

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

ИНСТИТУТ ПРОБЛЕМ ТЕХНОЛОГИИ МИКРОЭЛЕКТРОНИКИ И  
ОСОБОЧИСТЫХ МАТЕРИАЛОВ

На правах рукописи

Григорьев Максим Валентинович

ПЛАНАРНЫЕ ПАРАБОЛИЧЕСКИЕ ЛИНЗЫ ИЗ КРЕМНИЯ  
ДЛЯ ЖЕСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Специальность 05.27.01 – твердотельная электроника,  
радиоэлектронные компоненты, микро- и наноэлектроника,  
приборы на квантовых эффектах

Диссертация на соискание ученой степени кандидата  
физико-математических наук

Научные руководители:  
кандидат физико-математических наук Шабельников Л.Г.,  
кандидат физико-математических наук Снигирев А.А.

Черноголовка 2003

# ОГЛАВЛЕНИЕ

	Стр.
ВВЕДЕНИЕ.....	5
ГЛАВА 1. ЭЛЕМЕНТЫ ФОКУСИРУЮЩЕЙ РЕНТГЕНОВСКОЙ ОПТИКИ.....	12
1.1 Зеркальные рентгенооптические элементы скользящего падения. ....	13
1.2 Френелевские зонные пластинки.....	18
1.2.1 Амплитудные зонные пластинки Френеля.....	22
1.2.2 Фазовые зонные пластинки Френеля.....	25
1.2.3 Амплитудно-фазовые зонные пластинки Френеля....	26
1.2.4 Многоуровневые зонные пластинки.....	29
1.2.5 Зонная оптика скользящего падения.....	30
1.3 Брэгг-френелевская оптика.....	31
1.3.1 Брэгг-френелевская кристаллооптика.....	33
1.3.2 Брэгг-френелевские линзы на многослойных рентгеновских зеркалах.....	35
1.4 Преломляющая оптика.....	38
Выводы к главе 1 .....	44
ГЛАВА 2. ПРИНЦИПЫ ПРОЕКТИРОВАНИЯ ПЛАНАРНЫХ ПАРАБОЛИЧЕСКИХ ЛИНЗ И АНАЛИЗ ИХ СВОЙСТВ.....	46
2.1 Расчет топологии преломляющих профилей планарных параболических линз.....	48
2.2 Учет свойств материалов и критерии их выбора.....	55
2.3 Интегральное пропускание планарных параболических линз.....	58

2.4 Влияние погрешностей изготовления на фокусирующие свойства линз.....	61
2.5 Спектральные характеристики планарных параболических линз с минимизированным поглощением.....	66
2.6 Оценки теплового режима для планарных преломляющих линз.....	73
Выводы к главе 2 .....	75
<b>ГЛАВА 3. ФОКУСИРОВКА РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛАНАРНЫМИ ПАРАБОЛИЧЕСКИМИ ЛИНЗАМИ ИЗ КРЕМНИЯ.....</b>	<b>78</b>
3.1 Изготовление планарных параболических линз.....	80
3.2 Фокусировка рентгеновского излучения на лабораторном источнике.....	88
3.3 Фокусировка рентгеновского излучения на источнике синхротронного излучения.....	92
3.4 Фокусировка рентгеновского излучения планарными параболическими линзами с минимизированным поглощением.....	99
3.5 Фокусировка синхротронного излучения высоких энергий.....	102
Выводы к главе 3 .....	108
<b>ГЛАВА 4. КОЛЛИМАЦИЯ ЖЕСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛАНАРНЫМИ ПАРАБОЛИЧЕСКИМИ ЛИНЗАМИ ИЗ КРЕМНИЯ.....</b>	<b>110</b>
4.1 Методика проведения эксперимента.....	112
4.2 Эксперименты по коллимации рентгеновского излучения и измерение угловой расходимости пучка.....	119

4.3 Экспериментальные погрешности и точность измерений.....	127
Выводы к главе 4.....	131
ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	133
СПИСОК ОСНОВНЫХ ПУБЛИКАЦИЙ.....	136
СПИСОК ЦИТИРУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ.....	139

## **ВВЕДЕНИЕ**

### Актуальность темы диссертационной работы

На сегодняшний день рентгеновское излучение широко применяется в различных областях науки и техники. Появление новых источников синхротронного излучения, таких как ESRF (Гренобль, Франция), Spring-8 (Осака, Япония), а также проектов по созданию лазеров на свободных электронах стимулировало работы по созданию рентгенооптических элементов для жесткого рентгеновского излучения (свыше 10 кэВ). Использование разработанных ранее зеркал скользящего падения, зонных пластинок и брэгг-френелевских линз в данном диапазоне энергий ограничено как из-за малых углов отражения излучения и, как следствие, уменьшения апертуры данных элементов, так и по технологическим причинам, обусловленным значительными трудностями при формировании профиля с большим аспектным отношением. Развивающаяся в последние годы преломляющая оптика имеет большие перспективы в данной области. Проведенные исследования показали возможность эффективного применения преломляющих линз для фокусировки жесткого рентгеновского излучения и передачи изображения. Данные линзы успешно используются в экспериментах по микродифракции, флуоресцентному анализу, микротомографии и микроскопии.

Высокая яркость источников синхротронного излучения последнего поколения позволяет проводить эксперименты по неупругому и ядерному рассеянию, требующие сверхвысокого энергетического и углового разрешения. Определяющим фактором здесь является степень коллимации первичного пучка, где необходимо формировать плоскую волну с разбросом волнового вектора менее 1 микрорадиана. Коллимация излучения преломляющими линзами по сравнению с дифракцией на асимметричных кристаллах, имеет ряд преимуществ: не изменяется ни

поперечное сечение пучка, ни его направление; обеспечивается возможность работы в жестком диапазоне излучения, юстировка оптической схемы упрощается.

Преломляющие рентгенооптические элементы хорошо зарекомендовали себя в указанных выше экспериментах. Однако, необходимо отметить ряд недостатков предложенных подходов по формированию преломляющих линз:

- достижимые радиусы кривизны преломляющей поверхности составляют порядка 50-100 микрон, что приводит к необходимости использования большого числа единичных линз и, соответственно, к потерям интенсивности;
- неоптимальный профиль и большая шероховатость преломляющей поверхности при изготовлении линз способами механической обработки;
- недостаточная радиационная устойчивость при использовании полимерных материалов для изготовления линз;
- необходимость точной юстировки набора линз, для сохранения соосности отдельных элементов.

Таким образом, актуальность темы диссертационной работы обусловлена необходимостью разработки и создания новых преломляющих рентгенооптических элементов, свободных от вышеперечисленных недостатков, изучения фокусирующих свойств данной оптики и исследования возможности коллимации ею рентгеновского излучения. Успешное решение этих проблем позволит поднять качество проводимых исследований на новый уровень.

Целью диссертационной работы являлись разработка принципов проектирования и изготовления планарных параболических рентгенооптических элементов, экспериментальное исследование фокусирующих свойств данной оптики в жестком рентгеновском

излучении, а также исследование возможности коллимации рентгеновского излучения планарными параболическими линзами.

Для достижения поставленной цели необходимо решить ряд следующих актуальных задач:

- проанализировать и рассчитать топологии преломляющих профилей линз с заданными свойствами;
- изготовить первые образцы рентгенооптических элементов данного класса;
- экспериментально исследовать процессы фокусировки жесткого рентгеновского излучения планарными параболическими линзами и изучить рентгенооптические свойства данных элементов;
- провести экспериментальные исследования по коллимации синхротронного излучения планарными параболическими линзами.

Научная новизна результатов, полученных в диссертационной работе, заключена в следующем:

- предложены и разработаны основные типы топологий планарных параболических рентгенооптических элементов;
- впервые созданы кремниевые планарные параболические линзы и планарные параболические линзы с минимизированным поглощением;
- разработанные планарные параболические линзы из кремния позволили впервые осуществить фокусировку жесткого рентгеновского излучения с энергией 100 кэВ;
- в эксперименте по коллимации синхротронного излучения при энергии 74.7 кэВ достигнута угловая расходимость пучка 0.6 микrorадиан, что превосходит показатели, полученные с помощью рентгеновской преломляющей оптики;
- предложена новая методика прямого измерения угловой расходимости рентгеновского излучения.

Практическая ценность работы определяется следующим:

- разработанные принципы проектирования и изготовления планарных параболических линз являются базой для создания новых рентгенооптических элементов и активно используются при проектировании данной оптики с применением иных материалов и технологий;
- результаты исследования фокусирующих свойств созданных планарных параболических линз доказывают возможность их широкого применения на синхротронных источниках рентгеновского излучения, в том числе в различных схемах рентгеновского микрозонда;
- созданные и исследованные в данной работе планарные параболические линзы были успешно использованы при создании рентгеновского микрозонда для анализа эпитаксиальных слоев методом рентгеновских стоячих волн;
- экспериментально обоснованная возможность уменьшения угловой расходности излучения синхротронного источника с помощью планарной параболической линзы до значения менее 1 микrorадиана позволяет значительно повысить спектральное и угловое разрешение в экспериментах с использованием жесткого рентгеновского излучения;
- разработанная оригинальная методика прямого измерения угловой расходности рентгеновского излучения позволяет проводить измерения с точностью до десятых долей микrorадиана.

Основные положения, выносимые на защиту

1. Разработанные принципы проектирования и изготовления планарных параболических линз и планарных параболических линз с минимизированным поглощением.

2. Результаты экспериментальных исследований процесса фокусировки жесткого рентгеновского излучения планарными параболическими линзами из кремния: достигнута эффективность фокусировки 95%, осуществлена фокусировка синхротронного излучения с энергией 100 кэВ, полученные значения полуширины фокальных пятен соответствуют расчетным.

3. Результаты экспериментальных исследований коллимации синхротронного излучения планарными параболическими линзами в диапазоне энергий от 60 до 90 кэВ. Угловая расходимость пучка при энергии 74.7 кэВ была уменьшена с 10 до 0.6 мкрад.

4. Разработанная новая методика прямого измерения угловой расходимости рентгеновского излучения.

#### Апробация работы

Основные результаты диссертации докладывались на следующих конференциях, совещаниях и семинарах:

1. Всероссийское рабочее совещание “Рентгеновская оптика 1998”, Нижний Новгород, Россия, 1998;

2. Всероссийское рабочее совещание “Рентгеновская оптика 1999”, Нижний Новгород, Россия, 1999;

3. Вторая национальная конференция по применению Рентгеновского, Синхротронного излучений, Нейtronов и Электронов для исследования материалов РСНЭ-99, Москва, Россия, 1999;

4. International Conference KSRS-2000 “Current Status of Synchrotron Radiation in the World”, Moscow, Russia, 2000;

5. XIII Российской конференция по использованию синхротронного излучения СИ-2000, Новосибирск, 2000;

6. Всероссийское рабочее совещание “Рентгеновская оптика 2000”, Нижний Новгород, Россия, 2000;

7. 7<sup>th</sup> International Conference on Synchrotron Radiation Instrumentation, Berlin, Germany, 2000;
8. SPIE's 45<sup>th</sup> Annual Meeting, San Diego, CA USA, 2000;
9. Всероссийское рабочее совещание “Рентгеновская оптика 2001”, Нижний Новгород, Россия, 2001;
10. SPIE's 46<sup>th</sup> Annual Meeting, San Diego, CA USA, 2001;
11. VII International Conference on X-Ray Microscopy, XRM-2002, Grenoble, France, 2002;
12. SPIE's 47<sup>th</sup> Annual Meeting, San Diego, CA USA, 2002.

### Публикации

По результатам исследований опубликовано 15 научных работ, которые были использованы при написании диссертации.

### Личное участие автора в выполнении работы

Экспериментальные исследования фокусировки и коллимации рентгеновского излучения планарными параболическими линзами из кремния были осуществлены автором совместно с к.ф.-м.н. А.А. Снигиревым, к.ф.-м.н. Л.Г. Шабельниковым и к.ф.-м.н. А.Ю. Суворовым.

Компьютерное моделирование оптических свойств планарных параболических линз из кремния с учетом технологических погрешностей формирования было проведено в соавторстве с к.ф.-м.н. С.М. Кузнецовым.

Работы по изготовлению планарных параболических линз были проведены в сотрудничестве с к.ф.-м.н. В.А. Юнкиным.

Разработка программного обеспечения для проектирования линз, разработка методики прямого измерения расходности рентгеновского излучения, математическая обработка данных экспериментов по

фокусировке и коллимации рентгеновского излучения были проведены автором самостоятельно.

### Структура и объем работы

Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения, списка публикаций и списка цитированной литературы из 73 названий. Объем диссертации составляет 146 страниц, в том числе 50 рисунков и 5 таблиц.

## ГЛАВА 1

### ЭЛЕМЕНТЫ ФОКУСИРУЮЩЕЙ РЕНТГЕНОВСКОЙ ОПТИКИ

Глава посвящена обзору литературных данных по основным направлениям и методам фокусировки рентгеновского излучения.

Более 100 лет прошло с момента открытия в 1895 г. Рентгеном X-лучей – коротковолнового электромагнитного излучения, которое обычно называют рентгеновским излучением. Под этим излучением подразумевается очень широкий диапазон длин волн (от  $10^{-3}$  нм до 10 нм) с энергией рентгеновских квантов от 100 эВ до 1 МэВ. Условно выделяют три диапазона рентгеновского излучения: мягкое излучение с энергией  $E < 100$  эВ; излучение средних энергий,  $100 \text{ эВ} < E < 12 \text{ кэВ}$ ; жесткое излучение,  $E > 12 \text{ кэВ}$ . Уже в первых работах Рентген продемонстрировал возможность рентгеновской интроскопии – получение теневых изображений внутренних органов человека и механических конструкций, состоящих из различных материалов. Открытие в 1912 году Лауэ явления дифракции рентгеновского излучения на кристаллах существенно расширило область применения рентгеновских лучей, дало импульс в развитии кристаллографии и биологии. С момента открытия рентгеновских лучей и по настоящее время актуальны вопросы о возможности острой фокусировки и управления излучением, создание разнообразных рентгенооптических схем.

В данной главе представлены принципы создания, фокусирования и использования разнообразных рентгенооптических элементов.

В разделе 1.1 рассмотрены зеркальные рентгенооптические элементы скользящего падения.

В разделе 1.2 проведен обзор френелевских зонных пластинок.

В разделе 1.3 рассмотрена брэгг-френелевская оптика.

В разделе 1.4 представлена преломляющая оптика.

## **1.1 Зеркальные рентгенооптические элементы скользящего падения**

Одним из широко развитых типов фокусирующих рентгенооптических элементов являются зеркальные элементы скользящего падения. В основе рентгеновской оптики скользящего падения лежит явление полного внешнего отражения, открытое Комptonом в 1922 году и заключающееся в том, что высокоэффективное отражение рентгеновского излучения от однородной поверхности возможно только при малых скользящих углах падения излучения, меньших некоторого критического значения. В диапазоне длин волн рентгеновского излучения до 10 нм величины критических углов не превышают нескольких градусов. Следовательно, для зеркал качество поверхности на большой площади играет очень важную роль.

Первые зеркальные рентгенооптические элементы, а именно вогнутые зеркала скользящего падения (Рис. 1.1а), позволяющие сфокусировать рентгеновское излучение, были изготовлены еще в 1929 году. В 1947 году впервые были получены изображения на зеркалах скользящего падения и экспериментально продемонстрировано влияние неровностей поверхности зеркала на его фокусирующие свойства.

