J. Kirz, Optical performance of apodized zone plates, *High Resolution Soft X-Ray Optics, Proc. SPIE* **316**, 120–125 (1981).
13. H. F. A. Tschunko, Imaging performance of annular apertures, *Appl. Opt.*, **13**, 1820–1823 (1974).
14. W. T. Welford, *Aberrations of the Symmetrical Optical System*, p. 60, Academic Press, New York (1974).
15. H. E. Hart, J. B. Scrandis, R. Mark, and R. D. Hatcher, Diffraction characteristics of a linear zone plate, *J. Opt. Soc. Am.*, **56**, 1018–1023 (1966).
16. C. Gomez-Reino, J. M. Cuadrado, and M. V. P. Martinez, Optically produced linear zone plates, *Appl. Opt.*, **18**, 3032–3034 (1979).
17. L. C. Janicijevic, Diffraction characteristics of square zone plates, *J. Opt. (Paris)*, **13**, 199–206 (1982).
18. T. R. Welberry and R. P. Williams, On certain non-circular zone plates, *Opt. Acta*, **23**, 237–244 (1976).
19. C. Gomez-Reino, J. M. Cuadrado, and M. V. Perez, Elliptical and hyperbolic zone plates, *Appl. Opt.*, **19**, 1541–1545 (1980).
20. J. M. Cuadrado, R. C. Gomez, and M. V. P. Martinez, Zone Plates produced by cylindrical wavefronts: Recording and reconstruction, *Opt. Acta*, **29**, 717–723 (1982).

21. Z. Knittl and D. Lostakova-Roupova, Fresnel-Soret zone plates with manipulated focus patterns, *Opt. Acta*, **230**, 927-942 (1983).
22. K. K. Dey and P. Khastgir, Frequency dependence of a compounded microwave zone plate, *Proc. Natl. Acad. Sci. India Sect. A*, **51**, 45-48 (1981).
23. G. S. Waldman, Variations on the Fresnel zone plate, *J. Opt. Soc. Am.*, **56**, 215-218 (1966).
24. Lord Rayleigh, Wave theory, in: *Encyclopaedia Britannica*, 9th ed., Vol. 24, pp. 429-451 (1888).
25. R. W. Wood, Phase-reversed zone plates and diffraction telescopes, *Philos. Mag. Ser. 5*, **45**, 511-522 (1898).
26. J. Kirz, Phase zone plates for x-rays and the extreme uv, *J. Opt. Soc. Am.*, **64**, 301-309 (1974).
27. R. O. Tatchyn, Optimum zone plate theory and design, in: *X-Ray Microscopy* (G. Schmahl and D. Rudolph, eds.), Springer Series in Optical Sciences, Vol. 43, pp. 40-50, Springer, Berlin (1984).  
[Имеется перевод: Р. Тэтчин. Теория оптимизации зонной пластинки. В кн.: Рентгеновская оптика и микроскопия. Под ред. Г. Шмаля, Д. Рудольфа. - М.: Мир, 1987, с. 56-70.]

## ГЛАВА 9

1. W. T. Welford, *Aberrations of the Symmetrical Optical System*, p. 206, Academic Press, New York (1974).
2. M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics*, 5th ed., p. 468, Pergamon Press, Elmsford, N.Y. (1975).  
[Имеется перевод: М. Борн, Э. Вольф. Основы оптики. - М.: Наука, 1970, с. 492.]
3. M. J. Simpson, Design considerations of zone plate optics for a scanning transmission x-ray microscope, Ph.D. thesis, London University (1984).
4. M. J. Simpson and A. G. Michette, The effects of manufacturing inaccuracies on the imaging properties of Fresnel zone plates, *Opt. Acta*, **30**, 1455-1462 (1983).
5. I. Brodie and J. J. Muray, *The Physics of Microfabrication*, Plenum Press, New York (1982).
6. D. C. Shaver, D. C. Flanders, N. M. Ceglie, and H. I. Smith, X-ray zone plates fabricated using electron-beam and x-ray lithography, *J. Vac. Sci. Technol.*, **16**, 1626-1630 (1979).
7. D. P. Kern, P. J. Houzago, P. J. Coane, and T. H. P. Chang, Practical aspects of microfabrication in the 100 nm region, *J. Vac. Sci. Technol.*, **B1**, 1096-1100 (1983).
8. H. Aritome, H. Aoki, and S. Namba, Focusing characteristics of x-ray zone plates fabricated by electron beam lithography and reactive ion etching, *Jpn. J. Appl. Phys. Part 2*, **23**, L406-L408 (1984).
9. E. Kratschmer, D. Stephani, and H. Beneking, High resolution 100 keV e-beam lithography, in: *Microcircuit Engineering 83* (H. Ahmed, J. R. A. Cleaver, and G. A. C. Jones, eds.), pp. 15-22, Academic Press, New York (1983).
10. J. M. Warlaumont, Status of microstructure fabrication, *High Resolution Soft X-Ray Optics, Proc. SPIE* **316**, 109-119 (1981).

11. C. D. Wilkinson, Fabrication of very small structures, in: *Examining the Submicron World* (R. Feder, J. Wm. McGowan, and D. M. Shinozaki, eds.), NATO ASI Series, Series B: Physics, Vol. 137, pp. 215–229, Plenum Press, New York (1986).
12. K. Murata, D. F. Kyser, and C. H. Ting, Monte Carlo simulation of fast secondary electron production in electron beam resists, *J. Appl. Phys.*, **52**, 4396–4405 (1981).
13. A. N. Broers, J. M. E. Harper, and W. W. Molzen, 250 Å linewidths with PMMA electron resist. *Appl. Phys. Lett.*, **33**, 392–394 (1978).
14. P. Charalambous, Image data collection, contamination and beam writing in the STEM, Ph.D. thesis, London University (1982).
15. L. Reiner and M. Wachter, Contribution to the contamination problem in transmission electron microscopy, *Ultramicroscopy*, **3**, 169–174 (1978).
16. Y. Harada, T. Tomita, T. Watabe, H. Watanabe, and T. Etoh, Reduction of contamination in analytical electron microscopy, *Scanning Electron Microscopy II* (O. Johari and R. P. Becker, eds.), pp. 103–110, SEM Inc., AMF O'Hare (1979).
17. A. N. Broers, J. Cuomo, J. Harper, W. Molzen, R. Laibowitz, and M. Pomerants, High resolution electron beam fabrication using STEM, *Ninth International Congress on Electron Microscopy*, Toronto, Vol. 3, pp. 343–354 (1978).
18. M. T. Browne, P. Charalambous, and R. E. Burge, Uses of contamination in STEM: Projection electron lithography, *Inst. Phys. Conf. Ser.* **61**, 43–44 (1982).
19. A. G. Michette, M. T. Browne, P. Charalambous, R. E. Burge, M. J. Simpson, and P. J. Duke, Fabrication of small linewidth diffractive optics for use with soft x-rays, in: *X-Ray Microscopy* (G. Schmahl and D. Rudolph, eds.), Springer Series in Optical Sciences, Vol. 43, pp. 109–118, Springer, Berlin (1984).  
[Имеется перевод: А. Мишет, М. Браун, П. Чараламбауз, Р. Бурже, М. Симпсон, П. Дьюк. Изготовление дифракционных рентгенооптических микроструктур с помощью просвечивающего микроскопа. В кн.: Рентгеновская оптика и микроскопия. Под ред. Г. Шмалья, Д. Рудольфа. — М.: Мир, 1987, с. 146–159.]
20. A. G. Michette and R. E. Burge, Manufacture and tests of objective zone plates for use in a scanning transmission x-ray microscope, *J. Microsc. (Oxford)*, **138**, 303–309 (1985).
21. C. J. Buckley, M. T. Browne, and P. Charalambous, Contamination lithography for the fabrication of zone plate x-ray lenses, *Electron-Beam, X-Ray and Ion-Beam Techniques for Submicrometer Lithography IV, Proc. SPIE 537*, 213–217 (1985).
22. E. Spiller and R. Feder, X-ray lithography, in: *X-Ray Optics* (H.-J. Queisser, ed.), Topics in Applied Physics, Vol. 22, pp. 35–92, Springer, Berlin (1977).
23. G. Schmahl and D. Rudolph, High power zone plates as image forming systems for soft x-rays, *Optik (Stuttgart)*, **29**, 577–585 (1969).
24. J. H. Dijkstra, W. de Graaff, and L. J. Lantwaard, Construction of apodized zone plates for solar x-ray image formation, in: *New Techniques in Space Astronomy* (F. Labuhn and R. Lust, eds.), pp. 207–210, Reidel, Dordrecht (1971).
25. D. Rudolph, *Holographische Zonenplatten als abbildende Systeme für die Röntgenastronomie*, Forschungsbericht W74-07 des Bundesministeriums für wissenschaftliche Forschung (1974).
26. G. Schmahl, D. Rudolph, P. Guttman and O. Christ, Zone plates for x-ray microscopy, in: *X-Ray Microscopy* (G. Schmahl and D. Rudolph, eds.), Springer Series in Optical Sciences, Vol. 43, pp. 63–74, Springer, Berlin (1984).  
[Имеется перевод: Г. Шмаль, Д. Рудольф, П. Гутман, О. Христ. Зонные пластинки