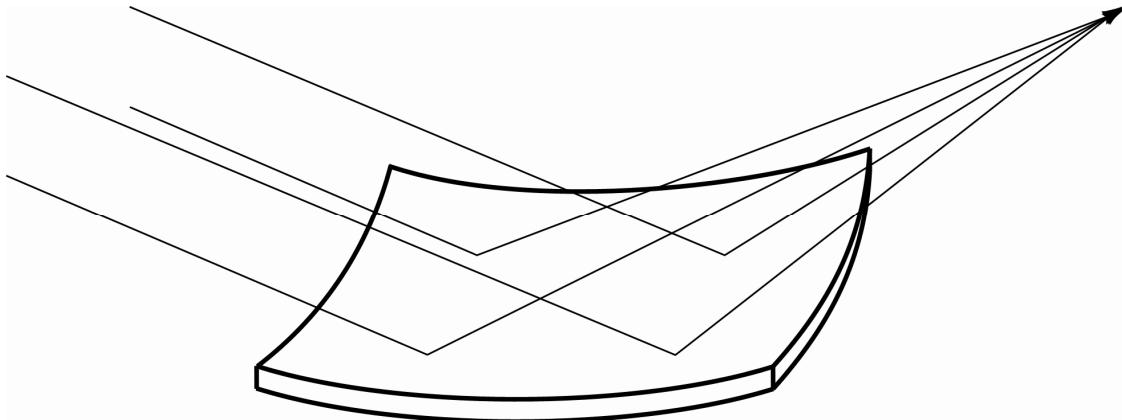
Недостатком одиночных сферических зеркал при скользящем падении излучения являются большие aberrации и, в особенности, астигматизм. В 1948 году Киркпатриком и Баэзом были впервые продемонстрированы двумерные рентгеновские изображения. Проблему устранения астигматизма они предложили решить, скрестив в оптической схеме два цилиндрических зеркала, каждое из которых фокусировало падающее излучение в ортогональных направлениях (Рис. 1.1б). На основе оптической схемы Киркпатрика-Баэза были успешно созданы и находят широкое применение в настоящее время рентгеновские зеркальные микроскопы и телескопы, системы для фокусировки рентгеновского излучения. В работе [1] был получен размер фокального пятна 25 мкм.

Недостатком схемы Киркпатрика-Баэза является малый телесный угол, пропускаемый системой.

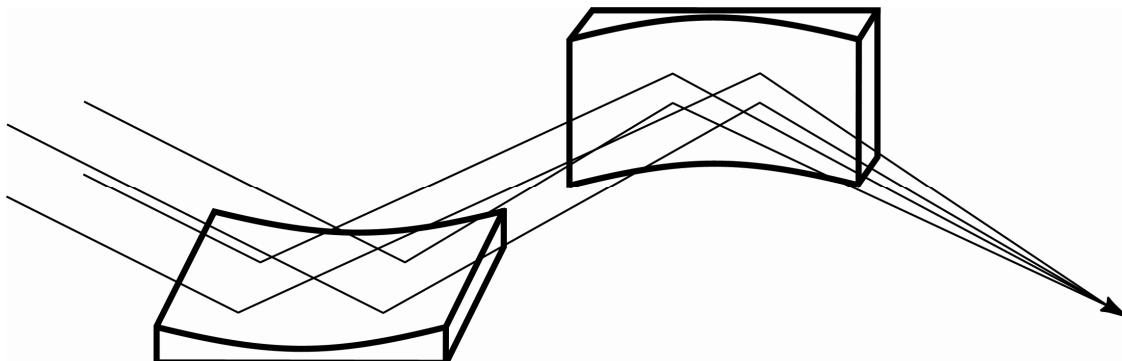
В 1952 году Вольтер предложил использовать осесимметричные глубоко асферические зеркала с поверхностями вращения второго порядка (Рис. 1.2). Такие зеркала не имеют астигматизма и сферической aberrации, а апертура пучка значительно больше, чем в схемах Киркпатрика-Баэза. Кроме того, Вольтер показал, что кома первого порядка значительно снижается в системах с четным числом отражений. К ним относятся системы «параболоид-гиперболоид», «гиперболоид-эллипсоид», «параболоид-эллипсоид» и ряд других. Например, в микроскопе Вольтера I типа (Рис. 1.2б) гиперболоид и эллипсоид вращения скомбинированы таким образом, что имеют общий фокус. Рентгенооптические элементы, построенные на схемах Вольтера, широко используются в настоящее время и позволяют достичь малых размеров пятна сфокусированного излучения. Например, в работах [2-3] был получен размер фокального пятна менее 1 мкм с использованием синхротронного источника излучения. Аберрации одиночных зеркальных рентгенооптических элементов скользящего падения и их фокусирующие свойства хорошо изучены и описаны в работах [4-5].

Изготовление зеркальных рентгенооптических элементов скользящего падения является очень сложным и трудоемким технологическим процессом, который постоянно совершенствуется. Сейчас создаются зеркальные элементы с большой апертурой поверхности, превышающей 1 метр [6]. Соответственно встает проблема контроля качества поверхности изготовленного элемента.

Зеркальные рентгенооптические элементы находят широкое применение в различных областях науки, связанных с использованием рентгеновского излучения. Существует большое количество проектов в области астрофизики с применением зеркал скользящего падения

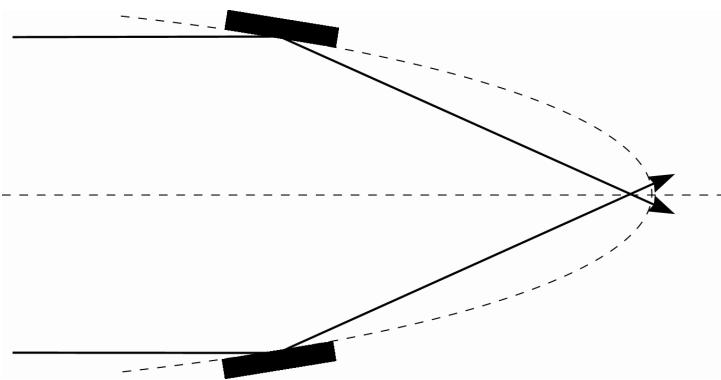


а) вогнутые зеркала;

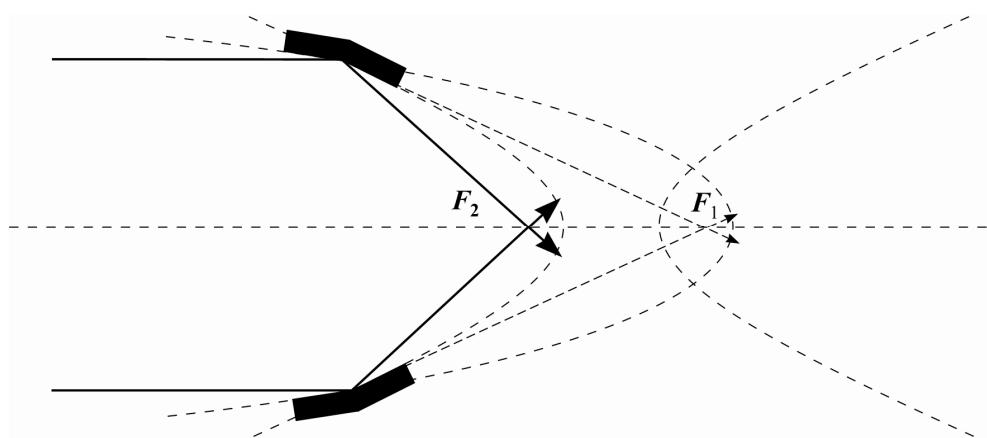


б) двумерная фокусировка цилиндрическими зеркалами (оптическая  
схема Киркпатрика-Баэза).

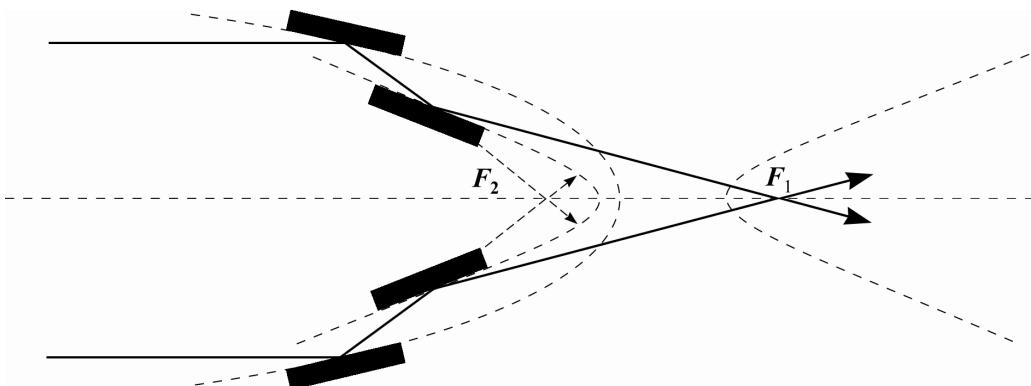
*Рис. 1.1. Фокусировка рентгеновского излучения зеркалами скользящего падения.*



а) Схема с параболоидом вращения;



б) Схема объектива Вольтера I-го типа с параболоидом и гиперболоидом;



в) Схема объектива Вольтера II-го типа.

Рис. 1.2. Рентгенооптические системы Вольтера.

для изучения различных космических источников рентгеновского излучения [7].

Системы, построенные на схемах Вольтера, используются на спутниках и космических аппаратах для различных экспериментов по исследованию космоса. Кроме того, значительная часть экспериментов с использованием рентгеновского излучения проводится сейчас на синхротронных источниках. Практически, ни один источник синхротронного излучения не обходится сегодня без зеркальных рентгенооптических элементов. В каналах синхротронов могут находиться сразу несколько отражающих поверхностей, предназначенных для фокусировки и управления падающим излучением.

Ввод в эксплуатацию источников синхротронного излучения третьего поколения, таких как ESRF (European Synchrotron Radiation Facility, Франция), Spring-8 (Япония), обладающих мощными, высокоэнергетическими пучками с высокой степенью пространственной когерентности привел к тому, что любые дефекты и неоднородности в оптических элементах скользящего падения приводят к сильным пространственным модуляциям пучка – спеклам. Требования к качеству оптики скользящего падения становятся настолько высоки, что технология их изготовления на данное время находится на пределе своих возможностей.

Прогресс в области изготовления гладких поверхностей привел к тому, что на данное время возможно получение поверхностей с шероховатостью, не превышающей нескольких ангстремов [8]. Проблема состоит в том, что при такой микрошероховатости вся поверхность обладает большой макрошероховатостью и чувствительность измерения шероховатости на больших поверхностях оказывается недостаточной [9].

Сейчас создаются новые методики измерения качества поверхности, позволяющие совместить контроль поверхности большой площади с

высокой точностью измерения шероховатости, основанные на топографии поверхности в когерентном рентгеновском излучении. Эти методики получили название “Рентгеновская топография поверхности в когерентном излучении” [10-11].

К недостаткам рентгенооптических элементов скользящего падения можно отнести сложность изготовления таких элементов. Создание зеркал, обладающих большой апертурой и определенной формой поверхности, является очень трудоемким и дорогостоящим процессом.

Хотя углы скользящего падения выгодно отличаются высоким коэффициентом отражения, а, следовательно, и малым поглощением излучения, использование таких элементов в мощных пучках синхротронного излучения предъявляет дополнительные требования, связанные с сохранением исходных оптических характеристик поверхностей большой площади при термическом и радиационном воздействиях. Следствием этого является создание специальных систем охлаждения данных элементов, поиск и применение специальных покрытий, что еще более усложняет создание рентгенооптических зеркал скользящего падения.

## 1.2 Френелевские зонные пластинки

Фокусирующие свойства зонных пластинок известны с 1875 года. В 1952 г. Баэз предложил использовать френелевские зонные пластинки для фокусировки рентгеновского излучения.

Френелевские зонные пластинки представляют собой концентрические дифракционные решетки с увеличивающейся по квадратичному закону по мере возрастания радиуса плотностью штрихов. На Рис. 1.3 продемонстрирована схема формирования зон Френеля. Амплитуда сферического волнового фронта, распространяющегося от

точечного источника, расположенного в точке  $P$ , описывается выражением:

$$\frac{\exp(ikR)}{R}, \quad (1.1)$$

где  $R$  – расстояние до источника (т.  $P$ );  $k=2\pi/\lambda$  – волновое число.

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  $P'$  находится путем суммирования возмущений от всех точек волнового фронта, фаза которых в точке  $P'$  определяется величиной оптического пути от волнового фронта до точки  $P'$ . Если два сигнала от волнового фронта до точки  $P'$  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 противофазе (т.е. взаимно уничтожатся).

Можно представить волновой фронт как бы разделенным на множество френелевских (полупериодных) зон сферами с центрами в точке  $P'$  и с радиусами, различающимися на  $\lambda/2$ . Соседние зоны пропускают излучение с противоположными знаками фаз, и суммарное возмущение дает распространение сферической волны в 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  $(R + R')$  не должно быть обязательно равно целому числу длин волн. На Рис. 1.3 это отражается введением добавки  $\delta$ , соответствующей произвольной фазе.

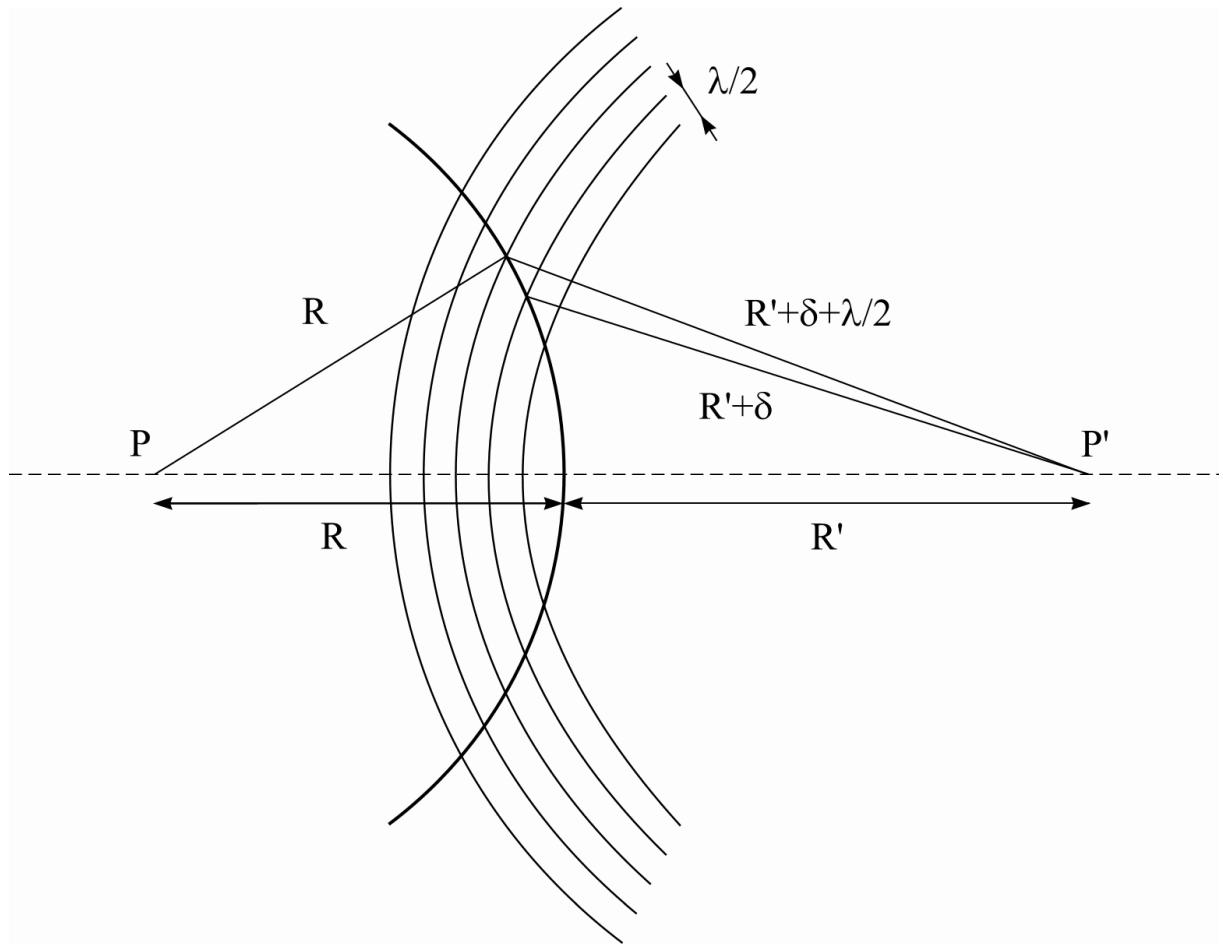


Рис. 1.3. Схема формирования зон Френеля.

Зонная пластинка как оптический элемент может быть представлена путем проецирования описанной картины на плоскость, перпендикулярную оптической оси  $P - P'$ . Получающиеся на этой плоскости зоны имеют примерно одинаковые площади (за исключением центральной, если  $\delta$  не равно нулю или  $\lambda/2$ ). Закрытые через одну области образуют дифракционную структуру зонной пластинки Френеля, где зону составляет каждая пара открытой и закрытой областей.

По характеру модуляции излучения теоретически различают амплитудные, фазовые и амплитудно-фазовые зонные пластинки Френеля. Если четные или нечетные зоны закрыты непрозрачным для излучения материалом, то зонные пластинки называют амплитудными. Если поглощение в зонах отсутствует, а происходит сдвиг фазы на  $\pi$  между волнами, прошедшими через соседние зоны Френеля, то такую зонную пластинку называют фазовой. В промежуточном случае, характерном для зонных пластинок “на просвет”, происходит одновременно и частичное поглощение излучения в веществе закрытых зон, и фазовый сдвиг – такие зонные пластинки называют амплитудно-фазовыми.

Реально же для рентгеновского излучения все зонные пластинки Френеля являются амплитудно-фазовыми, поскольку используются только в схемах “на просвет”. Для случая амплитудных зонных пластинок при использовании мощного источника излучение проходит сквозь непрозрачный материал закрытых зон, и, соответственно, изменяется его фаза, а создание необходимой толщины материала связано с технологическими трудностями. В случае фазовых зонных пластинок – для рентгеновского излучения не существует абсолютно непоглощающего материала.

Теоретически идеальную фазовую модуляцию осуществляет так называемая киноформная зонная пластинка или линза, которая не просто

производит сдвиг фазы в соседних зонах на постоянную величину, а выполняет непрерывное преобразование падающего плоского волнового фронта в сферический, сходящийся в точку фокуса. Одним из приближений к киноформной зонной пластинке является многоуровневые зонные пластинки, со ступенчатым рельефом, аппроксимирующим профиль киноформной линзы.

### **1.2.1 Амплитудные зонные пластинки Френеля**

Так как зонные пластинки представляют собой дифракционные решетки с переменным периодом, то, соответственно, при взаимодействии с падающим излучением возникают порядки дифракции. Но в отличие от решеток с равномерным периодом, они располагаются вдоль оптической оси, то есть зонные пластинки обладают фокусами различных порядков, эффективность дифракции в которые определяется профилем зон.

Обычно амплитудные зонные пластинки имеют прямоугольный профиль зон. В фокальной плоскости сфокусированная волна комбинируется с волнами, дифрагированными в другие порядки. При этом достаточно велика доля недифрагированного излучения (то есть нулевой порядок дифракции), что приводит к снижению контраста фокального пятна.

При изменении ступенчатой функции пропускания амплитудной зонной пластинки на синусоидальную [12] можно устраниТЬ вклад высших порядков дифракции в фоновую интенсивность в фокусе первого порядка. Такие зонные пластинки получили название интерференционных или “габоровских”. Кроме фокуса первого порядка они имеют первый мнимый или фокус минус первого порядка. Интенсивность  $I(0)$  в фокальной точке определяется выражением:

$$I(0) = \frac{I_0 N^2 \pi^2}{16}, \quad (1.2)$$

где  $N$  – количество зон;  $I_0$  – интенсивность излучения от точечного источника, что составляет  $1/16$  от падающего излучения. Эффективность недифрагированного излучения составляет  $1/4$ , для первого мнимого порядка –  $1/16$ , а остальные порядки –  $5/8$  падающего излучения – поглощаются.

Амплитудные зонные пластинки обладают высоким пространственным разрешением и хорошими aberrационными свойствами (отсутствие дисторсии поля). Однако их эффективность и светосила далеки от идеальных.

Дифракционная картина в фокальной плоскости кольцевой зонной пластинки Френеля для числа зон  $N > 100$  при плоской падающей волне практически совпадает с распределением Эйри [5]:

$$I(x) = I(0) \left( \frac{J_1(x)}{x} \right)^2, \quad (1.3)$$

где  $I(x)$  – распределение интенсивности в фокальной плоскости зонной пластинки;  $x$  – координата в фокальной плоскости;  $J_1(x)$  – функция Бесселя +1-го порядка;  $I(0)$  – интенсивность в точке фокуса. Пиковая интенсивность в фокусе при единичной интенсивности падающей плоской волны для амплитудной зонной пластинки равна

$$I(0) \cong N^2. \quad (1.4)$$

Эффективность дифракции определяется как отношение интенсивности излучения, дифрагированного в данный порядок  $m$ , к интенсивности падающего излучения:

$$\varepsilon_m = \frac{1}{m^2 \pi^2}. \quad (1.5)$$

Для зонных пластинок с амплитудной модуляцией излучения теоретически она достигает  $\cong 10\%$  ( $1/\pi^2$ ) [13], а для габоровских зонных пластинок еще меньше  $\cong 6.25\%$  ( $1/16$ ) в первом порядке дифракции [14].

Эффективность 0-го порядка дифракции составляет 25 %, а 50 % всей падающей энергии поглощаются в непрозрачных зонах.

Разрешение зонной пластинки можно оценить, используя критерий Рэлея. Полагая, что число зон достаточно велико и дифракционная картина в фокусе близка к распределению Эйри, получим, что разрешение равно:

$$\delta_m = 1.22 \frac{\Delta r_N}{m}, \quad (1.6)$$

где  $\Delta r_N$  – размер крайней зоны. Таким образом, разрешение зонной пластинки определяется размером крайней зоны и дифракционным порядком, а, следовательно, возможностью технологического процесса при их изготовлении (для интерференционных зонных пластинок – разрешающей способностью регистрирующей среды).

В ряде работ проблему повышения контраста решают с помощью непрозрачного экрана, помещенного в центре зонной пластинки [13], получая так называемую “аподизированную” зонную пластинку. Введение такого экрана позволяет снизить влияние нулевого порядка дифракции и повысить контраст изображения в фокальной плоскости, однако при этом резко падает интенсивность фокального пятна.

Проблему повышения интенсивности дифрагируемого излучения можно частично решить, используя составные зонные пластинки [5]. Идея составной зонной пластинки состоит в том, чтобы окружить центральную основную зонную пластинку с фокусом первого порядка дополнительными зонами, имеющими в третьем порядке то же фокусное расстояние. Увеличивается апертура зонной пластинки, а, соответственно, и количество излучения, собираемого зонной пластинкой в фокальное пятно. В принципе, можно продолжить окружать зонами и пятого, седьмого и высших порядков, но их вклад в общую фокусирующую энергию уменьшается пропорционально и возрастает уровень фона, что негативно сказывается на общей картине фокального изображения.

### 1.2.2 Фазовые зонные пластиинки Френеля

Рассмотренные свойства амплитудных зонных пластиинок из поглощающего материала обладают существенным недостатком – эффективность дифракции теоретически не превышает  $1/\pi^2$  (а для габоровских зонных пластиинок  $1/16$ ), и, кроме того, четверть падающего излучения не дифрагирует, что приводит к возникновению сильного фона в плоскости изображения.

Еще в 1888 году Рэлей предложил фазово-контрастные зонные пластиинки, а в 1898 году Вуд продемонстрировал преимущества пластиинок Рэлея перед амплитудными. В фазово-контрастной пластиинке Рэлея все зоны Френеля открыты и прозрачны для излучения. Эффект фокусировки достигается за счет сдвига фазы излучения на  $\pi$  в зонах разной четности, так что в фокусе интерферируют волны с одним и тем же знаком фазы.

Для кольцевой фазовой зонной пластиинки пищевая интенсивность в фокусе при единичной интенсивности падающей плоской волны равна [5]:

$$I(0) = 4 \sin^2\left(\frac{\Delta\phi}{2}\right) N^2, \quad (1.7)$$

где  $\Delta\phi$  – изменение фазы прошедшего излучения;  $N$  – количество зон.

Разрешение и aberrации Рэлеевских зонных пластиинок полностью аналогичны амплитудным, однако эффективность дифракции в первый порядок для чисто фазовых зонных пластиинок Френеля в четыре раза выше ( $4/\pi^2 \approx 40\%$ ), чем у амплитудных. При этом отсутствует нулевой порядок дифракции, дающий сильный фон в плоскости изображения. Однако, как отмечалось выше, не существует абсолютно непоглощающего материала для рентгеновского излучения, поэтому случай фазовых зонных пластиинок представляет чисто теоретический интерес. Кроме того, создание такого элемента с толщиной, обеспечивающей необходимый сдвиг фазы жесткого рентгеновского излучения с энергией выше 20 кэВ, является технологически невыполнимой на данное время задачей.

### **1.2.3 Амплитудно-фазовые зонные пластинки Френеля**

Амплитудно-фазовые зонные пластинки Френеля, или “свободновисящие” зонные пластинки, представляют собой набор зон Френеля, сформированный на тонкой мембране с полностью пропускающими прозрачными зонами (Рис. 1.4) [15]. Для удерживания зон в правильном положении применяется конструкция из ряда тонких осесимметричных радиальных опорных спиц, число и ширина которых выбираются из соображений механической прочности. Потери интенсивности на поддерживающих спицах обычно не превышают 20 %.

При создании зонных пластинок Френеля используются в основном две технологии – литографическая и “рулетная”. При использовании первой технологии сначала создается маскирующая зонная пластинка методом электронно-лучевой литографии. Затем, используя метод рентгеновской литографии [16], структура переносится в тонкий слой резиста, нанесенный на мембрану из нитрида кремния. После проявления резиста на мембрану электролитически осаждается слой никеля или золота. Авторы работы [16] изготовили и провели экспериментальное тестирование никелевой зонной пластинки с апертурой 60 мкм, фокусным расстоянием 20 см, шириной крайней зоны 0.5 мкм и толщиной никеля 3.1 мкм. В результате, при энергии рентгеновского излучения 8 кэВ была получена эффективность около 30 %, а измеренное разрешение зонной пластинки составило 3 мкм.

Недостатком такой технологии изготовления является технологическое ограничение минимального размера крайней зоны 0.5 – 0.2 мкм, что приводит к ограничению в разрешении и в небольшой апертуре рентгенооптического элемента при довольно больших фокусных расстояниях. Кроме того, сам процесс изготовления является достаточно сложным и трудоемким.

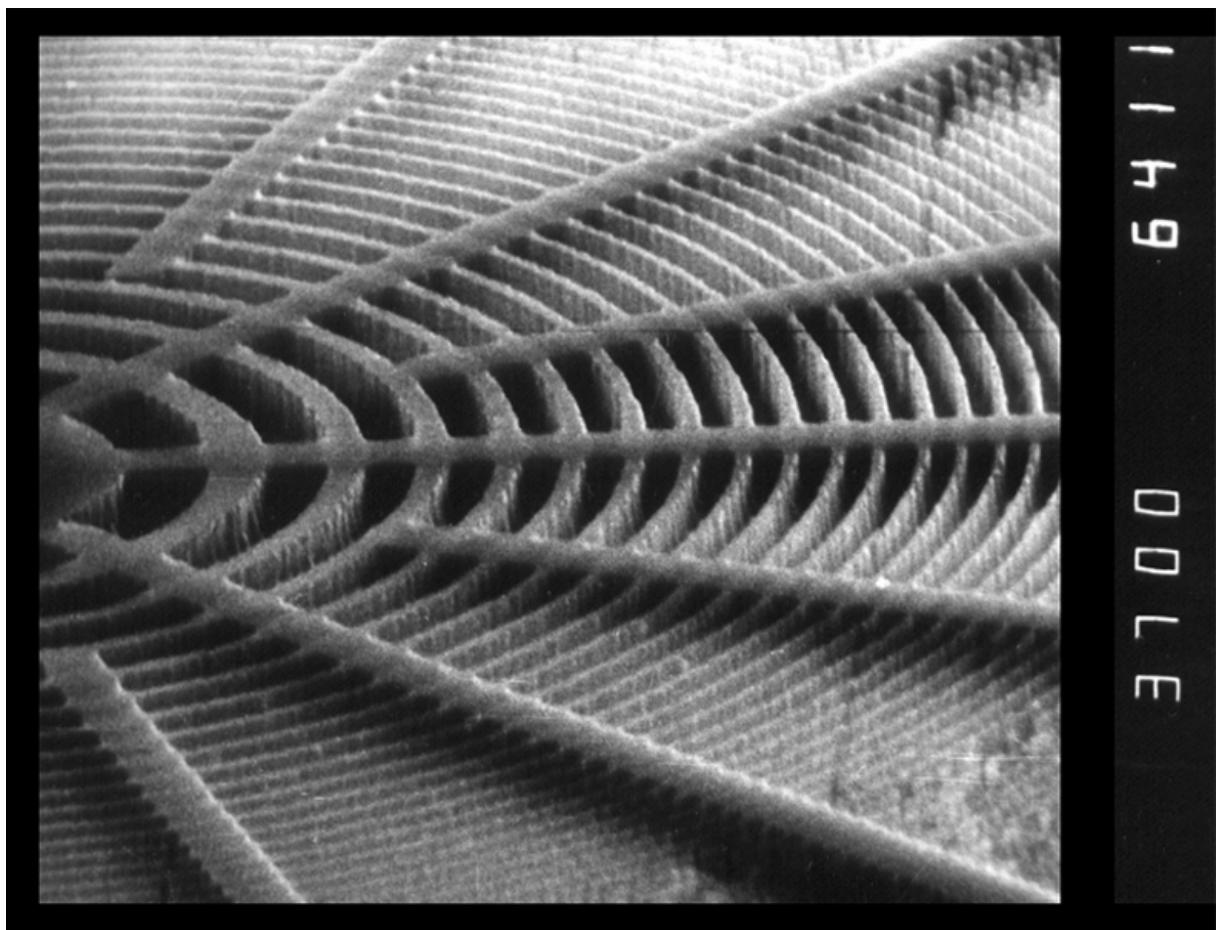


Рис. 1.4. Фрагмент свободновисящей кремниевой френелевской зонной пластинки.

Суть “рулетной” технологии заключается в том, что на вращающуюся проволоку последовательно напыляются слои с разными показателями преломления в жестком рентгеновском излучении, причем толщины этих слоев распределены по закону Френеля. После напыления от проволоки отрезается структура такой длины, чтобы разность фаз волн, прошедших через две соседние зоны составляла нечетное число  $\pi$ . Авторами [17] была изготовлена и исследована на источнике синхротронного излучения такая зонная пластинка, состоящая из 50 чередующихся слоев углерода и серебра, напыленных на золотую проволоку диаметром 50 мкм. Ширина крайней зоны составила 0.25 мкм при ширине первой зоны 0.4 мкм и общей толщине пластинки 40 мкм. Наилучший результат фокусировки, полученный с помощью такой зонной пластинки, составил 2.3 мкм при эффективности около 4 % и энергии падающего излучения, равной 8 кэВ.

К существенным недостаткам таких зонных элементов можно отнести наличие проволоки, экранирующей центральную часть зонной пластинки и низкую эффективность, связанную с большой толщиной элемента из-за трудности отреза тонкой пластинки от напыленной проволоки. Кроме того, практически невозможно получить ровный профиль зон при их изготовлении из-за использования процесса напыления.