- для рентгеновской микроскопии. В кн.: Рентгеновская оптика и микроскопия. Под ред. Г. Шмаля, Д. Рудольфа. — М.: Мир, 1987, с. 87–101.]
27. P. Guttman, Construction of a micro zone plate and evaluation of imaging properties, in: *X-Ray Microscopy* (G. Schmahl and D. Rudolph, eds.), Springer Series in Optical Sciences, Vol. 43, pp. 75–90, Springer, Berlin (1984).  
[Имеется перевод: П. Гутман. Изготовление микрозонных пластинок и оценка их фокусирующих свойств. В кн.: Рентгеновская оптика и микроскопия. Под ред. Г. Шмаля, Д. Рудольфа. — М.: Мир, 1987, с. 102–120.]
28. J. Thieme, Construction of condenser zone plates for a scanning x-ray microscope, in: *X-Ray Microscopy* (G. Schmahl and D. Rudolph, eds.), Springer Series in Optical Sciences, Vol. 43, pp. 91–96, Springer, Berlin (1984).  
[Имеется перевод: И. Тиме. Изготовление конденсорных зонных пластинок для сканирующего рентгеновского микроскопа. В кн.: Рентгеновская оптика и микроскопия. Под ред. Г. Шмаля, Д. Рудольфа. — М.: Мир, 1987, с. 121–128.]
29. K. H. von Grote, G. Mollenstedt and R. Spiedel, Preparation of short focal length zone plates for x- and uv-rays, and of correction plates for electron microscopes, *Optik (Stuttgart)*, **22**, 252–269 (1965).
30. B. E. Bol Raap, J. B. le Poole, J. H. Dijkstra, W. de Graaff, and L. J. Lantwaard, X-ray heliography by means of a Fresnel-Soret type zone plate camera, in: *Small Rocket Instrumentation Techniques* (Ken-Ichi Maeda, ed.), pp. 203–210, North-Holland, Amsterdam (1969).
31. H. W. P. Koops and J. Grob, Submicron lithography by demagnifying electron beam projection, in: *X-Ray Microscopy* (G. Schmahl and D. Rudolph, eds.), Springer Series in Optical Sciences, Vol. 43, pp. 119–128, Springer, Berlin (1984).  
[Имеется перевод: Г. Коопс, Й. Гроб. Субмикрометровая уменьшающая проекционная электронно-лучевая литография. В кн.: Рентгеновская оптика и микроскопия. Под ред. Г. Шмаля, Д. Рудольфа. — М.: Мир, 1987, с. 160–173.]
32. F. Kalk and D. Glocker, Thick zone plate fabrication using reactive sputter etching, *J. Vac. Sci. Technol.*, **19**, 170–172 (1981).
33. D. Glocker and R. Wiseman, A new method for the batch production of micro-Fresnel zone plates, *J. Vac. Sci. Technol.*, **20**, 1098–1100 (1982).
34. Y. Vladimirovsky, E. Kallne, and E. Spiller, Fabrication of free standing x-ray transmission gratings and zone plates, *X-Ray Lithography and Applications of Soft X-Rays to Technology*, *Proc. SPIE* **448**, 25–37 (1984).
35. D. Rudolph and G. Schmahl, High power zone plates for a soft x-ray microscope, in: *Ultrasoft X-Ray Microscopy: Its Application to Biological and Physical Sciences* (D. F. Parsons, ed.), Ann. N. Y. Acad. Sci. Vol. 342, pp. 94–104 (1980).
36. Y. S. Touloukian and C. X. Ho (eds.), *Thermodynamic Properties of Matter*, IFI/Plenum Data, New York (1970).

## ГЛАВА 10

1. R. L. Johnson, Grating monochromators and optics for the VUV and soft x-ray region, in: *Handbook on Synchrotron Radiation* (E.-E. Koch, ed.), Vol. 1, pp. 173–260, North-Holland, Amsterdam (1983).

2. V. Saile and J. B. West, VUV and soft x-ray monochromators for use with synchrotron radiation, *Nucl. Instrum. Methods*, **208**, 199-213 (1983).
3. M. R. Howells, Beam line design for synchrotron spectroscopy in the VUV, *Appl. Opt.*, **19**, 4027-4034 (1980).
4. A. Franks, K. Lindsey, P. R. Stuart, and R. Morrell, Effects of synchrotron generated x-radiation on uncoated and gold-coated elastically bent silica mirrors, in: *Workshop on X-Ray Instrumentation for Synchrotron Radiation Research* (H. Winick and G. Brown, eds.), SSRL Report No. 78/04, pp. VII117-VII127, Stanford Linear Accelerator Center (1978).
5. F. C. Brown, R. Z. Bachrach, and N. Lien, The SSRL ultrahigh vacuum grazing incidence monochromator, *Nucl. Instrum. Methods*, **152**, 73-79 (1978).
6. D. A. Shirley, Beam line chemistry, in: *Workshop on X-Ray Instrumentation for Synchrotron Radiation Research* (H. Winick and G. Brown, eds.), SSRL Report No. 78/04, pp. VII80-VII100, Stanford Linear Accelerator Center (1978).
7. P. Charalambous, Image data collection, contamination and beam writing, Ph.D. thesis, London University (1982).
8. K. P. Miyake, R. Kato, and H. Yamashita, A new mounting of soft x-ray monochromator for synchrotron orbital radiation, *Sci. Light (Tokyo)*, **18**, 39-56 (1969).
9. J. B. West, K. Codling, and G. V. Marr, A grazing incidence monochromator for use with synchrotron radiation, *J. Phys. E*, **7**, 137-144 (1974).
10. M. R. Howells, D. Norman, G. P. Williams, and J. B. West, A grazing incidence monochromator for synchrotron radiation, *J. Phys. E*, **11**, 199-202 (1978).
11. F. C. Brown, R. Z. Bachrach, and N. Lien, The SSRL ultrahigh vacuum grazing incidence monochromator: Design considerations and operating experience, *Nucl. Instrum. Methods*, **152**, 73-79 (1978).
12. M. Salle and B. Vodar, A projected concave grating monochromator with oblique incidence for the far ultraviolet, *C. R. Acad. Sci.*, **230**, 380-382 (1950).
13. E. Kallne, J. H. Dijkstra, R. Bartlett, T. Kitchens, R. O. Tatchyn, M. Hecht, and I. Lindau, Analysis of the throughput of a grazing incidence monochromator using transmission gratings, *Reflecting Optics for Synchrotron Radiation. Proc. SPIE* **315**, 178-184 (1981).
14. C. H. Pruett, E. M. Rowe, T. R. Winch, and F. H. Middleton, Recent instrumentation developments at the University of Wisconsin Synchrotron Radiation Center, *Nucl. Instrum. Methods*, **152**, 57 (1978).
15. F. C. Brown, S. L. Hulbert, and N. C. Lien, Extended range computer controlled monochromator for synchrotron radiation, *VI Int. Conf. on Vacuum Ultraviolet Radiation Physics*, Paper III-50 (1980).
16. H. Rarback, J. M. Kenney, J. Kirz, M. R. Howells, P. Chang, P. J. Coane, R. Feder, P. J. Houzago, D. P. Kern, and D. Sayre, Recent results from the Stony Brook scanning microscope, in: *X-Ray Microscopy* (G. Schmahl and D. Rudolph, eds.), Springer Series in Optical Sciences, Vol. 43, pp. 203-216, Springer, Berlin (1984).  
[Имеется перевод: Г. Рарбек, Дж. Кенней, Дж. Кирз, М. Хоуэллс, П. Чанг, П. Коэйн, Р. Федер, П. Хаузего, Д. Керн, Д. Сэйр. Последние результаты, полученные на сканирующем микроскопе Стони Брук. В кн.: Рентгеновская оптика и микроскопия. Под ред. Г. Шмаля, Д. Рудольфа. - М.: Мир, 1987, с. 272-292.]
17. W. Eberhardt, G. Kalkoffen, and C. Kunz, Grazing incidence monochromator FLIPPER, *Nucl. Instrum. Methods*, **152**, 81-83 (1978).