Зонные пластинки Френеля имеют свои недостатки. Наряду с невысокой эффективностью фокусировки излучения и значительными технологическими трудностями создания зонных пластинок для жесткого рентгеновского излучения с энергией более 20 кэВ, они обладают низкой устойчивостью к механическим и радиационным воздействиям из-за малой толщины элемента.

#### 1.2.4 Многоуровневые зонные пластинки

Недавно были созданы многоуровневые зонные пластинки [18-19]. Они представляют собой сформированный на мембране  $\text{Si}_3\text{N}_4$  ступенчатый рельеф, аппроксимирующий профиль киноформной линзы. Этот рельеф осуществляет дискретную модуляцию фазы падающего излучения с уровнем градации, определяемым высотой одной ступеньки. В оптике видимого диапазона такая модуляция получила название "квантование фазы". В результате конструктивной или деструктивной интерференции частей падающего излучения, прошедших разные подзоны, и, соответственно, получивших различные фазовые сдвиги, появляются или подавляются порядки дифракции такой зонной пластинки. В общем случае  $J$  – уровней, разрешенными порядками дифракции являются порядки, удовлетворяющие соотношению

$$m = 1 - nJ, \quad (1.8)$$

где  $n=0; \pm 1; \pm 2; \pm 3\dots$  К примеру, у 4-х уровневой зонной пластинки имеются  $m=1, -3, +5, -7$  и т.д. порядки дифракции. Теоретически эффективность 1-го, или главного, фокуса фазовой многоуровневой зонной пластинки определяется выражением

$$c_1 = \left( \frac{\sin(\pi/J)}{\pi/J} \right)^2, \quad (1.9)$$

что дает для первых нескольких значений  $J$  следующие величины:

$$\text{2-х уровневая: } c_1 = 4/\pi^2 \approx 40\%$$

$$\text{4-х уровневая: } c_1 = 8/\pi^2 \approx 81\%$$

$$\text{6-ти уровневая: } c_1 = 9/\pi^2 \approx 91\%$$

$$\text{8-ми уровневая: } c_1 \cong 9.37/\pi^2 \approx 95\%.$$

Практически же [18-19] наличие поглощения не позволило исследователям приблизиться к этим значениям. Они сообщают о достигнутом значении эффективности фокусировки 55 % для 4-х уровневой зонной пластинки.

### **1.2.5 Зонная оптика скользящего падения**

Наилучшее приближение к чисто фазовой модуляции падающего излучения осуществляется зонной многоуровневая оптика скользящего падения, развивающаяся в ИПТМ РАН (Черноголовка, Россия) на протяжении последних лет [20-21].

Зонная пластинка скользящего падения представляет собой рельеф, сформированный на поверхности подложки, в соответствии с определенными выше границами зон Френеля. Высота рельефа выбирается такой, чтобы разность фаз между излучением отраженным от соседних зон была равной  $\pi$ . Благодаря эффекту полного внешнего отражения излучение практически не проникает вглубь подложки, чем и обеспечивается чисто фазовая модуляция падающего излучения. Если сформировать на поверхности подложки ступенчатый рельеф, то получится многоуровневая зонная пластинка. Эффективность фокусировки рентгеновского излучения с энергией 8.05 кэВ, полученная с помощью четырехуровневой зонной пластинки скользящего падения, составила 75 %, при теоретическом значении 81 %. В тех же условиях шестиуровневая зонная пластинка позволила сфокусировать рентгеновское излучение с эффективностью 85 % (теоретический предел – 91%) [21]. При помощи данной оптики также успешно была осуществлена двумерная фокусировка рентгеновского излучения в схеме Киркпатрика-Баэза [20].

Пространственное разрешение многоуровневых зонных пластинок определяется апертурой оптического элемента, но при этом оно будет уступать разрешению стандартных (2-х уровневых или бинарных) зонных пластинок. Апертура бинарных зонных пластинок ограничивается минимальным размером последней зоны, который можно создать с помощью используемой технологии. В случае многоуровневых зонных пластинок это ограничение накладывается на размер последней подзоны.

Вся же зона, состоящая из нескольких подзон, будет больше, чем в случае бинарной зонной пластинки.

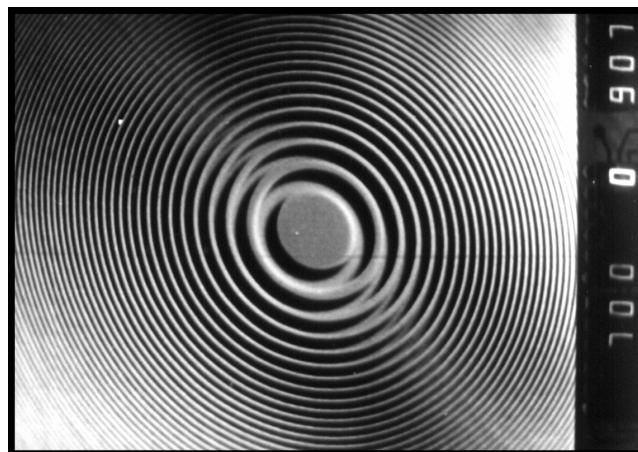
На сегодняшний день возможности технологии позволяют создавать зонные пластинки для мягкого рентгеновского излучения с размером последней зоны, а, следовательно, и разрешением, около 20 нм [22]. Однако для рентгеновского излучения с более высокой энергией минимально возможный размер зоны увеличивается, а для зонных пластинок скользящего падения углы, при которых возможно осуществление фокусировки, становятся слишком малы. Более предпочтительным в данном диапазоне энергий является использование элементов брэгг-френелевской и преломляющей оптики, описание которых посвящены следующие разделы.

### 1.3 Брэгг-френелевская оптика

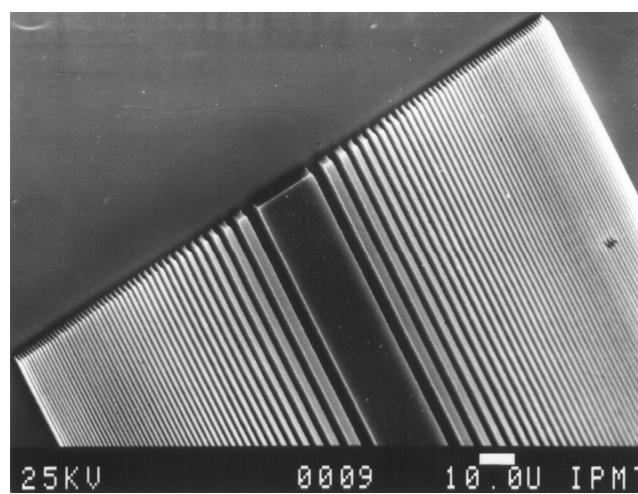
В начале 80-х было предложено совместить дифракцию рентгеновского излучения на кристаллической решетке, обеспечивающей сильное брэгговское отражение, с дифракцией на топологическом рельефе, соответствующем зонам Френеля [23].

Этот класс фокусирующих рентгенооптических элементов получил название брэгг-френелевских линз (БФЛ).

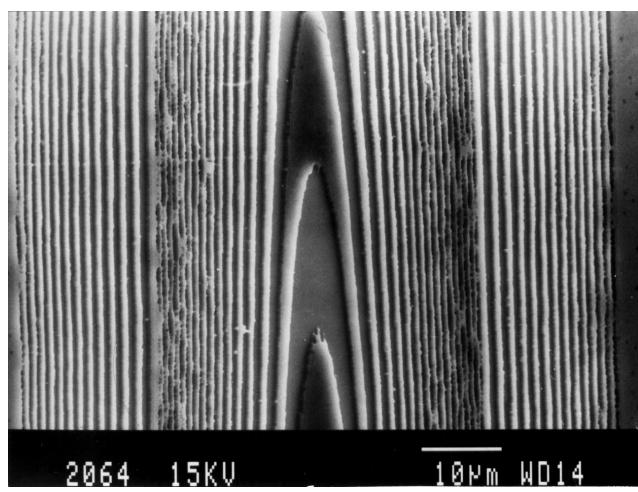
На данное время существуют БФЛ, изготовленные на кристаллических подложках и на подложках из многослойных рентгеновских зеркал. Линейные БФЛ (Рис. 1.5б) являются частным случаем кольцевых БФЛ (Рис. 1.5а), в отличие от которых имеют линейную структуру зон и соответственно, линейный фокус. Кроме того, существуют эллиптические БФЛ (Рис. 1.5в), состоящие из ряда образующих границы зон эллипсов с одинаковым эксцентриситетом.



а) кольцевая;



б) – линейная;



в) – эллиптическая (1–й и 3–й порядок).

Рис. 1.5. Фотографии брэгг-френелевских линз.

### 1.3.1 Брэгг-френелевская кристаллооптика

Теоретические работы [23-25] о формировании трехмерных зон Френеля легли в основу создания нового типа рентгеновской оптики – брэгг-френелевских оптических элементов. Первое сообщение об использовании линейных БФЛ, изготовленных на подложке из монокристаллического кремния было сделано в работе [26].

Если на прямоугольную ступеньку высотой  $h$ , созданную на поверхности совершенного монокристалла под углом Брэгга падает плоская монохроматическая рентгеновская волна, то разность хода между лучами, отраженными от дна и вершины ступеньки равна  $2h\sin\theta$ , где угол, равный  $(90^\circ - \theta)$ , является углом падения рентгеновской волны. С учетом эффекта преломления сдвиг фазы между волнами, отраженными, соответственно, от дна и вершины ступеньки равен [27]:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi|\chi_0|h}{\lambda \sin\theta_B}, \quad (1.10)$$

где  $\chi_0$  – коэффициент Фурье-разложения поляризуемости кристалла;  $\lambda$  – длина волны рентгеновского излучения;  $\theta_B$  – угол Брэгга. Тогда высота рельефа поверхности, обеспечивающая сдвиг фазы, равный  $\pi$ , определяется, как

$$h_\pi = \frac{\lambda \sin\theta_B}{2|\chi_0|}. \quad (1.11)$$

Создавая рельеф поверхности кристалла в виде протравленных зон прямоугольного профиля, распределенных по закону Френеля с такой высотой рельефа  $h_\pi$ , можно получить структуру, аналогичную чисто фазовой зонной пластинке Френеля.

Учитывая, что отношение  $\frac{|\chi_0|}{\lambda^2} = const$ , можно записать:

$$h_\pi = \frac{\lambda^2 \sin \theta_B}{2|\chi_0|\lambda} = const \frac{\sin \theta_B}{\lambda}. \quad (1.12)$$

Для каждого отражения отношение  $\frac{\sin \theta_B}{\lambda}$  является константой.

Таким образом, получается, что для каждого конкретного отражения фазовый сдвиг не зависит от длины волны. Это дает возможность создавать чисто фазовые зонные пластиинки. Кроме того, использование монокристаллической подложки приводит к тому, что БФЛ в результате совмещает в себе два оптических элемента – френелевскую фазовую зонную пластинку и монохроматор.

В настоящее время в брэгг-френелевской кристаллооптике реализованы два основных типа БФЛ – линейные и кольцевые. Линейные БФЛ представляют собой аналог цилиндрических линз в оптике видимого света и имеют линейный фокус. Они используются в сагиттальной геометрии, когда проекция вектора дифракции параллельна оси симметрии линзы. С помощью такой линейной БФЛ [28] была получена фокальная линия субмикронного размера – 0.8 мкм при эффективности фокусировки, равной 35 % (что является хорошим результатом при максимальной теоретической эффективности  $\approx 40\%$ ), используя излучение с длиной волны 0.085 нм.

Кольцевые БФЛ являются аналогом сферических линз в оптике видимого диапазона. Они используются в схеме обратного рассеяния, когда отличие угла Брэгга от  $90^\circ$  составляет несколько градусов. Кольцевые фазовые БФЛ на кристаллах широко используются в различных приложениях. С их помощью было получено изображение ондуляторного источника на синхротроне ESRF (Гренобль, Франция) [29], создан субмикронный микрозонд для флуоресцентного рентгеновского анализа [30], проводятся исследования по микротомографии [31].

Существующая технология позволяет изготавливать БФЛ на подложках из монокристаллического кремния [32] и германия [33]. Процесс изготовления БФЛ состоит из подготовки монокристаллической подложки; нанесения слоя электронного резиста с последующим формированием в нем структуры БФЛ; процесса создания защитной маски; процесса реактивно-ионного травления для переноса созданной структуры БФЛ в подложку. Преимущество германиевых БФЛ заключается в меньшей высоте рельефа, обеспечивающего сдвиг фазы на  $\pi$ , что облегчает технологический процесс их создания [33].

### **1.3.2 Брэгг-френелевские линзы на многослойных рентгеновских зеркалах**

Через несколько лет после открытия рентгеновских лучей было высказано предположение, что синтетические материалы, состоящие из слоев с разными свойствами, можно использовать для создания дисперсионных элементов в мягком рентгеновском диапазоне излучения по аналогии с брэгговской дифракцией на природных кристаллах. При углах падения, превышающих угол полного внешнего отражения, коэффициент отражения по амплитуде не превышает  $10^{-2} - 10^{-3}$ . Соответственно, при синфазном отражении от  $10^2 - 10^3$  слоев теоретически можно получить коэффициент отражения  $\approx 1$ . Синтезированные многослойные зеркала работают именно по такому принципу.

Если многослойное зеркало состоит из двух материалов А и В (Рис. 1.6а) с соответствующими толщинами  $d_A$  и  $d_B$ , то период структуры перпендикулярно плоскости слоев равен  $d = d_A + d_B$ . Рентгеновское излучение с длиной волны  $\lambda$ , падающее под углом  $\theta$ , будет рассеиваться каждым слоем атомов. Синфазность отражения наблюдается при брэгговских условиях:

$$m\lambda = 2d \sin \theta_m, \quad (1.13)$$

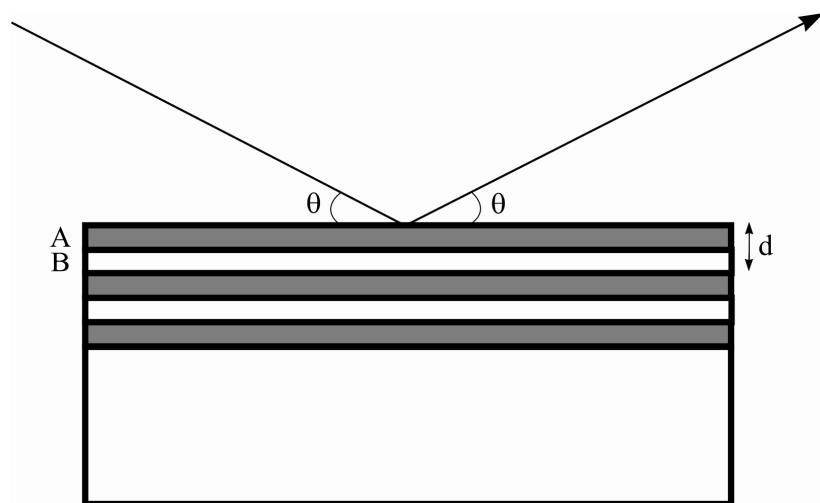
где  $m$  – порядок дифракции. В зависимости от соотношений оптических свойств материалов А и В, а, следовательно, и их толщины, можно выделить два основных типа многослойных зеркал – сочетание тонкого слоя тяжелого металла и “прозрачной” углеродной прослойки, например  $W$  и  $C$  (Рис. 1.6б), или сочетание двух сравнительно легких материалов с близкими свойствами, например  $Ni$  и  $C$  (Рис. 1.6в). Теория дифракции на многослойных покрытиях была развита в работах [34-37].

Первые положительные результаты были достигнуты в 1940 году. Периодическая структура, состоящая из напыленных слоев меди и золота с периодом 10 нм, позволила наблюдать дифракцию излучения  $MoK_{\alpha}$  ( $\lambda = 0.071$  нм). Однако стабильность полученной многослойной структуры оказалась неудовлетворительной. Через месяц дифракционная эффективность упала до нуля из-за взаимной диффузии металлов. Выбор материалов для создания многослойных зеркал определяет их эффективность и долговечность. Стабильными структурами считаются  $W-C$ ,  $V-C$ ,  $Ti-C$ ,  $Ni-C$ ,  $Fe-C$  [36]. Для области вакуумного ультрафиолета –  $W-Re/C$ ,  $W-Re/Si$ ,  $Al-Si$ .

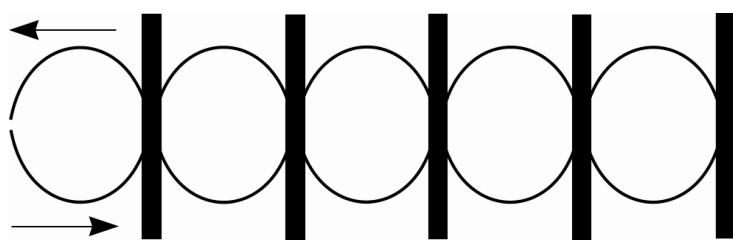
Традиционные методы изготовления многослойных зеркал – электронно-лучевое распыление [38], магнетронное напыление [36]. В последнее время развивается метод лазерного напыления многослойных структур, позволяющий формировать наиболее качественные слои материалов с хорошо воспроизводимой толщиной [39].

Многослойные зеркала нашли широкое применение в качестве спектральных и фокусирующих элементов в рентгенооптике [40], в том числе и в брэгг-френелевской оптике. В работе [41] появилось сообщение о создании брэгг-френелевской линзы на подложке из многослойного зеркала. В работах [42-43] это направление получило дальнейшее развитие.

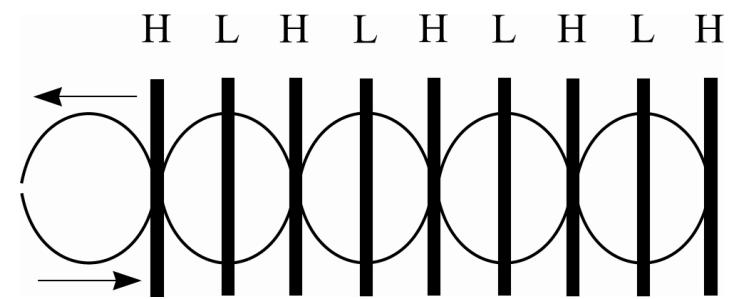
Наиболее распространены на данное время эллиптические брэгг-френелевские многослойные линзы (БФМЛ) [44]. Обладающие



а) Схема многослойного интерференционного зеркала.



б) Чередование сильноглощающих слоев с прозрачными.



в) Чередование “легких” материалов разной толщины с близкими оптическими константами.

*Рис. 1.6. Многослойные интерференционные зеркала.*

субмикронным размером фокального пятна, они в основном используются в качестве рентгеновских микрозондов для рентгеновского флуоресцентного анализа [45] и экспериментов по микродифракции [46].

Наряду с очевидными преимуществами, элементы брэгг-френелевской оптики обладают некоторыми недостатками. В первую очередь это сложность изготовления данных элементов, требующая использования процесса электронно-лучевой литографии, определяющего пространственное разрешение БФЛ и БФМЛ. Кроме того, необходима хорошо отработанная методика травления [47], а для создания БФМЛ необходима и технология напыления многослойных покрытий.

Кроме того, элементы брэгг-френелевской оптики имеют малую апертуру, что сказывается на количестве излучения, собираемого данными элементами. Для решения этой проблемы, аналогично френелевским зонным пластинкам, используют методику увеличения апертуры элемента, при которой центральная основная зонная пластина с фокусом первого порядка окружена дополнительными зонами, имеющими в третьем и пятом порядке дифракции то же фокусное расстояние [46].

## 1.4 Преломляющая оптика

С момента открытия рентгеновских лучей и первых попыток произвести их фокусировку, многие пытались адаптировать методы, применяемые в оптике видимого диапазона, к рентгеновскому излучению. В частности это касалось оптики преломления. До недавнего времени такие попытки не приносили результатов, поскольку коэффициент преломления для рентгеновских лучей отличается от единицы всего на  $10^{-5}$  –  $10^{-6}$  и велико поглощение излучения в материале. В результате преломляющие линзы были признаны неосуществимыми.

С появлением высокоэнергетических источников синхротронного излучения, таких как ESRF (Франция), Spring-8 (Япония), усилился интерес к рентгеновскому излучению в диапазоне энергий от 20 до 100 кэВ, и вновь встал вопрос о создании преломляющей оптики. В работах [48-50] активно обсуждались и анализировались возможности создания таких элементов, и было предложено изготовить сферические преломляющие линзы в материале с малым атомным номером.

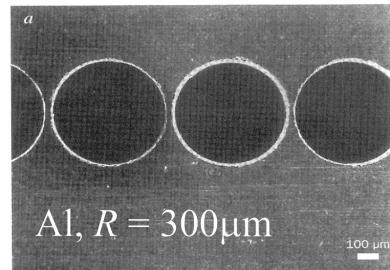
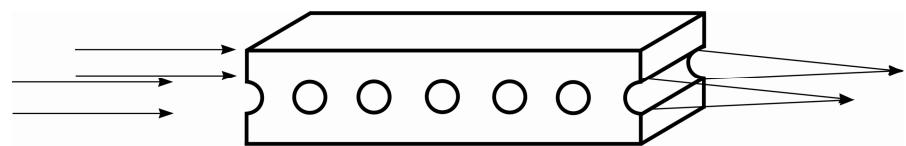
В итоге было найдено простое и эффективное решение создания элементов преломляющей оптики [51]. Изготовленная составная преломляющая линза (СПЛ) представляла собой 30 близко расположенных в ряд отверстий радиусом 0.3 мм, просверленных в алюминиевом блоке (Рис. 1.7а). Каждое отверстие является одиночной линзой с линейным фокусом и фокусным расстоянием, равным:

$$F = \frac{R}{2\delta}, \quad (1.14)$$

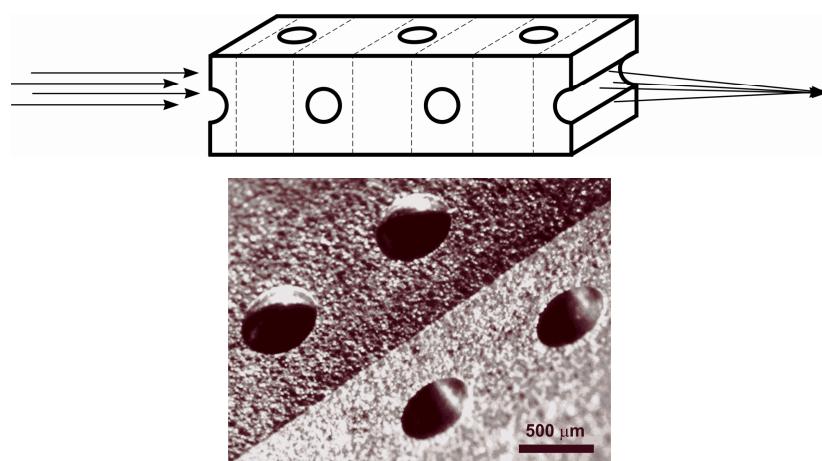
где  $R$  – радиус отверстия, а  $\delta$  – коэффициент преломления. Однако для набора линз отношение апертуры к общей длине мало, что не позволяет рассматривать данную составную линзу тонкой. Было показано [52], что приближение тонкой линзы справедливо для данной толстой СПЛ при условии, что длина линзы  $L$  много меньше ее фокусного расстояния  $F$ . Таким образом, с учетом количества одиночных линз  $N$ , фокусное расстояние составной преломляющей линзы, измеряемое от ее середины, равно:

$$F = \frac{R}{2N\delta} + \frac{L}{6}. \quad (1.15)$$

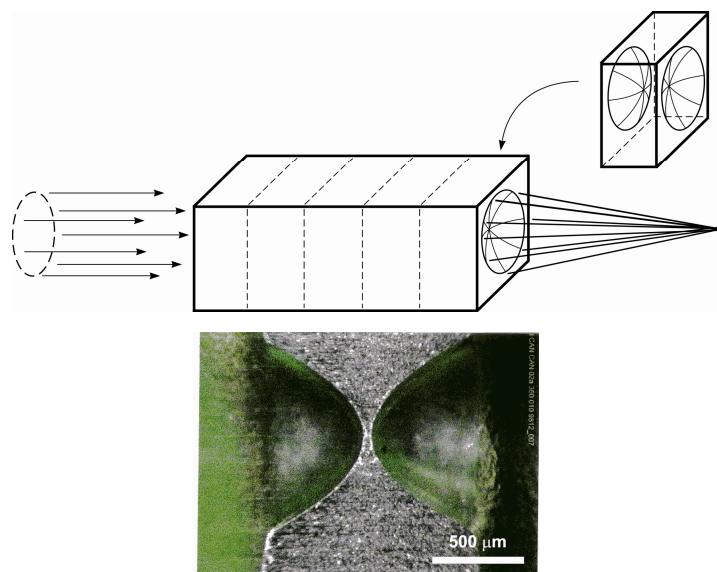
Созданная линза, обладающая линейным фокусом, была успешно протестирована на энергии 14 кэВ и при фокусном расстоянии 1.8 м ширина фокальной линии составила 8 мкм.



а) алюминиевая СПЛ для одномерной фокусировки;



б) бериллиевая СПЛ для двумерной фокусировки;



в) параболическая составная преломляющая линза.

*Рис. 1.7. Составные преломляющие линзы.*

В дальнейшем такие СПЛ продолжали совершенствоваться. В работе [53] было предложено использовать два ряда по 100 отверстий, расположенных в одну линию. Ориентация отверстий чередовалась так, чтобы ось каждого следующего отверстия была перпендикулярна предыдущему (Рис. 1.7б). Таким образом, удалось получить двумерную фокусировку падающего излучения. При апертуре отверстий, равной 0.25 мм, расстоянии между ними 50 мкм и общей длине СПЛ, равной 11 см, на энергии 30 кэВ было получено фокальное пятно размером  $8 \times 18$  мкм<sup>2</sup>.

В результате проведенных исследований [53] было определено, что для оптимальной фокусировки профиль линз, составляющих СПЛ, должен иметь вид параболоида вращения (Рис. 1.7в). Таким образом, определился следующий шаг в развитии и совершенствовании элементов фокусирующей преломляющей оптики. Им стало создание параболической составной преломляющей линзы [54].

С помощью такой линзы, имеющей апертуру составного элемента 1 мм, расстояние между элементами 20 мкм и фокусное расстояние 1 м при энергии падающего излучения 20 кэВ было получено изображение ондуляторного источника синхротронного рентгеновского излучения. Изображение имело вертикальный размер 1.6 мкм и размер по горизонтали 14 мкм. Так же был исследован тест-объект, представляющий собой золотую свободновисящую решетку с периодом 15 мкм, и получено его увеличенное в 2.3 раза изображение.

В последующие годы на основе данного подхода было разработано большое количество рентгенооптических элементов: линзы состоящие из двух пилообразных профилей, ориентированных под малым углом друг к другу таким образом, что суммарная толщина материала по ходу излучения имеет зависимость, приближенную к параболической [55];

линзы, образованные рядом пузырьков воздуха в капилляре, заполненном жидким клеем, который впоследствии отвердевает [56]; линзы, выполненные из пластика методом прессования, с двояковогнутой сферической формой поверхностей [57].

В последние годы был проведен ряд экспериментов по коллимации синхротронного излучения полимерными, бериллиевыми и алюминиевыми преломляющими линзами. Уменьшение угловой расходимости излучения позволяет с большей точностью проводить эксперименты требующие высокого спектрального и углового разрешения. По сравнению с дифракцией на асимметричных кристаллах, коллиматор на основе преломляющих линз имеет ряд преимуществ: он не увеличивает поперечное сечение пучка, не изменяет его направление, может использоваться в широком диапазоне энергий и прост в юстировке оптической схемы. С помощью данных линз удалось уменьшить расходимость излучения на синхротронном источнике Spring-8 (Япония) с 11 до 2.8 микrorадиан при энергиях излучения 14.4 и 18.5 кэВ [58,59]. Аналогичный эксперимент на источнике синхротронного излучения ESRF (Франция) продемонстрировал возможность уменьшения угловой расходимости с 14 до 1.7 микrorадиан при энергии излучения 14.4 кэВ [60].

СПЛ имеют некоторые преимущества по сравнению с другими типами рентгенооптических элементов. При использовании составных преломляющих линз можно легко изменять фокусное расстояние путем добавления или удаления нескольких составляющих элементов. Охлаждение таких линз осуществить значительно проще, чем френелевских зонных пластинок или зеркальных рентгенооптических элементов, что дает возможность применять их на высокоэнергетических источниках синхротронного рентгеновского излучения. СПЛ обладают

большой апертурой, легко юстируются в различных экспериментальных схемах и имеют компактные размеры.

Одним из недостатков таких рентгенооптических элементов является то, что эффективное применение СПЛ возможно только в жестком диапазоне рентгеновского излучения от 20 кэВ и выше. При использовании более мягкого излучения возрастает поглощение излучения материалом, что приводит к резкому снижению интенсивности фокусировки. К недостаткам можно отнести и большую шероховатость преломляющей поверхности, возникающую при формировании линз методами механической обработки, а также недостаточную радиационную устойчивость при использовании полимерных материалов для изготовления линз. Также возникает необходимость точной юстировки набора линз, для сохранения соосности отдельных элементов.

Использование технологий микроэлектроники и, в частности, хорошо развитых процессов микроструктурирования кремния позволит справиться с рядом трудностей, описанных выше, и создать новые виды оптических элементов для фокусировки жесткого рентгеновского излучения.

## **Выводы к главе 1**

Таким образом, в данной главе проведен обзор существующего положения в области рентгенооптических фокусирующих элементов. Анализ рассмотренных выше литературных данных показывает, что за последние годы достигнут значительный прогресс в исследовании и совершенствовании известных, а также в создании новых типов рентгенооптических элементов. Также показано наличие ряда трудностей при разработке и создании элементов, предназначенных для фокусировки жесткого рентгеновского излучения с субмикронным разрешением. Использование зеркал скользящего падения, зонных пластинок и брэгг-френелевских линз в данном диапазоне энергий ограничено как из-за уменьшения углов отражения излучения и, как следствие, уменьшения апертуры данных элементов, так и по технологическим причинам, обусловленным значительными трудностями при формировании зон с большим аспектным отношением. Поэтому разработка и исследование планарных параболических преломляющих линз и рентгенооптических схем на их основе необходимы для повышения эффективности методов исследования различных объектов с использованием рентгеновского излучения высоких энергий. И, наконец, надо подчеркнуть, что планарная преломляющая оптика формирует новое направление в системах формирования пучка. Благодаря простоте настройки, легкой подстройке под энергию, большой теплоустойчивости эти системы являются одним из лучших выборов для источников синхротронного излучения последнего поколения и, в будущем, лазеров на свободных электронах.

В связи с этим, в данной работе ставились следующие актуальные задачи:

- проанализировать и рассчитать топологии преломляющих профилей линз с заданными свойствами;

- изготовить первые образцы рентгенооптических элементов данного класса;
- экспериментально исследовать процессы фокусировки жесткого рентгеновского излучения планарными параболическими линзами и изучить рентгенооптические свойства данных элементов;
- провести экспериментальные исследования по коллимации синхротронного излучения планарными параболическими линзами.

## ГЛАВА 2

### ПРИНЦИПЫ ПРОЕКТИРОВАНИЯ ПЛАНАРНЫХ ПАРАБОЛИЧЕСКИХ ЛИНЗ И АНАЛИЗ ИХ СВОЙСТВ

Данная глава посвящена принципам проектирования планарных параболических линз и анализу их основных свойств.