18. W. Jark, R.-P. Haelbich, H. Hogrefe, and C. Kunz, A new monochromator for the energy range  $5 \text{ eV} < h\nu < 1000 \text{ eV}$ , *Nucl. Instrum. Methods*, **208**, 315-318 (1983).
19. M. R. Howells, Plane grating monochromators for synchrotron radiation, *Nucl. Instrum. Methods*, **177**, 127-139 (1980).
20. H. Petersen and H. Baumgartel, BESSY SX/700: A monochromator system covering the spectral range  $3 \text{ eV} < h\nu < 700 \text{ eV}$ , *Nucl. Instrum. Methods*, **172**, 191-193 (1980).
21. W. Werner and H. Visser, X-ray monochromator designs based on extreme off-plane grating mountings, *Appl. Opt.*, **20**, 487-492 (1981).
22. R. Tatchyn and I. Lindau, New monochromator designs for the soft x-ray range, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, **195**, 163-173 (1982).
23. R. Tatchyn, I. Lindau, and P. L. Csonka, Optimization of rectangular transmission gratings: Applications to new monochromator design, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, **195**, 239-243 (1982).
24. J. Als-Nielsen, P. S. Pershan, H. W. Schnopper, E. H. Silver, and N. J. Westergaard, New crystal for 200-1200 eV soft x-ray spectroscopy, *Appl. Opt.*, **21**, 1894-1895 (1982).
25. E. Spiller, A zone plate monochromator for synchrotron radiation, in: *Workshop on X-Ray Instrumentation for Synchrotron Radiation Research* (H. Winick and G. Brown, eds.), SSRL Report No. 78/04, pp. VI44-VI49, Stanford Linear Accelerator Center (1978).
26. A. Guinier and G. Fournet, *Small-Angle Scattering of X-Rays*, Wiley, New York (1955).
27. B. L. Henke and J. W. M. DuMond, Submicroscopic structure determination by long wavelength x-ray diffraction, *J. Appl. Phys.*, **26**, 903-917 (1955).
28. A. Franks, Some developments and applications of microfocus x-ray diffraction techniques, *Br. J. Appl. Phys.*, **9**, 349-352 (1958).
29. A. Elliott, The use of toroidal reflecting surfaces in x-ray diffraction cameras, *J. Sci. Instrum.*, **42**, 312-316 (1965).
30. P. Goby, New applications of Rontgen rays: Mice radiography, *C.R. Acad. Sci.*, **156**, 686-691 (1913).
31. G. Schmahl and D. Rudolph (eds.), *X-Ray Microscopy*, Springer Series in Optical Sciences, Vol. 43, Springer, Berlin (1984).  
[Имеется перевод: Рентгеновская оптика и микроскопия. Под ред. Г. Шмаля, Д. Рудольфа. - М.: Мир, 1987, с. 453.]
32. F. Polack, S. Lowenthal, Y. Petroff, and Y. Farge, Selective x-ray absorption microanalysis with synchrotron radiation, *Nucl. Instrum. Methods*, **152**, 289-291 (1978).
33. F. Polack and S. Lowenthal, Photoelectron microscope for x-ray microscopy and microanalysis, *Rev. Sci. Instrum.*, **52**, 207-212 (1981).
34. R. Feder, E. Spiller, J. Topalian, A. N. Broers, W. Gudat, B. J. Panessa, Z. A. Zadunaisky, and J. Sedat, High resolution soft x-ray microscopy, *Science*, **197**, 259-260 (1977).
35. D. Sayre, J. Kirz, R. Feder, D. M. Kim, and E. Spiller, Transmission microscopy of unmodified biological materials: Comparative radiation dosages with electrons and ultrasoft x-ray photons, *Ultramicroscopy*, **2**, 337-349 (1977).
36. R. J. Rosser, X-ray microscopy at Imperial College, in: *X-Ray Microscopy* (G. Schmahl and D. Rudolph, eds.), Springer Series in Optical Sciences, Vol. 43, pp. 242-250, Springer, Berlin (1984).

- [Имеется перевод: Р. Россер. Рентгеновская микроскопия в Имperial колледже. В кн.: Рентгеновская оптика и микроскопия. Под ред. Г. Шмалья, Д. Рудольфа. — М.: Мир, 1987, с. 325–335.]
37. J. L. Magee, Radiation chemistry, *Annu. Rev. Phys. Chem.*, **12**, 389–410 (1961).
38. R. J. Rosser, K. G. Baldwin, R. Feder, D. Bassett, A. Coles, and R. W. Eason, Soft x-ray contact microscopy with nanosecond exposure times. *J. Microsc. (Oxford)*, **138**, 311–319 (1985).
39. D. Rudolph, B. Niemann, G. Schmahl and O. Christ, The Gottingen x-ray microscope and x-ray microscopy experiments at the BESSY storage ring. in: *X-Ray Microscopy* (G. Schmahl and D. Rudolph, eds.), Springer Series in Optical Sciences, Vol. 43, pp. 192–202, Springer, Berlin (1984).
- [Имеется перевод: Д. Рудольф, Б. Ниман, Г. Шмаль, О. Христ. Геттингенский рентгеновский микроскоп и эксперименты по рентгеновской микроскопии на синхротроне BESSY. В кн.: Рентгеновская оптика и микроскопия. Под ред. Г. Шмалья, Д. Рудольфа. — М.: Мир, 1987, с. 257–271.]
40. S. Aoki and Y. Sakanayagi, An x-ray microscope using grazing incidence toroidal mirrors, in: *Ultrasoft X-Ray Microscopy: Its Application to Biological and Physical Sciences* (D. F. Parsons, ed.), Ann. N. Y. Acad. Sci. Vol. 342, pp. 158–166 (1980).
41. J. Kirz and H. Rarback, Soft x-ray microscopes, *Rev. Sci. Instrum.*, **56**, 1–13 (1985).
42. B. Niemann, G. Schmahl, and D. Rudolph, Status of the scanning x-ray microscope. *High Resolution X-Ray Optics, Proc. SPIE* **316**, 106–108 (1981).
43. F. E. Scire and E. C. Teague, Piezo driven 50  $\mu\text{m}$  range stage with subnanometer resolution, *Rev. Sci. Instrum.*, **49**, 1735–1740 (1978).
44. P. Horowitz and J. A. Howell, A scanning x-ray microscope using synchrotron radiation, *Science*, **178**, 608–611 (1972).
45. P. Horowitz, Some experiences with x-ray and proton microscopes, in: *Short Wavelength Microscopy* (D. F. Parsons, ed.), Ann. N. Y. Acad. Sci. Vol. 306, pp. 203–222 (1978).
46. B. Niemann, The Gottingen scanning x-ray microscope, in: *X-Ray Microscopy* (G. Schmahl and D. Rudolph, eds.), Springer Series in Optical Sciences, Vol. 43, pp. 217–225, Springer, Berlin (1984).
- [Имеется перевод: Б. Ниман. Геттингенский сканирующий рентгеновский микроскоп. В кн.: Рентгеновская оптика и микроскопия. Под ред. Г. Шмалья, Д. Рудольфа. — М.: Мир, 1987, с. 293–304.]
47. P. J. Duke, X-ray microscopy at the Daresbury Laboratory, in: *X-Ray Microscopy* (G. Schmahl and D. Rudolph, eds.), Springer Series in Optical Sciences, Vol. 43, pp. 232–241, Springer, Berlin (1984).
- [Имеется перевод: П. Дьюк. Исследования по рентгеновской микроскопии в лаборатории Дарсбери. В кн.: Рентгеновская оптика и микроскопия. Под ред. Г. Шмалья, Д. Рудольфа. — М.: Мир, 1987, с. 312–324.]
48. E. Spiller, A scanning soft x-ray microscope using normal incidence mirrors, in: *X-Ray Microscopy* (G. Schmahl and D. Rudolph, eds.), Springer Series in Optical Sciences, Vol. 43, pp. 226–231, Springer, Berlin (1984).
- [Имеется перевод: Е. Спиллер. Сканирующий рентгеновский микроскоп с зеркалами нормального падения. В кн.: Рентгеновская оптика и микроскопия. Под ред. Г. Шмалья, Д. Рудольфа. — М.: Мир, 1987, с. 305–311.]
49. A. Franks and B. Gale, Grazing incidence optics for x-ray microscopy, in: *X-Ray*