Создание преломляющих рентгеновских фокусирующих элементов (РФЭ) является затруднительным ввиду крайне малой величины декремента показателя преломления  $\delta \approx 10^{-6}$ , что приводит к необходимости формировать преломляющие поверхности с радиусом кривизны порядка единиц микрон для достижения приемлемых фокусных расстояний [50]. Предложенный подход [51], основанный на последовательном действии набора линз, указал на новые возможности формирования преломляющих РФЭ [53-57]. Однако эффективное использование данных преломляющих линз ограничено рядом недостатков: неоптимальный профиль и большая шероховатость преломляющей поверхности при изготовлении линз механическим сверлением; недостаточная радиационная устойчивость при использовании полимерных материалов для изготовления линз; необходимость точной юстировки набора линз, для сохранения соосности отдельных элементов.

Предложенные планарные параболические линзы из кремния лишены указанных выше недостатков. При использовании планарных параболических линз с минимизированным поглощением и последующем переходе к описанным в [61] киноформным профилям, становится возможным значительно уменьшить поглощение данных линз. Применение современных методов структурирования кремния позволяет достичь высокой точности изготовления, а высокая радиационная устойчивость данных линз позволяет использовать их для фокусировки жесткого рентгеновского излучения на синхротронных источниках.

В настоящей главе рассмотрены принципы расчета топологий преломляющих профилей и основные свойства планарных параболических линз.

В разделе 2.1 рассмотрены принципы построения преломляющих профилей и возможные топологии планарных параболических линз.

В разделе 2.2 проведен учет свойств материалов и определены критерии их выбора.

В разделе 2.3 рассмотрено интегральное пропускание планарных параболических линз.

В разделе 2.4 рассмотрено влияние погрешностей изготовления на фокусирующие свойства линз.

В разделе 2.5 теоретически изучены спектральные характеристики планарных параболических линз с минимизированным поглощением.

В разделе 2.6 проведена оценка теплового режима для планарных преломляющих линз.

## 2.1 Расчет топологии преломляющих профилей планарных параболических линз

Рассмотрим фокусировку плоской монохроматической волны на преломляющем профиле в модели, учитывающей только изменения фазы проходящего излучения (поглощение отсутствует и излучение распространяется прямолинейно). При падении плоской волны на входную плоскость рентгеновского фокусирующего элемента необходимо рассмотреть возбуждаемые ею, согласно принципу Гюйгенса-Френеля, вторичные источники (Рис. 2.1). Для таких источников, расположенных в точках  $O$  и  $A$ , оптические пути от плоскости  $P$  до точки  $P'$  составят:

$$OP' = y + F, \quad (2.1)$$

$$AP' = yn + \sqrt{x^2 + F^2}, \quad (2.2)$$

где  $n = 1 - \delta$  – показатель преломления и, соответственно, отношение фазовых скоростей в вакууме и среде,  $\delta$  – декремент показателя преломления. Для получения фокусировки в точке  $P'$  оптические пути  $AP'$  и  $OP'$  должны быть равны, отсюда

$$y\delta = F \left( \sqrt{\frac{x^2}{F^2} + 1} - 1 \right). \quad (2.3)$$

В обычном приближении параксиальной оптики при  $x/F \ll 1$  ( $x/F \approx 10^{-3} - 10^{-4}$ ) после разложения в ряд Тейлора для преломляющего профиля  $Y(x)$  в первом приближении имеем

$$Y(x) = x^2 / 2F\delta = L_\pi x^2 / F\lambda, \quad (2.4)$$

где  $L_\pi = \lambda / 2\delta$  – толщина слоя, на которой происходит сдвиг фазы волны на  $\pi$ ,  $\lambda$  – длина волны излучения.

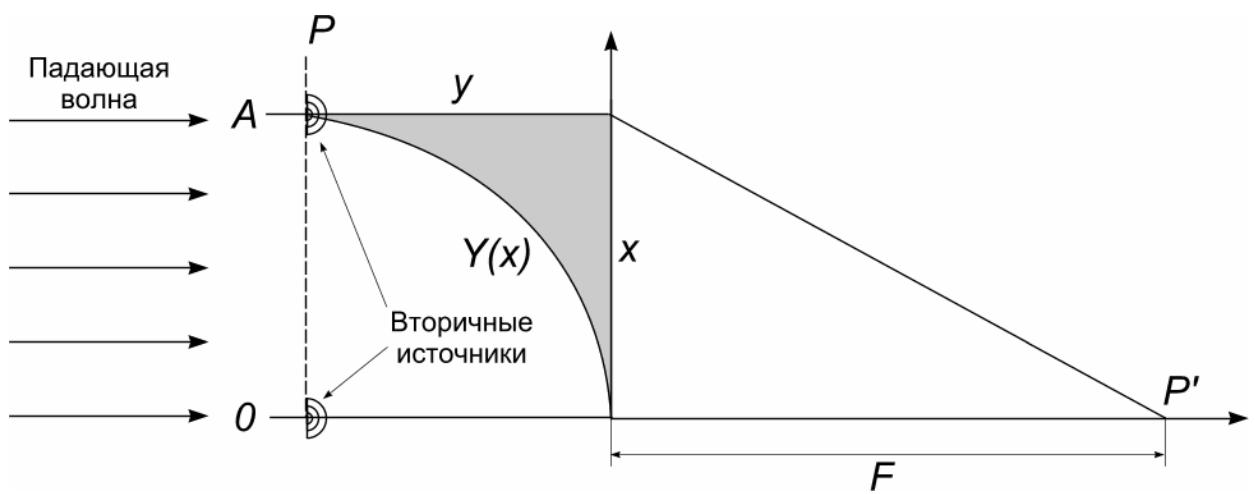


Рис. 2.1. Фокусировка плоской волны на преломляющем профиле.

Ранее [51] была показана возможность формирования составных линз, в которых большое число идентичных линз расположено вплотную друг к другу. Для такого набора линз фокусное расстояние, измеряемое от середины полученной составной линзы, составит

$$F_0 = \frac{F}{p} + \frac{L}{6}, \quad (2.5)$$

где  $F$  – фокусное расстояние единичной линзы,  $p$  – количество единичных линз,  $L$  – общая длина составной линзы.

Этот эффект мультипликативности набора линз был подтвержден детальным теоретическим анализом [52, 62] и широко применяется при создании устройств рентгеновской преломляющей оптики.

Возможные варианты топологии составных планарных параболических линз, имеющих одинаковые оптические параметры набора (апертура, фокусное расстояние) приведены на Рис. 2.2. Следует отметить, что топология, показанная на Рис. 2.2в является более устойчивой к искажениям профиля, возникающим в процессе изготовления линзы (см. Глава 2, раздел 2.1).

Следует указать, что эффективная апертура перечисленных выше составных преломляющих линз ограничена вследствие сильного поглощения излучения в их периферийной части. Увеличения эффективной апертуры параболической линзы можно добиться за счет процедуры удаления из линзы пассивных участков материала, в которых изменение фазы проходящей волны кратно  $2\pi$ . Представляется перспективной реализация преломляющих профилей с минимизированным поглощением, схема формирования которых приведена на Рис. 2.3.

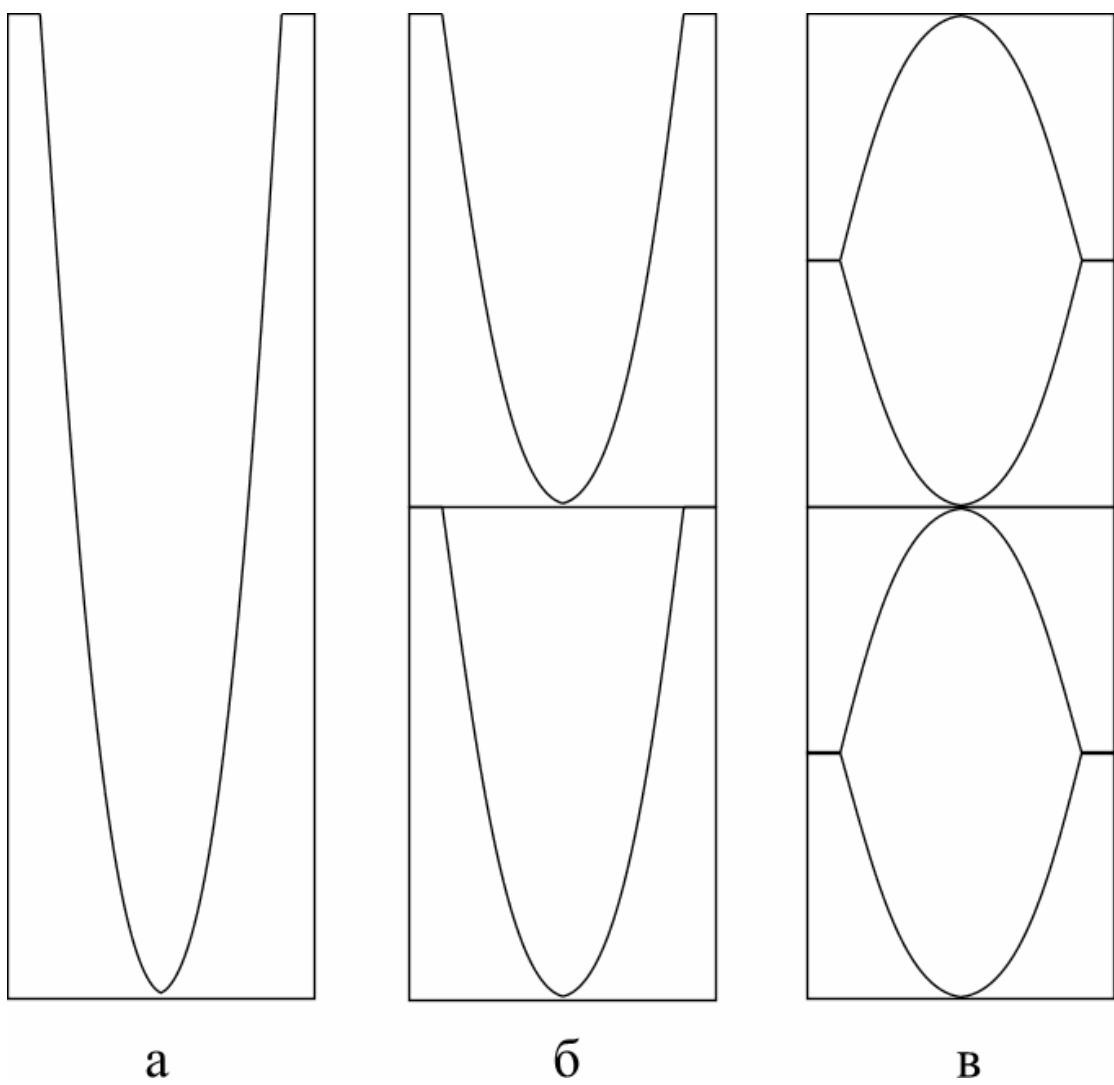


Рис. 2.2. Возможные топологии планарных параболических линз при одинаковых оптических параметрах (апертура, фокусное расстояние): а)  $p=1$ , б)  $p=2$ , в)  $p=4$ .

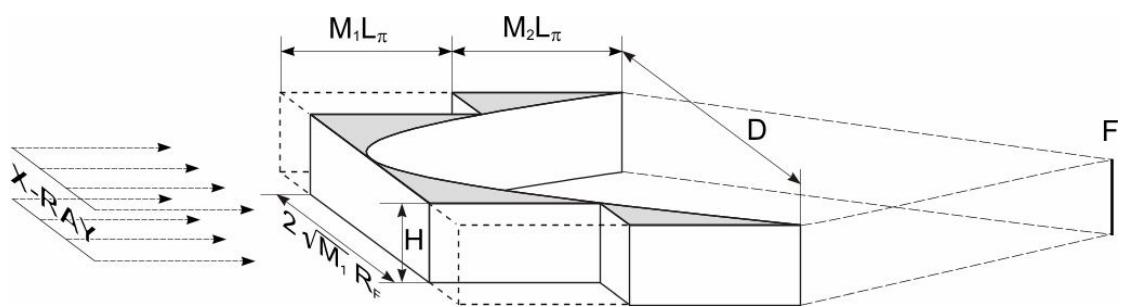


Рис. 2.3. Схема формирования планарных параболических линз с минимизированным поглощением.

После удаления пассивных участков такой элемент представляет собой набор параболических сегментов с четными числами сброса фазы ( $M_1$  и  $M_2$  на Рис. 2.3). Используя уравнение параболы (2.4) для размеров сегментов в направлении, перпендикулярном оптической оси, можно записать:

$$R_n = R_F (Mn)^{1/2}, \quad (2.6)$$

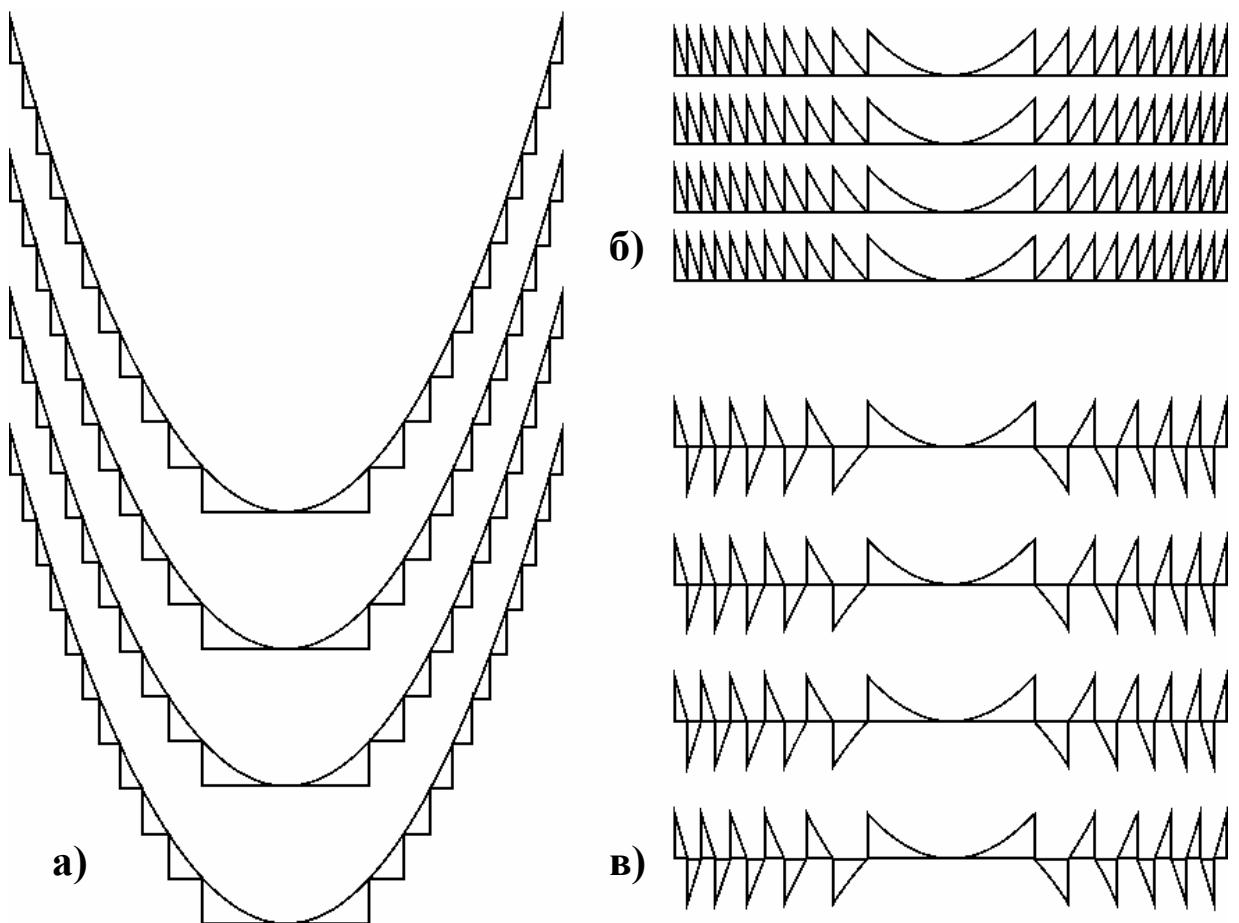
где  $M=2,4,6\dots$  – четное число сбросов фазы волны на краю сегмента,  $n$  – порядковый номер сегмента,  $R_F = (F\lambda)^{1/2}$ .

Полученные таким образом параболические профили могут быть заданы как

$$Y(x) = \frac{L_\pi x^2}{F\lambda} - ML_\pi \text{int}\left(\frac{x^2}{MF\lambda}\right), \quad (2.7)$$

где функция  $\text{int}(x)$  обозначает целую часть числа.

Следует подчеркнуть, что достоинством планарного расположения сегментов является возможность их неравномерной разбивки при вариации числа  $M$  и свободной компоновки на плоскости, не нарушающей фазовых соотношений, и таким образом переходу к киноформным профилям. Кроме того, также является возможным использование составных профилей, обеспечивающих уменьшение фокусного расстояния пропорционально числу единичных линз  $p$  в наборе (2.5). Примеры топологий составных преломляющих линз с минимизированным поглощением показаны на Рис. 2.4.



*Рис. 2.4. Возможные топологии планарных параболических линз с минимизированным поглощением при одинаковых оптических параметрах (апертура, фокусное расстояние).*

## 2.2 Учет свойств материалов и критерии их выбора

В качестве основных параметров, используемых для выбора фазосдвигающих материалов рентгеновских фокусирующих элементов, могут быть приняты значения  $N_0$  и  $L_\pi$ , соответствующие поглощению и преломлению рентгеновской волны в материале [50]. Учет поглощения волны в материале удобно проводить, введя характеристическое число  $N_0$ , удовлетворяющее соотношению:

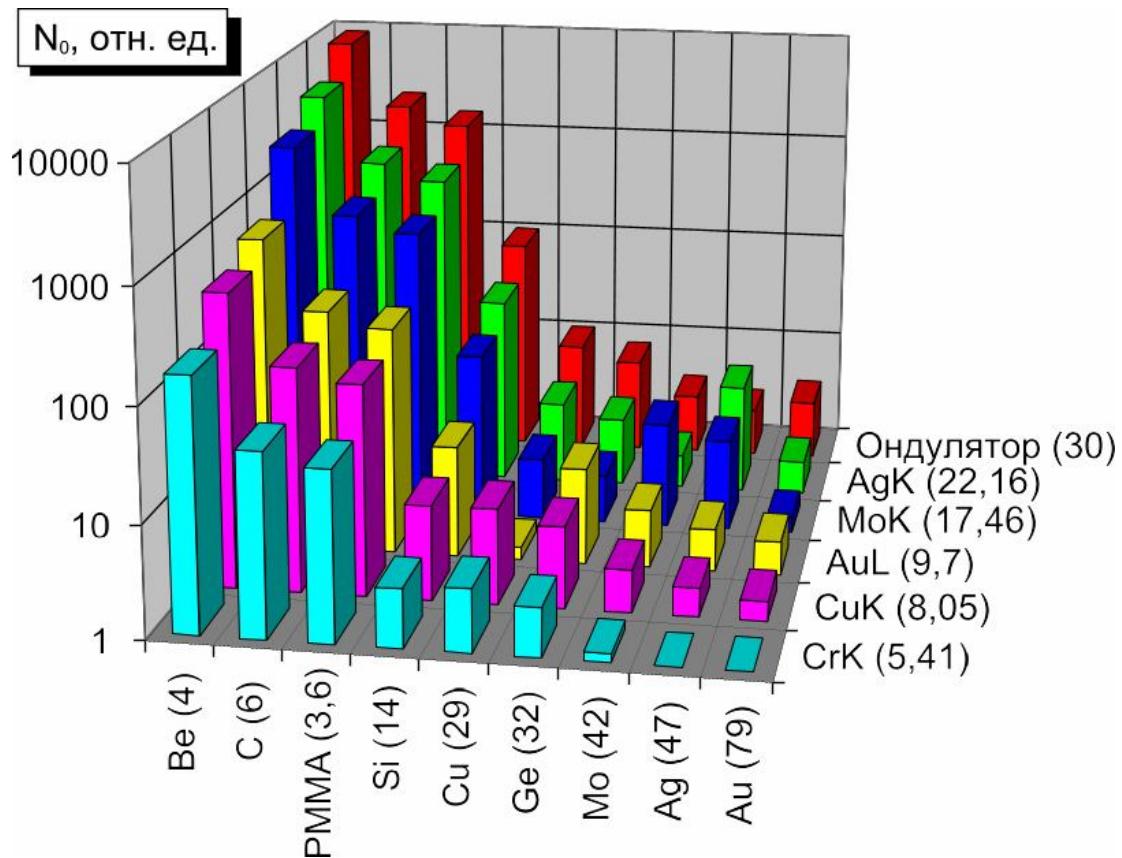
$$N_0 \mu L_\pi = 1, \quad (2.8)$$

где  $\mu = 4\pi\beta/\lambda$  – линейный коэффициент поглощения,  $L_\pi = \lambda/2\delta$  – длина сдвига фазы волны на  $\pi$ ,  $\lambda$  – длина волны излучения.

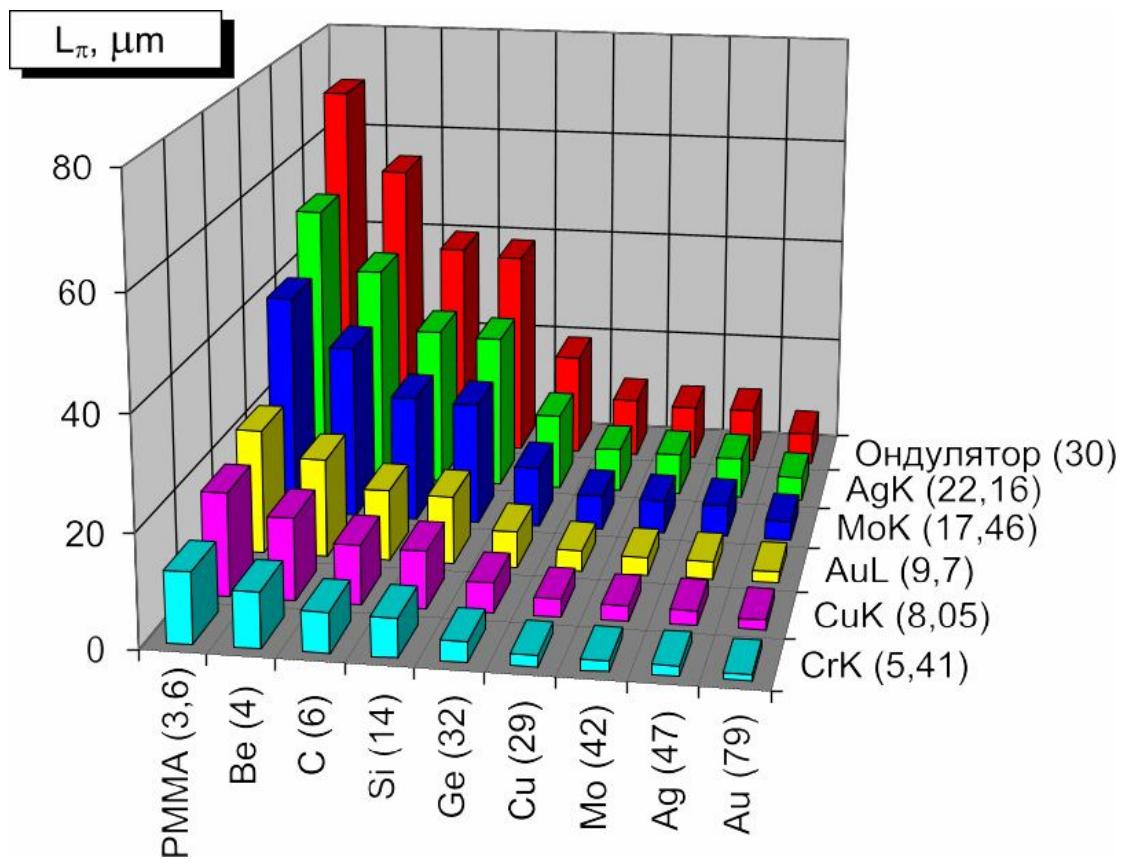
Величина  $N_0$ , определяемая через поглощение на длине  $L_\pi$  имеет достаточно простое выражение, записываемое через декременты показателя преломления и атомные факторы рассеяния  $f = f_1 + if_2$ :  $N_0 = \delta/(2\pi\beta) = f_1/2\pi f_2$ . Учет поглощения обычно проводят [61, 63] при введении параметра  $\chi = \beta/\delta$ , с которым  $N_0$  также имеет простую связь:  $N_0 = 1/(2\pi\chi)$ .

Амплитуда преломленной волны в точке фокусировки задается вкладами вторичных источников с учетом ослабления в материале. Показано [50], что фокусирующие свойства параболической линзы определяются ее толщиной и числом  $N_0$ .

Для определения оптимального материала для изготовления данных линз была составлена база данных, в которой указанные параметры рассчитаны по атомным факторам рассеяния в диапазоне энергий излучения до 30 кэВ для всех химических элементов и более чем 60 соединений. Проведенный анализ данных (Рис. 2.5, 2.6) показал, что наибольшие значения  $N_0 > 50 \div 100$  достигаются для веществ с атомным номером  $Z \leq 14$ . Для более тяжелых материалов наблюдаются



*Рис. 2.5. Гистограмма значений критического параметра  $N_0$  ряда материалов для набора характеристических энергий (кэВ) рентгеновских анодов и ондулятора. Для материалов в скобках приведен атомный номер.*



*Рис.2.6. Гистограмма значений длины сдвига фазы  $L_\pi$  ряда материалов для набора характеристических энергий (кэВ) рентгеновских анодов и ондулятора. Для материалов в скобках приведен атомный номер.*

характерные особенности в виде подъема значений до 10 на длинах волн, соответствующих окнам прозрачности вблизи края поглощения. Тем не менее, в целом они имеют существенно более низкие значения  $N_0$ . Приводимое сопоставление параметров указывает, что для преломляющих рентгеновских фокусирующих элементов пригоден сравнительно узкий набор материалов, в которых преломление превалирует над поглощением. Учитывая полученные данные, материалом для изготовления линз был выбран кремний, так как он удовлетворяет приведенным требованиям и для него наиболее хорошо развиты технологические процессы структурирования.

Проведенный анализ позволяет заключить, что для использования преломляющих рентгеновских фокусирующих элементов предпочтительным является диапазон энергий излучений выше 10 кэВ, а расчетные экстраполяции для энергий излучения выше 30 кэВ показывают дальнейший рост значений  $L_\pi$  и  $N_0$ . Таким образом, рассматриваемые рентгеновские фокусирующие элементы могут быть использованы в диапазоне жесткого излучения, где иные типы рентгеновских фокусирующих элементов имеют существенные ограничения.

### **2.3 Интегральное пропускание планарных параболических линз**

Одной из важных характеристик элементов преломляющей оптики является интегральное пропускание  $T$  [54, 64, 65, 66], которое определяет долю энергии падающего пучка, участвующую в формировании фокального пятна:

$$T = \frac{1}{A} \int_{-A/2}^{A/2} \exp(-\mu Y(x)) dx, \quad (2.9)$$

где  $A$  – апертура фокусирующего элемента,  $Y(x)$  – длина пути луча в материале,  $\mu$  – коэффициент линейного поглощения.

Для параболических профилей с минимизированным поглощением выражение для  $T$  может быть записано в следующем виде:

$$T = \frac{2}{A} \sum_{n=0}^N \exp(\mu L_\pi M n) \int_{x_n}^{x_{n+1}} \exp\left(-\frac{\mu L_\pi}{R_F^2} x^2\right) dx. \quad (2.10)$$

Учитывая, что  $\mu L_\pi M n = \frac{Mn}{N_0}$  и введя функцию  $erf(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z dx \exp(-x^2)$ , получим окончательно:

$$T = \frac{\sqrt{\pi N_0} R_F}{A} \sum_{n=0}^N \exp\left(\frac{Mn}{N_0}\right) \left[ erf\left(\sqrt{\frac{M(n+1)}{N_0}}\right) - erf\left(\sqrt{\frac{Mn}{N_0}}\right) \right]. \quad (2.11)$$

Для составных линз с числом единичных профилей  $p$  апертура  $A = 2R_F \sqrt{pMn}$  и (2.11) имеет следующий вид

$$T = \frac{\sqrt{\pi N_0}}{2\sqrt{pMn}} \sum_{n=0}^N \exp\left(\frac{pMn}{N_0}\right) \left[ erf\left(\sqrt{\frac{pM(n+1)}{N_0}}\right) - erf\left(\sqrt{\frac{pMn}{N_0}}\right) \right]. \quad (2.12)$$

Таким образом, величина  $T$  определяется параметрами преломляющего профиля – числом сброса фазы  $M$ , кратностью набора  $p$  и числом сегментов  $n$ . Свойства преломляющего материала заданы величиной  $N_0$ , в свою очередь зависящей от энергии. На Рис. 2.7 приведена расчетная зависимость  $T(E)$  для планарной параболической линзы и линзы с минимизированным поглощением с идентичными оптическими параметрами в диапазоне энергий от 8 до 30 кэВ.

Следует отметить, что при энергии  $E=8$  кэВ интегральное пропускание линзы с минимизированным поглощением составляет 30 %, что в 3 раза больше, чем для параболической линзы с идентичными параметрами (10 %), и превышает 90 % при энергиях, больших 17 кэВ (у параболической линзы – 30 %). Отсюда видно, что эффективное

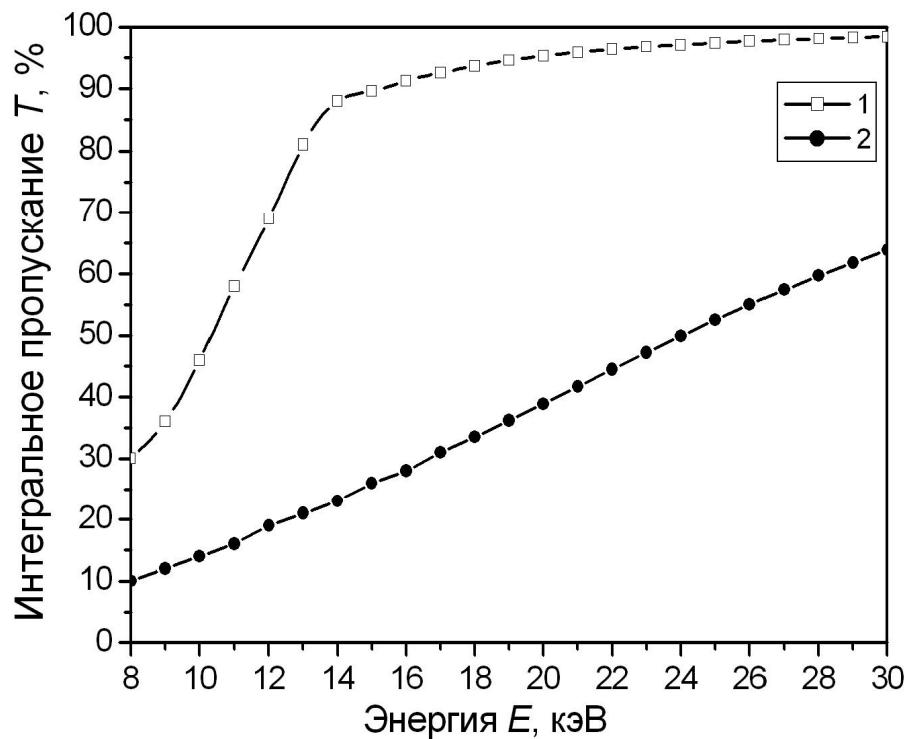


Рис. 2.7 Расчетная зависимость интегрального пропускания от энергии  $T(E)$  для линз с идентичными оптическими параметрами в диапазоне энергий от 8 до 30 кэВ.