- Microscopy* (G. Schmahl and D. Rudolph, eds.), Springer Series in Optical Sciences, Vol. 43, pp. 129–138, Springer, Berlin (1984).  
[Имеется перевод: А. Франкс, Б. Гале. Оптика скользящего падения для рентгеновской микроскопии. В кн.: Рентгеновская оптика и микроскопия. Под ред. Г. Шмаля, Д. Рудольфа. — М.: Мир, 1987, с. 174–187.]
50. X. Xie, S. Kang, C. Jin, and T. Jin, Soft x-ray microscopy at the Hefei Synchrotron Radiation Laboratory, Preprint from Synchrotron Radiation Instrumentation Conference, Stanford (1985).
  51. D. P. Kern, P. J. Houzago, P. J. Coane, and T. H. P. Chang, Practical aspects of microfabrication in the 100 nm regime, *J. Vac. Sci. Technol.*, **В1**, 1096–1100 (1983).
  52. J. M. Kenney, C. Jacobsen, J. Kirz, H. Rarback, F. Cinotti, W. Thomlinson, R. Rosser, and G. Schidlovsky, Absorption microanalysis with a scanning soft x-ray microscope—Mapping the distribution of calcium in bone, *J. Microsc. (Oxford)*, **138**, 321–328 (1985).
  53. L. M. Cheng and A. G. Michette, Three dimensional imaging in scanning soft x-ray microscopy, *J. Phys. (Paris) C2*, **45**, 97–100 (1984).
  54. D. J. Pugh and P. D. West, An electron source for a microfocus x-ray tube incorporating a single pole magnetic lens and novel focusing system, in: *Developments in Electron Microscopy and Analysis* (D. L. Misell, ed.), I.O.P. Conference Series No. 36, pp. 29–32, The Institute of Physics, London (1977).
  55. M. J. Simpson and A. G. Michette, Considerations of zone plate optics for soft x-ray microscopy, *Opt. Acta*, **31**, 1417–1426 (1984).
  56. H. Rarback, The development of a scanning soft x-ray microscope, Ph.D. thesis, State University of New York at Stony Brook (1983).
  57. H. H. Hopkins, On the diffraction theory of optical images, *Proc. R. Soc. London Ser. A*, **217**, 408–432 (1953).
  58. R. E. Burge and J. C. Dainty, Partially coherent image formation in the scanning transmission electron microscope (STEM), *Optik (Stuttgart)*, **46**, 229–240 (1976).
  59. C. J. R. Sheppard and A. Choudhury, Image formation in the scanning microscope, *Opt. Acta*, **24**, 1051–1073 (1977).
  60. C. J. R. Sheppard and T. Wilson, Image formation in scanning microscopes with partially coherent source and detector, *Opt. Acta*, **25**, 315–325 (1978).
  61. V. E. Cosslett and W. C. Nixon, *X-Ray Microscopy*, Cambridge University Press, London (1960).
  62. J. C. Buckland-Wright, Quantitative microfocal radiography in medicine, biological research and the quality control industry, *Microscopy—Techniques and Applications, Proc. SPIE* **368**, 9–16 (1982).
  63. L. Y. Huang, X-ray image convertor microscopy, *Z. Phys.*, **149**, 225–253 (1957).
  64. F. Polack and S. Lowenthal, Photoelectron x-ray microscopy: Recent developments, in: *X-Ray Microscopy* (G. Schmahl and D. Rudolph, eds.), Springer Series in Optical Sciences, Vol. 43, pp. 251–260, Springer, Berlin (1984).
  65. K. A. Brueckner, Energy deposition in laser heated plasmas, *Phys. Rev. Lett.*, **36**, 677–679 (1976).
  66. J. K. Silk, A grazing incidence microscope for x-ray imaging applications, in: *Ultrasoft X-Ray Microscopy: Its Application to Biological and Physical Sciences* (D. F. Parsons, ed.), Ann. N. Y. Acad. Sci. Vol. 342, pp. 116–129 (1980).
  67. R. H. Price, X-ray microscopy using grazing incidence reflection optics, in: *Low Energy X-Ray Diagnostics* (D. T. Attwood and B. L. Henke, eds.), AIP Conference

- Proceedings No. 75, pp. 189-199, American Institute of Physics, New York (1981).
68. N. M. Ceglio, D. T. Attwood, and E. V. George, Zone plate coded aperture imaging of laser produced plasmas, *J. Appl. Phys.*, **48**, 1566-1569 (1977).
  69. N. M. Ceglio, The impact of microfabrication technology on x-ray optics, in: *Low Energy X-Ray Diagnostics* (D. T. Attwood and B. L. Henke, eds.), AIP Conference Proceedings No. 75, pp. 210-222, American Institute of Physics, New York (1981).
  70. N. M. Ceglio, M. Roth, and A. M. Hawryluk, A streaked x-ray transmission grating spectrometer, in: *Low Energy X-Ray Diagnostics* (D. T. Attwood and B. L. Henke, eds.), AIP Conference Proceedings No. 75, pp. 290-291, American Institute of Physics, New York (1981).
  71. G. L. Stradling, T. W. Barbee, Jr., B. L. Henke, E. M. Campbell, and W. C. Mead, Streaked spectrometry using multilayer x-ray interference mirrors to investigate energy transport in laser plasma applications, in: *Low Energy X-Ray Diagnostics* (D. T. Attwood and B. L. Henke, eds.), AIP Conference Proceedings No. 75, pp. 292-296, American Institute of Physics, New York (1981).
  72. L. Mertz and N. O. Young, Fresnel transformation of images, in: *Proc. Internat. Conf. on Optical Instruments and Techniques* (K. J. Habell, ed.), pp. 305-312, Chapman & Hall, London (1961).
  73. N. O. Young, Fresnel transformation of images, *Sky Telesc.*, **25**, 8-12 (1963).
  74. H. L. Caulfield and A. D. Williams, An introduction to holography by shadow casting, *Opt. Eng.*, **12**, 3-7 (1973).
  75. W. L. Rogers, L. W. Jones, and W. H. Beierwaltes, Imaging in nuclear medicine with incoherent holography, *Opt. Eng.*, **12**, 13-22 (1973).
  76. P. Lee, D. B. van Hulsteyn, A. Hauer, and S. Whitehill, Low energy x-ray imaging of laser plasmas, *Opt. Lett.*, **6**, 196-197 (1981).
  77. N. M. Ceglio, Zone plate coded imaging on a microscopic scale, *J. Appl. Phys.*, **48**, 1563-1565 (1977).
  78. B. E. Bol Raap, J. B. Le Poole, J. H. Dijkstra, W. de Graaff, and L. J. Lantwaard, X-ray heliography by means of a Fresnel-Soret type zone plate camera, in: *Small Rocket Instrumentation Techniques* (Ken-Ichi Maeda, ed.), pp. 203-210, North-Holland, Amsterdam (1969).
  79. G. Kramer, G. Elwert, H. J. Einighammer, H. Brauninger, and H. H. Fink, Imaging of solar active regions with Fresnel zone plates, *X-Ray Imaging, Proc. SPIE* **106**, 79-84 (1977).
  80. R. Giacconi and B. Rossi, A "telescope" for soft x-ray astronomy, *J. Geophys. Res.*, **65**, 773-775 (1960).
  81. W. K. H. Schmidt, A proposed x-ray focusing device with wide field of view for use in x-ray astronomy, *Nucl. Instrum. Methods*, **127**, 285-292 (1975).
  82. J. R. P. Angel, Lobster eyes as x-ray telescopes, *Space Optics-Imaging X-Ray Optics Workshop, Proc. SPIE* **184**, 84-85 (1979).
  83. J. D. Mangus and J. H. Underwood, Optical design of a glancing incidence x-ray telescope, *Appl. Opt.*, **8**, 95-102 (1969).
  84. J. D. Mangus, Optical design of glancing incidence extreme ultraviolet telescopes, *Appl. Opt.*, **9**, 1019-1025 (1970).
  85. L. P. Van Speybroeck and R. C. Chase, Design parameters of paraboloid-hyperboloid telescopes for x-ray astronomy, *Appl. Opt.*, **11**, 440-445 (1972).
  86. R. C. Chase and L. P. Van Speybroeck, Wolter-Schwarzschild telescopes for x-ray astronomy, *Appl. Opt.*, **12**, 1042-1044 (1973).

87. W. Werner, Imaging properties of Wolter I type x-ray telescopes, *Appl. Opt.*, **16**, 764-773 (1977).
88. W. Cash, D. L. Sheeley, and J. H. Underwood, Astronomical applications of grazing incidence telescopes with polynomial surfaces, *Space Optics-Imaging X-Ray Optics Workshop, Proc. SPIE 184*, 228-233 (1979).
89. D. Korsch, Two-mirror grazing incidence telescopes with one conical surface, *Opt. Eng.*, **18**, 331-334 (1979).
90. B. Aschenbach, X-ray telescopes, *Rep. Prog. Phys.*, **48**, 579-629 (1985).
91. G. S. Vaiana, L. P. Van Speybroeck, M. V. Zombek, A. S. Krieger, J. K. Silk, and A. F. Timothy, The S-054 x-ray telescope experiment in Skylab, *Space Sci. Instrum.*, **3**, 19-76 (1977).
92. J. H. Underwood, J. E. Milligan, A. C. de Loach, and R. C. Hoover, S056 x-ray telescope experiment in the Skylab Apollo telescope mount, *Appl. Opt.*, **16**, 858-869 (1977).
93. J. L. Culhane and P. W. Sanford, *X-Ray Astronomy*, pp. 44-73, Faber & Faber, London (1981).
94. R. C. Catura, L. W. Acton, R. Berthelsdorf, J. L. Culhane, P. W. Sanford, and A. Franks, Cosmic x-ray telescopes for the ARIES rocket observations, *Space Optics-Imaging X-Ray Optics Workshop, Proc. SPIE 184*, 23-29 (1979).
95. L. P. Van Speybroeck, Einstein Observatory (HEAO-B) mirror design and performance, *Space Optics-Imaging X-Ray Optics Workshop, Proc. SPIE 184*, 2-11 (1979).
96. R. Giacconi, P. Gorenstein, S. S. Murray, F. Schreier, F. Seward, H. Tananbaum, W. H. Tucker, and L. Van Speybroeck, The Einstein Observatory and future x-ray telescopes, in: *Telescopes for the 1980's, Annu. Rev. Monograph* (G. Burbidge and A. Hewitt, eds.), pp. 195-256, Annual Reviews, Palo Alto, California (1981).
97. F. Seward and A. MacDonald, *Einstein (HEAO-2) Observing Catalog CFA/HEA83-039*, 4th ed. (1983).
98. S. L. Mandelstam, V. G. Kurt, B. I. Valnieck, L. A. Vainstein, E. K. Sheffer, V. A. Slemzin, and I. A. Zhitnik, Instruments for x-ray astronomy, *Adv. Space Res.*, **2**, 293-299 (1983).
99. J. Trümper, B. Aschenbach, and H. Braüninger, Development of Imaging x-ray telescopes at Max-Planck-Institut Garching, *Space Optics-Imaging X-Ray Optics Workshop, Proc. SPIE 184*, 12-19 (1979).
100. B. Aschenbach, H. Bräüninger, and G. Kettenring, Design and construction of the Rosat 5 arcsec mirror assembly, *Adv. Space Res.*, **2**, 251-254 (1983).
101. M. V. Zombek, Advanced x-ray astrophysics facility (AXAF)—Performance requirements and design considerations, *Space Optics-Imaging X-Ray Optics Workshop, Proc. SPIE 184*, 50-62 (1979).
102. J. M. Davis, A. S. Krieger, J. K. Silk, and R. C. Chase, Quest for ultrahigh resolution in x-ray optics, *Space Optics-Imaging X-Ray Optics Workshop, Proc. SPIE 184*, 96-108 (1979).
103. R. C. Catura, W. A. Brown, and L. W. Acton, Comparison of Wolter I and Kirkpatrick-Baez x-ray optics for a Spacelab LAMAR facility, *Space Optics-Imaging X-Ray Optics Workshop, Proc. SPIE 184*, 73-83 (1979).
104. P. Gorenstein, X-ray optics for the LAMAR facility, an overview, *Space Optics-Imaging X-Ray Optics Workshop, Proc. SPIE 184*, 63-72 (1979).
105. J. Bleeker, J. L. Culhane, L. Koch-Miramond, H. Olthof, H. W. Schnopper, B. G.

- Taylor, and G. P. Whitcomb, *XMM—X-Ray Multi Mirror Assessment Study*, *ESA Rep. SCI(83) 2* (1983).
106. D. H. Tombouliau, The experimental methods of soft x-ray spectroscopy and the valence band spectra of the light elements, in: *Handbuch der Physik* (S. Flugge, ed.), Vol. 30, pp. 246–304, Springer, Berlin (1957).
  107. A. Franks, X-ray optics, *Sci. Prog. (London)*, **64**, 371–422 (1977).
  108. D. J. Fabian, *Soft X-Ray Band Spectra*, Academic Press, New York (1968).
  109. E. C. Bruner, Jr., L. W. Acton, W. A. Brown, S. W. Salat, A. Franks, G. Schmidtke, W. Schweizer, and R. J. Speer, X-ray spectrometer spectrograph telescope system, *Space Optics—Imaging X-Ray Optics Workshop, Proc. SPIE 184*, 270–277 (1979).
  110. W. A. Brown, E. C. Bruner, Jr., L. W. Acton, A. Franks, M. Stedman, and R. J. Speer, Paraboloidal x-ray telescope mirror for solar coronal spectroscopy, *Space Optics—Imaging X-Ray Optics Workshop, Proc. SPIE 184*, 278–284 (1979).
  111. J. L. Culhane and L. W. Acton, The solar x-ray spectrum, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, **12**, 359–381 (1974).

## ПРИЛОЖЕНИЕ 11

1. Y. Farge, *European Synchrotron Radiation Facility—The Feasibility Study*, European Science Foundation (1979).
2. Y. Farge and P. J. Duke (eds.), *European Synchrotron Radiation Facility, Supplement I. The Scientific Case*, European Science Foundation (1979).
3. D. J. Thompson and M. W. Poole (eds.), *European Synchrotron Radiation Facility, Supplement II. The Machine*, European Science Foundation (1979).
4. B. Buras and G. V. Marr (eds.), *European Synchrotron Radiation Facility. Supplement III. Instrumentation*, European Science Foundation (1979).
5. D. J. Thompson, Development of an optimised x-ray synchrotron radiation facility, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, **201**, 1–2 (1982).
6. B. Buras and S. Tazzari, European Synchrotron Radiation Facility, Report of the ESRP, 3rd edition, European Synchrotron Radiation Project, c/o CERN, Geneva, Switzerland (1985).
7. D. Attwood, B. Hartline, and R. Johnson, *The Advanced Light Source: Scientific Opportunities*, LBL Pub-5111, Lawrence Berkeley Laboratory, University of California (1984).
8. G. V. Marr and D. J. Thompson (eds.), *An Optimised Vacuum Ultraviolet Storage Ring*, European Science Foundation, North-Holland, Amsterdam (1981).
9. M. Yoshimatsu and S. Kozaki, High brilliance x-ray sources, in: *X-Ray Optics, Applications to Solids* (H.-J. Queisser, ed.), Topics in Applied Physics, Vol. 22, pp. 9–33, Springer, Berlin (1977).
10. A. G. Michette, X-ray microscopy with a rotating anode source, King's College London Internal Report (1985).
11. A. G. Michette, P. C. Cheng, R. W. Eason, F. O'Neill, Y. Owadano, R. J. Rosser, P. Rumsby and M. J. Shaw, Soft x-ray contact microscopy using laser plasma sources, *J. Phys. D.*, **19**, 363–371 (1986).
12. A. G. Michette, C. Hills, F. O'Neill, A. M. Rogoyski, E. Turcu and Y. Owadano, The use of low power pulsed lasers as plasma sources for soft x-ray contact microscopy, to

- be published in *Proc. 3rd Topical Meeting on Short Wavelength Coherent Radiation: Generation and Applications* (Monterey, 18–24 March, 1986).
13. R. C. Elton, Recent advances in x-ray laser research, in: *Advances in X-Ray Analysis* (C. S. Barrett, D. E. Leyden, J. B. Newkirk, and C. O. Ruud, eds.), Vol. 21, pp. 1–6, Plenum Press, New York (1978).
  14. Ф.В. Бункин, В.И. Держиев, С.И. Яковленко. О перспективах усиления света далекого УФ диапазона. – *Квант. электр.*, 1981, т. 8, № 8, с. 1621–1649.
  15. M. D. Rosen, P. L. Hagelstein, D. L. Matthews, E. M. Campbell, A. U. Hazi, B. L. Whitten, B. MacGowan, R. E. Turner, R. W. Lee, G. Charatis, G. E. Busch, C. L. Shepard, and P. D. Rockett, Exploding-foil technique for achieving a soft x-ray laser, *Phys. Rev. Lett.*, **54**, 106–109 (1985).
  16. D. L. Matthews, P. L. Hagelstein, M. D. Rosen, M. J. Eckart, N. M. Ceglio, A. U. Hazi, H. Medeck, B. J. MacGowan, J. E. Trebes, B. L. Whitten, E. M. Campbell, C. W. Hatcher, A. M. Hawryluk, R. L. Kauffman, L. D. Pleasance, G. Rambach, J. H. Scofield, G. Stone, and T. A. Weaver, Demonstration of a soft x-ray amplifier, *Phys. Rev. Lett.*, **54**, 110–113 (1985).
  17. D. L. Matthews, E. M. Campbell, K. Estabrook, C. W. Hatcher, R. L. Kauffman, R. W. Lee, and C. L. Wang, Observation of enhanced emission of the O VIII H line in a recombining laser produced plasma, *Appl. Phys. Lett.*, **45**, 226–228 (1984).
  18. S. E. Harris and T. B. Lucatorto (eds.), *Second Topical Meeting on Laser Techniques in the Extreme Ultraviolet*, AIP Conference Proceedings No. 119, American Institute of Physics, New York (1984).
  19. K. Boyer, Multiphoton processes and short wavelength lasers, *Proceedings of the Los Alamos Conference on Optics '83*, *Proc. SPIE* **380**, 348–352 (1983).
  20. А.П. Лукирский, Е.П. Савинов, О.А. Ершов, Ю.Ф. Шепелев. Коэффициенты отражения излучения с длиной волны от 23,6 до 113 Å для ряда элементов и веществ и определение показателя преломления и коэффициента поглощения. – *Оптика и спектр.*, 1964, т. 16, № 2, с. 310–319.
  21. О.А. Ершов, И.А. Брылов, А.П. Лукирский. Отражение рентгеновских лучей от некоторых веществ в области 7–44 Å. – *Оптика и спектр.*, 1967, т. 22, № 1, с. 127–134.
  22. M. Yanagihara, S. Yamaguchi, M. Niwano, Y. Iguchi, A. Yagishita, T. Koide, S. Sato, and T. Sasaki, Optical constants in the soft x-ray region, *Photon Factory Activity Report* (1984).
  23. В.А. Фомичев, А.П. Лукирский. Коэффициенты поглощения алюминия в области ультрамягкого рентгеновского излучения с длиной волны от 23,6 до 410 Å. – *Оптика и спектр.*, 1967, т. 22, № 5, с. 796–799.
  24. R. Haensel, C. Kunz, T. Sasaki, and B. Sonntag, Absorption measurements of copper, silver, tin, gold and bismuth in the far ultraviolet, *Appl. Opt.*, **7**, 301–306 (1968).
  25. H. J. Hagemann, W. Gudat, and C. Kunz, Optical constants from the far infrared to the x-ray region: Mg, Al, Cu, Ag, Au, Bi, C, and Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, *J. Opt. Soc. Am.*, **65**, 742–744 (1975).
  26. H. J. Hagemann, W. Gudat, and C. Kunz, DESY Report 74/7 (1974).
  27. F. Bassani and M. Alterelli, Interaction of radiation with condensed matter, in: *Handbook on Synchrotron Radiation* (E.-E. Koch, ed.), Vol. 1, pp. 463–605, North-Holland, Amsterdam (1983).
  28. В. А. Бетте and E. E. Saltpeper, *Quantum Mechanics of One- and Two-Electron Atoms*, Springer, Berlin (1957).

- [Имеется перевод: Г. Бете, Э. Солпитер. Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами. — М.: ГИФМЛ, с. 564.]
29. D. Y. Smith and E. Shiles, Finite-energy f-sum rules for valence electrons, *Phys. Rev. B*, **17**, 4689–4694 (1978).
  30. R. Tatchyn, I. Lindau, E. Källne, M. Hecht, E. Spiller, R. Bartlett, J. Källne, J. H. Dijkstra, A. Hawryluk, and R. Z. Bachrach, The first use of transmission gratings for measurements of optical constants in the soft x-ray region, *Nucl. Instrum. Methods*, **195**, 423–428 (1980).
  31. R. Tatchyn, I. Lindau, and E. Källne, Analysis of a new method determining optical constants in the soft x-ray region, *Opt. Acta*, **27**, 1505–1536 (1980).
  32. A. G. Michette, Soft x-ray optical properties of materials, SERC Case studentship proposal (1984).
  33. D. Rudolph, B. Niemann, and G. Schmahl, Status of the sputtered sliced zone plates for x-ray microscopy, *High Resolution X-Ray Optics, Proc. SPIE 316*, 103–105 (1981).
  34. G. F. Taylor, A method of drawing metallic filaments and a discussion of their properties and uses, *Phys. Rev.*, **23**, 655–660 (1924).
  35. M. E. Mochel, C. J. Humphreys, J. A. Eades, J. M. Mochel, and A. M. Petford, Electron beam writing on a 20-Å scale in metal  $\beta$ -aluminas, *Appl. Phys. Lett.*, **42**, 392–394 (1983).
  36. M. Isaacson and A. Murray, In situ vaporization of very low molecular weight resists using 1/2 nm diameter electron beams, *J. Vac. Sci. Technol.*, **19**, 1117–1120 (1981).
  37. N. M. Ceglio, A. M. Hawryluk, and M. Schattenberg, X-ray phase lens design and fabrication, *J. Vac. Sci. Technol.*, **B1**, 1285–1288 (1983).
  38. R. Day, J. Grosso, R. Bartlett, and T. Barbee, Layered synthetic microstructures: Measurements and applications, *Nucl. Instrum. Methods*, **208**, 245–249 (1983).
  39. B. L. Henke, Low energy x-ray spectroscopy with crystals and multilayers, in: *Low Energy X-Ray Diagnostics* (D. T. Attwood and B. L. Henke, eds.), AIP Conference Proceedings No. 75, pp. 85–96, American Institute of Physics, New York (1981).
  40. P. Lee, Multilayer mirrors and beam splitters for soft x-rays, *Opt. Commun.*, **43**, 237–241 (1982).
  41. P. Lee, R. J. Bartlett, and D. R. Kania, Soft x-ray optics using multilayer mirrors, *Opt. Eng.*, **24**, 197–201 (1985).
  42. M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics*, 5th ed., p. 43, Pergamon Press, Elmsford, N.Y. (1975).
- [Имеется перевод: М. Борн, Э. Вольф. Основы оптики. — М.: Наука, 1970, с. 855.]
43. A. Khandar and P. Dhez, Multilayer x-ray polarizers, *Applications of Thin-Film Multilayered Structures to Figured X-Ray Optics, Proc. SPIE 563*, 158–163 (1985).
  44. M. Elvis, Extra-solar astronomy with a 2.4 m normal incidence x-ray telescope at 0.1 arcsec resolution, *High Resolution X-Ray Optics, Proc. SPIE 316*, 144–148 (1981).
  45. P. Dhez, G. Jamelot, A. Carillon, P. Jaegle, P. Pardo, and D. Naccache, X-uv gain amplification studies in laser plasmas using normal incidence multilayer mirrors, in: *Second Topical Meeting on Laser Techniques in the Extreme Ultraviolet* (S. E. Harris and T. B. Lucatoro, eds.), AIP Conference Proceedings No. 119, pp. 199–206, American Institute of Physics, New York (1984).
  46. J. Kirchner, Quantitative microanalysis with high resolution using soft x-rays—Possible applications, in: *X-Ray Microscopy* (G. Schmahl and D. Rudolph, eds.), Springer Series in Optical Sciences, Vol. 43, pp. 308–313, Springer, Berlin (1984).

[Имеется перевод: Дж. Кишнер. Количественный микроанализ с высоким разрешением в мягком рентгеновском диапазоне: возможные применения. В кн.: Рентгеновская оптика и микроскопия. Под ред. Г. Шмаля, Д. Рудольфа. — М.: Мир, 1987, с. 413–421.]

47. J. Cazaux, Microanalysis and x-ray photoelectron spectroscopy: Principles and performance deductions, *Rev. Phys. Appl.*, **10**, 263–280 (1975).
  48. D. Sayre, Review of image formation methods with the soft x-ray photon, in: *Ultrafast X-Ray Microscopy: Its Application to Biological and Physical Sciences* (D. F. Parsons, ed.), Ann. N.Y. Acad. Sci. Vol. 342, pp. 387–391 (1980).
  49. L. M. Cheng and A. G. Michette, Three dimensional imaging in scanning soft x-ray microscopy, *J. Phys. (Paris) C2*, **45**, 97–100 (1984).
  50. M. R. Howells, Possibilities for x-ray holography using synchrotron radiation, in: *X-Ray Microscopy* (G. Schmahl and D. Rudolph, eds.), Springer Series in Optical Sciences, Vol. 43, pp. 318–335, Springer, Berlin (1984).
- [Имеется перевод: М. Хоуэллс. Возможности рентгеновской голографии с использованием синхротронного излучения. В кн.: Рентгеновская оптика и микроскопия. Под ред. Г. Шмаля, Д. Рудольфа. — М.: Мир, 1987, с. 427–451.]
51. S. Aoki and S. Kikuta, X-ray holographic microscopy, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **13**, 1385–1392 (1974).
  52. S. Aoki, Y. Ichihara, and S. Kikuta, X-ray hologram obtained by using synchrotron radiation, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **11**, 1857 (1972).
  53. M. R. Howells, M. Iarocci, J. Kenney, J. Kirz, and H. Rarback, X-ray holographic microscopy experiments at the Brookhaven synchrotron light source, *Science with Soft X-Rays, Proc. SPIE* **447**, 193–203 (1984).
  54. S. Aoki, K. Shinohara, A. Tanaka, Y. Iguchi, and M. Yanagihara, Recording x-ray holograms with x-ray resists, *Photon Factory Activity Report* (1984).
  55. R. S. Longhurst, *Geometrical and Physical Optics*, 3rd ed., pp. 249–253, Longmans, London (1973).

# ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Аббе* критерий 45  
— условие синусов 71, 72  
Аберрации 42, 46, 62  
Аберрация торическая 151, 152  
Алмазное точение 84, 85  
Анаморфизм 66  
Аномальная дисперсия 16  
Астигматизм 42, 62, 147, 153  
Асферические решетки 150  
Асферическое зеркало 65  
Атомный фактор рассеяния 15,  
17, 55
- Бериллий 80  
*Брэгга* закон 56  
— условие 104, 107, 115  
Брэгговское отражение 53, 104,  
105
- Виглеры 26  
Вогнутые сферические решетки  
141—149  
*Водсворта* схема 144  
*Вольтера* системы 68  
— телескоп 70  
— — *Шварцшильда* системы 71,  
72
- Глубина резкости 40  
Гнутые зеркала 91—97  
*Гюйгенса* — *Френеля* принцип 174
- Детекторы 36—39  
Дифракционная оптика 44  
Дифракционные решетки 138—155  
— — асферические 150  
— — вогнутые 141—149  
— — — разрешение 146  
— — — изготовление 156—173  
— — — отражательные 166—168  
— — — плоские линейные 138—141  
— — — пропускающие 163—165, 169  
— — — скользящего падения 160  
— — — типы 158, 159  
— — — тороидальные 153, 155  
— — — эллипсоидальные 152—155  
— — — эффект затенения 159—163
- Закон *Снеллиуса* 47  
Зондирующие методы 98—101  
Зонды механические 98, 99  
— оптические 98—101  
Зонные пластинки 44, 174—222  
— — аберрации 192  
— — астигматизм 191  
— — *Габора* 213—215, 219  
— — гиперболические 211  
— — глубина резкости 192, 193  
— — голографические 241  
— — дисторсия 192  
— — дифракционная картина 181, 182  
— — долговечность 247  
— — изготовление 223—249  
— — как монохроматор 183, 262,  
263



- — квадратные 211
  - — кома 191
  - — метод кодирующих масок 283—285
  - — напыленные отрезные 306—308
  - — поглощающие 216
  - — разрешающая способность 181, 182
  - — разрешение 193, 194
  - — *Рэлея—Вуда* 215, 217
  - — со спицами 211
  - — составные 201—210
  - — сферическая абберация 190, 191
  - — толщина 228, 229
  - — фазовые 308
  - — экранирующие 196—200
  - — эллиптические 212, 228, 229
  - — хроматическая абберация 181, 183
- Изгиб зеркал 91—96
- цилиндров 95—97
- Изготовление зеркал 83—87
- Измерение оптических констант 301—304
- Интерференционные методы 171
- Ионизационные камеры 36
- Источники мягкого рентгеновского излучения 17, 35, 299
- — — лазерно-плазменные 32, 33
  - — — перспективы развития 299
  - — — плазменные 32—35
  - — — синхротронные 18—28
  - — — твердотельные 28—32
- Киркпатрика—Баеза* системы 66—68
- Когерентное рассеяние 11, 12
- Кодирующие маски 283
- Кома 64, 68
- Комплексный показатель преломления 106
- Комптоновское рассеяние 11
- Конус загрязнений 235
- Коэффициент отражения 42, 51, 52
- поглощения 13—16
- Край поглощения 14—17
- Критерий *Аббе* 45
- *Рэлея* 45, 46
- Критический угол 42, 51, 77
- Круг *Роуланда* 144
- Лазерная плазма 32
- — исследование 281
- Линейчатый спектр 30—32
- Линзы рентгеновские 37, 40, 41
- Литография 169
- Макротопография 98
- Малоугловое рассеяние 263
- Метилметакрилат (ММА) 232
- Метод реплик 89—91
- Механические свойства материалов 80, 81
- Микротопография 100
- Многослойные зеркала 104—120
- — изготовление 121, 127, 130, 305, 306
  - — — ионное распыление 130—133
  - — — лазерное испарение 136, 137
  - — — термическое испарение 133—135
  - — — электронно-лучевое испарение 133—135
  - — непоглощающие, теория 105—112
  - — фокусировка 119, 120
- Монохроматизация синхротронного излучения 252
- Монохроматор «кузнечик» 254

- Монохроматоры с плоскими решетками 257—261
- Мягкое рентгеновское излучение 9, 11
- — — взаимодействие с веществом 13
- — — новые применения 310—316
- Накопительные кольца 24
- Ондуляторы 26, 27
- Оптическое зондирование 98—102
- Отражательная оптика 41
- Отражение от шероховатых поверхностей 58—61
- Оценка качества поверхности 102
- Плазменные источники 32
- Плазмотрон 131, 132
- Поглощение 11, 13, 112—115
- Полиметилметакрилат (ПММА) 232
- Полировка 88, 89
- Полное внешнее отражение 47, 50
- Приборы с зарядовой связью 37
- Примесная литография 235
- Пропорциональные счетчики 36
- Пространственное разрешение 45
- Профилометры 100
- Разрешающая способность 45
- — критерий *Рэлея* 45
- Разрешение 45, 46
- систем скользящего падения 72
- Разъюстировка 78
- Рентгеновская астрономия 287
- голография 314
- литография 6
- микроскопия 6, 263
- — изображающая 267, 274
- — сканирующая 268—279
- спектроскопия 297
- Рентгеновские телескопы 288—297
- трубки 6
- Реплики 89—91
- Роуланда* круг 144
- схема 144
- — аберрации 145—147
- — астигматизм 147
- Рэлея* критерий 184, 185
- Синхротронное излучение 18—27
- — источники 22—27
- Сканирующая фотоэлектронная микроскопия 313
- Скользящее падение 47, 62—67
- — отражение 62—65
- — разрешение 72
- — фокусировка 65, 66
- Скользящие углы падения 42
- Скращенные зеркала 66
- Составные отражательные системы 66
- Спектральное распределение излучения 29, 34
- СПЭМ 231, 234
- Стрела* отношение 223—229
- предел 227, 228
- Сферическая аберрация 63—66
- Сферическое зеркало 63—65
- Сцинтилляционные счетчики 37
- Твердотельные счетчики 28
- Телескоп *Вольтера* 288
- *Киркпатрика—Баеза* 288—290
- Телескопы скользящего падения 288—292
- Термические свойства материалов 81, 82
- Тормозное излучение 28
- Тороидальные монохроматоры 255—257
- Увеличение коэффициента отражения 42
- Упругое рассеяние 11

- Фокусирующие элементы 250  
Фотоэмиссионные детекторы 36  
Френеля зонные пластинки 177,  
183—185  
— зоны 53, 54  
— приближение 179  
— формулы 53, 54  
Функция размытия точки  
197—199, 206
- Хильдебранда — Монтеля  
система 67  
Химическая стойкость материалов  
82  
Химическое осаждение 84—87
- Цилиндрические зеркала 65
- Шероховатая поверхность 58—61  
— — отражение 58—61, 79, 80  
Шероховатости границы раздела  
118, 119  
— поверхности материалов 80  
Шлифовка 85—88
- Эйри распределение 183, 184, 195  
Электронно-лучевая литография  
230—240  
Эллиптическое зеркало 66  
Эффективность конверсии 34

# ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие редактора перевода .....	5
Предисловие .....	9
<b>Глава 1. Свойства мягкого рентгеновского излучения .....</b>	<b>11</b>
1.1. Введение .....	11
1.2. Взаимодействие мягкого рентгеновского излучения с веществом ..	13
1.3. Источники мягкого рентгеновского излучения .....	17
1.3.1. Синхротронное излучение .....	18
1.3.2. Несинхротронные источники мягкого рентгеновского излучения .....	27
1.3.3. Сравнительные характеристики источников .....	35
1.4. Детекторы мягкого рентгеновского излучения .....	36
1.5. Общие закономерности оптики мягкого рентгеновского диапазона	37
1.5.1. Методы увеличения коэффициента отражения .....	42
1.5.2. Дифракционная оптика .....	44
1.5.3. Пространственное разрешение и точность изготовления .....	45
<b>Глава 2. Отражательная оптика для мягкого рентгеновского излучения</b>	
<b>1. Скользящее падение .....</b>	<b>47</b>
2.1. Полное внешнее отражение .....	47
2.1.1. Отражение рентгеновского излучения от поверхностных атом- ных слоев .....	53
2.1.2. Отражение рентгеновского излучения от шероховатых поверх- ностей .....	58
2.2. Фокусировка сферическими зеркалами скользящего падения .....	62
2.2.1. Астигматизм .....	62
2.2.2. Сферическая абберация .....	63
2.2.3. Кома .....	64
2.2.4. Методы уменьшения аббераций .....	65
2.3. Фокусировка при скользящем падении одним асферическим отража- телем .....	65
2.4. Составные системы .....	66
2.4.1. Системы Киркпатрика-Баеза .....	66
2.4.2. Системы Вольтера .....	68
2.5. Разрешение систем скользящего падения .....	72
<b>Глава 3. Изготовление отражательной оптики скользящего падения .....</b>	<b>73</b>
3.1. Точность изготовления .....	73
3.1.1. Ошибки в форме поверхности .....	73
3.1.2. Разъюстировка .....	78
3.2. Методы изготовления .....	78
3.2.1. Выбор материалов .....	79
3.2.2. Изготовление зеркал .....	83
3.2.3. Метод реплик .....	89
3.2.4. Гнутые зеркала .....	91
3.3. Метрология оптических элементов скользящего падения .....	97

3.3.1. Зондирующие методы .....	98
3.3.2. Интерферометрические методы .....	102
3.3.3. Оценка качества поверхностей с помощью мягкого рентгеновского излучения .....	102
<b>Глава 4. Отражательная оптика для мягкого рентгеновского излучения</b>	
<b>II. Многослойные зеркала .....</b>	<b>104</b>
4.1. Отражение мягкого рентгеновского излучения от многослойных зеркал .....	104
4.1.1. Теория непоглощающих многослойных зеркал .....	105
4.1.2. Динамическая теория, учитывающая поглощение .....	112
4.1.3. Выбор материалов и толщины слоев .....	115
4.1.4. Влияние шероховатостей границ раздела .....	118
4.2. Фокусировка излучения при помощи многослойных зеркал .....	119
<b>Глава 5. Изготовление многослойных зеркал .....</b>	<b>121</b>
5.1. Точность изготовления .....	121
5.1.1. Ошибки в толщине слоев .....	121
5.1.2. Коррекция разброса толщин слоев .....	125
5.2. Методы изготовления .....	127
5.2.1. Выбор материалов .....	128
5.2.2. Изготовление зеркал .....	130
<b>Глава 6. Дифракционная оптика I. Дифракционные решетки .....</b>	<b>138</b>
6.1. Введение .....	138
6.2. Плоские линейные решетки .....	138
6.3. Вогнутые сферические решетки .....	141
6.3.1. Аберрации в схеме Роуанда .....	145
6.3.2. Разрешающая способность сферической решетки .....	148
6.4. Асферические решетки .....	150
6.4.1. Тороидальные решетки .....	150
6.4.2. Эллипсоидальные решетки .....	152
<b>Глава 7. Конструкция и изготовление рентгеновских дифракционных решеток ..</b>	<b>156</b>
7.1. Точность изготовления и типы решеток .....	156
7.1.1. Отражающие решетки .....	156
7.1.2. Пропускающие решетки .....	163
7.2. Методы изготовления .....	166
7.2.1. Отражающие решетки .....	166
7.2.2. Пропускающие решетки .....	169
<b>Глава 8. Дифракционная оптика II. Зонные пластинки .....</b>	<b>174</b>
8.1. Амплитудные зонные пластинки Френеля и Соле .....	174
8.1.1. Основные формулы .....	176
8.1.2. Дифракционная картина .....	179
8.1.3. Разрешающая способность и хроматическая аберрация .....	184
8.1.4. Эффективность дифракции .....	187
8.1.5. Монохроматические геометрические аберрации .....	188
8.1.6. Глубина резкости .....	192
8.1.7. Разрешение .....	193

8.2. Улучшение качества изображения — модифицированные зонные пластинки .....	196
8.2.1. Экранирующие зонные пластинки .....	196
8.2.2. Составные зонные пластинки .....	201
8.3. Другие типы модифицированных амплитудных зонных пластинок .....	210
8.3.1. Зонные пластинки со спицами .....	211
8.3.2. Эллиптические зонные пластинки .....	212
8.4. Зонные пластинки Габора .....	213
8.5. Зонные пластинки с модуляцией фазы .....	214
8.5.1. Зонные пластинки Рэлея-Вуда с обращением фазы .....	215
8.5.2. Поглощающие зонные пластинки с обращением фазы .....	216
8.5.3. Фазовые зонные пластинки Габора .....	219
8.5.4. Зоны с оптимизированным профилем .....	220
<b>Глава 9. Изготовление зонных пластинок .....</b>	<b>223</b>
9.1. Допустимые отклонения при изготовлении .....	223
9.1.1. Погрешности, не приводящие к изменению круглой формы границ .....	224
9.1.2. Ошибки, связанные с искажением круглой формы границ зон .....	227
9.1.3. Эллиптические зоны .....	228
9.1.4. Толщина зон и влияние подложки .....	228
9.2. Технологии изготовления .....	230
9.2.1. Электронно-лучевая литография .....	230
9.2.2. Интерференционные методы .....	240
9.2.3. Другие методы изготовления зонных пластинок .....	246
9.3. Долговечность зонных пластинок .....	247
<b>Глава 10. Применения фокусирующих элементов в оптике мягкого рентгеновского излучения .....</b>	<b>250</b>
10.1. Введение .....	250
10.2. Монохроматоры для синхротронного излучения .....	250
10.2.1. Решеточные монохроматоры с устраненными высшими порядками .....	252
10.2.2. Монохроматор «кузнечик» .....	254
10.2.3. Тороидальные решеточные монохроматоры .....	255
10.2.4. Монохроматоры с плоскими решетками .....	257
10.2.5. Другие типы монохроматоров .....	261
10.3. Малоугловое рассеяние рентгеновского излучения .....	263
10.4. Рентгеновская микроскопия .....	263
10.4.1. Изображающая рентгеновская микроскопия .....	267
10.4.2. Сканирующая рентгеновская микроскопия .....	268
10.4.3. Сравнение изображающих и сканирующих рентгеновских микроскопов .....	274
10.4.4. Другие типы рентгеновских микроскопов .....	280
10.5. Рентгенооптические методы исследования лазерной плазмы .....	281
10.5.1. Рентгеновская микроскопия лазерной плазмы .....	282
10.5.2. Метод кодирующих масок .....	283
10.5.3. Спектрометры на основе пропускающих решеток .....	285
10.5.4. Использование многослойных зеркал в лазерно-плазменной спектроскопии .....	286

10.6. Рентгеновская астрономия .....	287
10.6.1. Примеры рентгеновских телескопов скользящего паления ..	291
10.6.2. Телескопы будущего .....	294
10.6.3. Зонные пластинки в рентгеновской астрономии .....	295
10.7. Рентгеновская спектроскопия .....	296
<b>Глава 11. Перспективы развития .....</b>	<b>299</b>
11.1. Введение .....	299
11.2. Источники мягкого рентгеновского излучения .....	299
11.3. Новые достижения в оптике мягкого рентгеновского диапазона ..	301
11.3.1. Измерения оптических констант в мягком рентгеновском диапазоне .....	301
11.3.2. Достижения в производстве многослойных зеркал .....	305
11.3.3. Достижения в производстве амплитудных зонных пластинок .....	306
11.3.4. Изготовление фазовых зонных пластинок .....	309
11.4. Новые применения мягкого рентгеновского излучения .....	310
11.4.1. Применения многослойных зеркал .....	310
11.4.2. Сканирующая фотоэлектронная микроскопия .....	313
11.4.3. Трехмерное изображение в мягких рентгеновских лучах ...	313
11.5. Заключение .....	317
<b>Литература .....</b>	<b>318</b>
<b>Предметный указатель .....</b>	<b>344</b>

Научное издание

Алан Г. Мишетт

**ОПТИКА МЯГКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ**

Заведующий редакцией проф. А.Н. Матвеев

Зам. зав. редакцией С.М. Жебровский

Ст. научный редактор Н.А. Телеснин

Мл. редакторы В.И. Аксенова, Р.Х. Зацепина, И.А. Зиновьева

Г.Г. Сорокина, В.Н. Цлаф

Художник С.А. Бычков

Художественные редакторы К.В. Радченко, О.Н. Адаскина

Технический редактор Т.А. Чистякова

Корректоры К.С. Селякова, Т.Е. Луганова

ИБ № 6981

Подписано к печати 29.09.89. Формат 60 x 90 1/16. Бумага офсетная № 1.

Гарнитура таймс. Печать офсетная. Объем 11,00 бум. л. Усл. печ. л. 22,00.

Усл. кр.-отт. 22,00. Уч.-изд. л. 22,94. Изд. № 2/6528. Тираж 1900 экз.

Зак. 587 Цена 3 р. 80 к.

Набрано в Межиздательском фотонаборном центре издательства "Мир"

В/О "Совэкспорткнига" Государственного комитета СССР по печати.

129820, ГСП, Москва, 1-я Рижский пер., 2.

Тульская типография Союзполиграфпрома при

Государственном комитете СССР по печати.

300600, Тула, проспект им. В.И. Ленина, 109.





А. Мишегг

Оптика мягкого  
рентгеновского излучения