1 – планарная параболическая линза с минимизированным поглощением,

2 – планарная параболическая линза.

использование планарных параболических линз возможно в диапазоне энергий свыше 10 кэВ.

Другим путем нахождения величины  $T$  является использование его связи с коэффициентом усиления интенсивности фокусирующего элемента  $G=I_{peak}/I_0$ , где  $I_{peak}$  – пиковое значение интенсивности в точке фокусировки и  $I_0$  – интенсивность падающего излучения, и размером получаемого изображения  $h$ , задаваемого размером источника в отсутствии дифракционных эффектов, в виде [64]:

$$T = Gh/A. \quad (2.13)$$

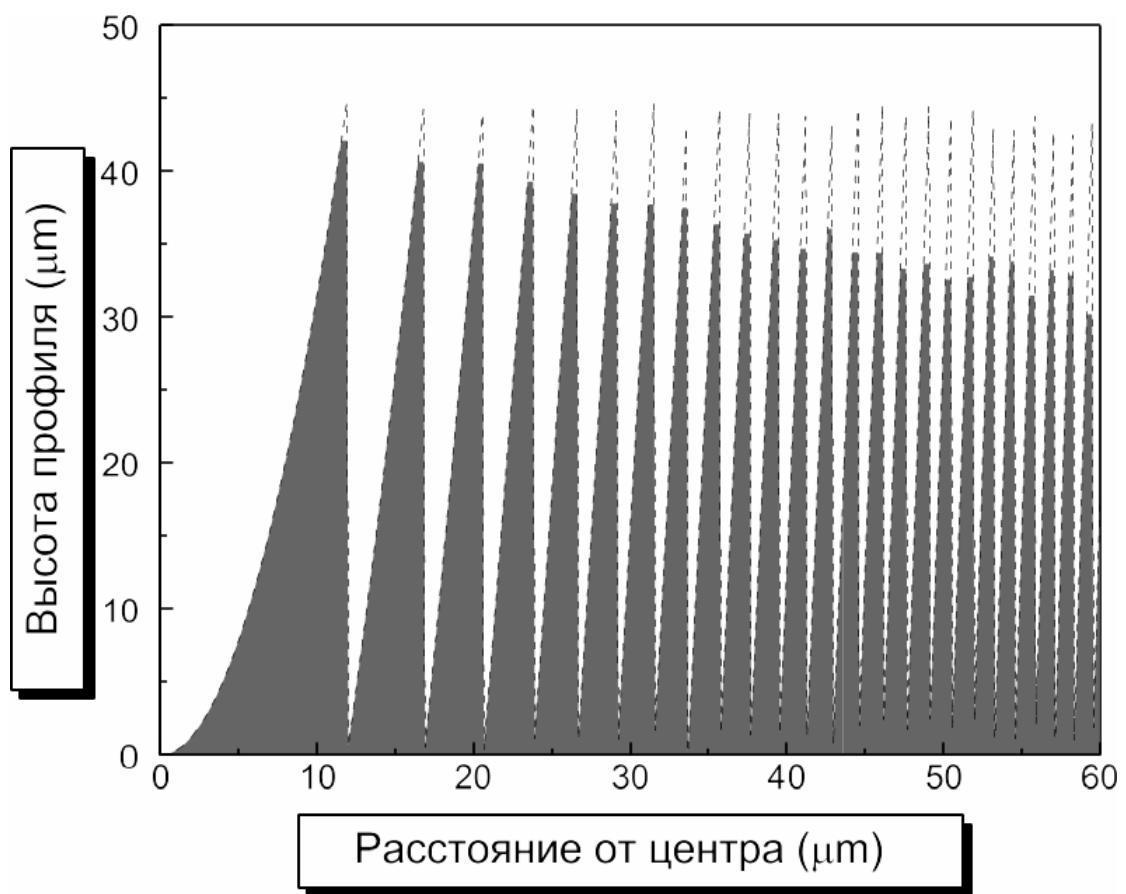
При указанных условиях  $h$  определяется размером источника  $s$  и геометрическим фактором уменьшения  $h = Fs/(L - F)$ , где  $F$  – фокусное расстояние элемента,  $L >> F$  – расстояние источник-линза. Тогда имеем

$$T = GsF/A(L - F). \quad (2.14)$$

Отсюда видно, что коэффициент усиления интенсивности определяется величиной интегрального пропускания и фокусным расстоянием элемента.

## **2.4 Влияние погрешностей изготовления на фокусирующие свойства линз**

Необходимо отметить, что технологические погрешности при формировании и изготовлении РФЭ с минимизированным поглощением требуют специального рассмотрения и имеют существенно более сложный вид, чем для фазовых зонных пластинок. Рассчитанный киноформный профиль для планарной параболической линзы с минимизированным поглощением приведен на Рис. 2.8. Видно, что при введении параметра, учитывающего разрешение имеющегося литографического оборудования, происходят искажения профиля в виде уменьшения высоты сегментов,



*Рис. 2.8. Рассчитанный киноформный профиль для планарной параболической линзы с минимизированным поглощением.*

которые нарастают при увеличении номера зоны. Учет снижения высоты сегмента ограничивает номер зоны  $N$ , достижимой при заданном разрешении  $\Delta$ . Записав уравнение киноформного профиля из (2.7) в виде:

$$Y = L_\pi x^2 / R_F^2 - MnL_\pi, \quad (2.15)$$

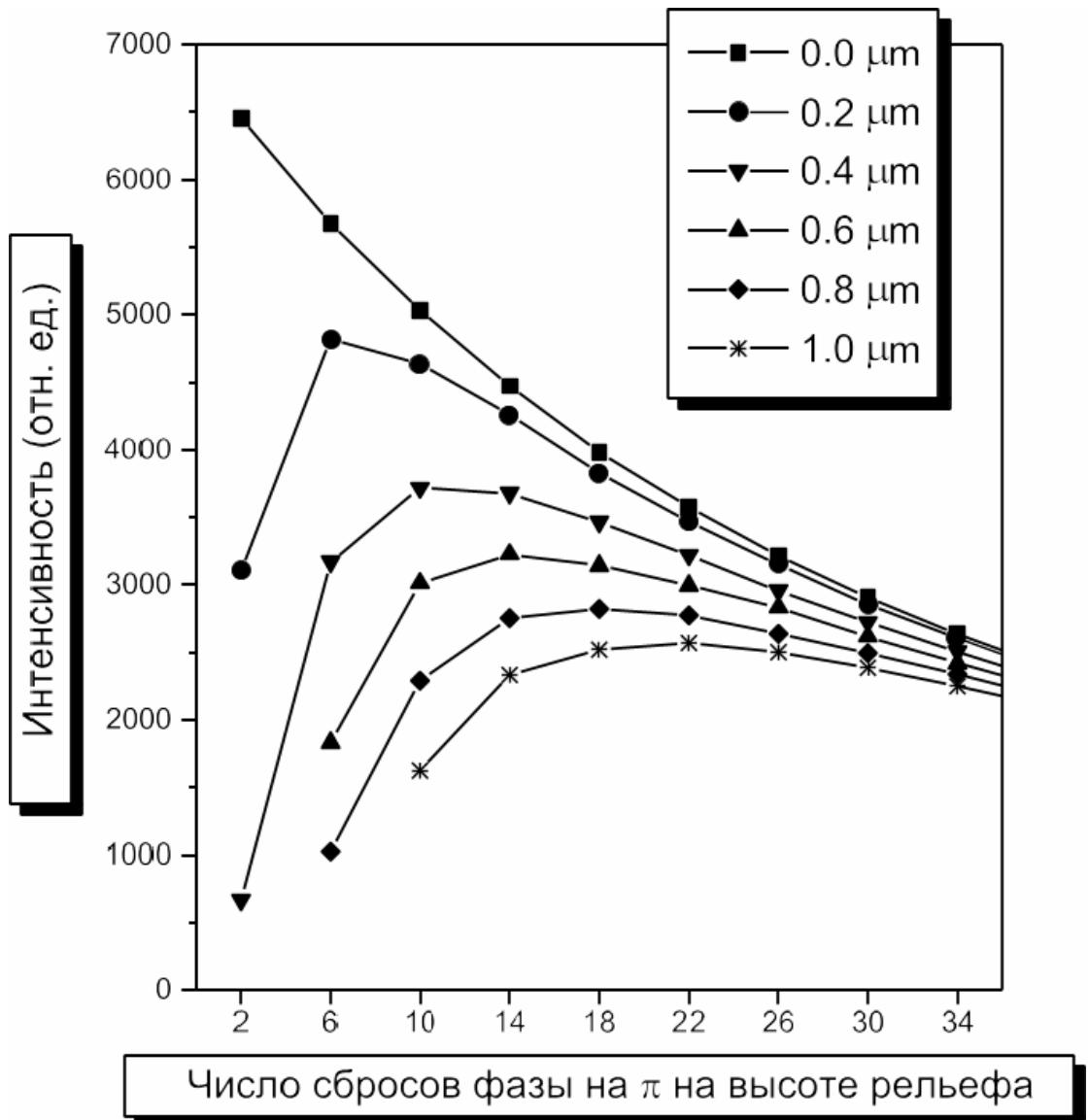
при условии, что высота последнего сегмента в наборе составляет  $Y = 0$ , легко получить значение  $N$  в виде

$$N = M(R_F / \Delta)^2 / 4. \quad (2.16)$$

Таким образом, номер последней зоны определяется отношением  $R_F / \Delta$  и числом сброса фазы  $M$ .

Проведенный численными методами с использованием интеграла Кирхгофа-Френеля [52] расчет интенсивности фокусировки, обеспечиваемой планарными параболическими линзами с минимизированным поглощением с различными числами  $M$  (Рис. 2.9) показывает, что, несмотря на снижение интенсивности за счет поглощения на сегментах при увеличении  $M$ , влияние технологического разрешения оказывается меньшим. Отмеченное влияние разрешения  $\Delta$ , согласно проведенным расчетам, остается в силе и для последовательного набора киноформных профилей, суммарная высота сегментов в которых составляет ту же величину  $M$ .

Двумерные распределения интенсивности в фокальной плоскости, рассчитанные для идеальной линзы и для линзы с технологической погрешностью  $\Delta=4.2$  микрона показаны на Рис. 2.10. Видно, что полуширина линейных профилей, в перпендикулярном оптической оси направлении практически одинакова в обоих случаях. В тоже время значительная часть интенсивности на Рис. 2.10б распределена вдоль оптической оси и не концентрируется в фокальном пятне, что проявляется в наблюдаемом снижении коэффициента усиления линзы.



*Рис. 2.9. Интенсивность в точке фокусировки при разных числах сброса фазы на  $\pi$  и технологических погрешностях.*

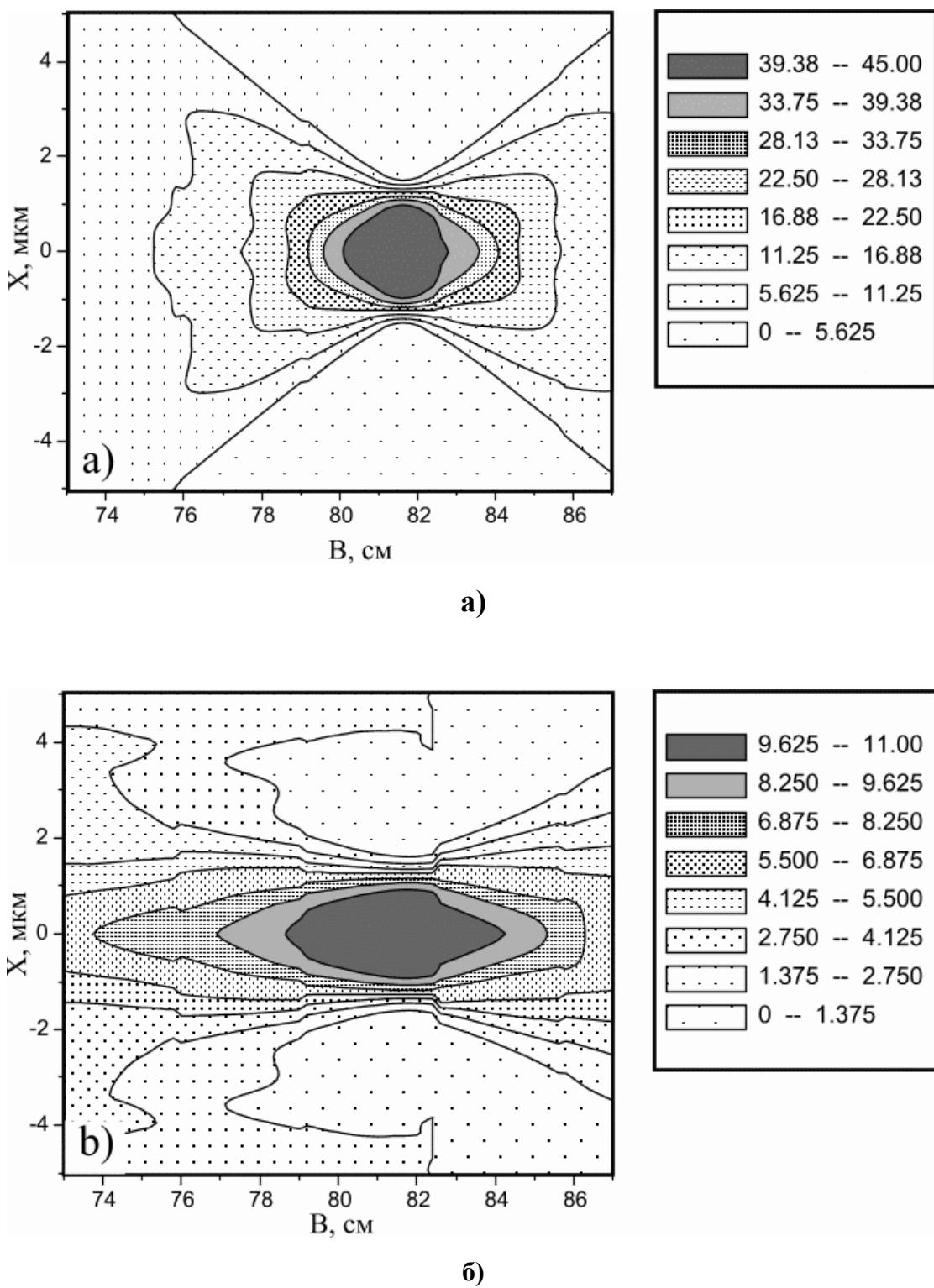


Рис. 2.10. Распределения интенсивности в фокальной плоскости для планарной параболической линзы с минимизированным поглощением при различной величине технологических погрешностей: а)  $\Delta=0$ ; б)  $\Delta=4.2$  мкм. Горизонтальная ось на снимке параллельна оптической оси линзы.

## 2.5 Спектральные характеристики планарных параболических линз с минимизированным поглощением

Проведенное компьютерное моделирование планарных параболических линз с минимизированным поглощением в диапазоне энергий от 7 до 35 кэВ показало наличие кроме основного максимума, соответствующего расчетной длине волны, дополнительных максимумов зависимости коэффициента усиления интенсивности фокусирующего элемента от энергии  $G(E)$  (Рис. 2.11б).

Происхождение этих максимумов можно объяснить следующим образом. На общей толщине материала линзы  $L$  (Рис. 2.12.) происходит заданное изменение фазы волны, определяемое кратностью набора  $p$  и четным числом  $M$  сброса фазы волны на сегменте единичной линзы:

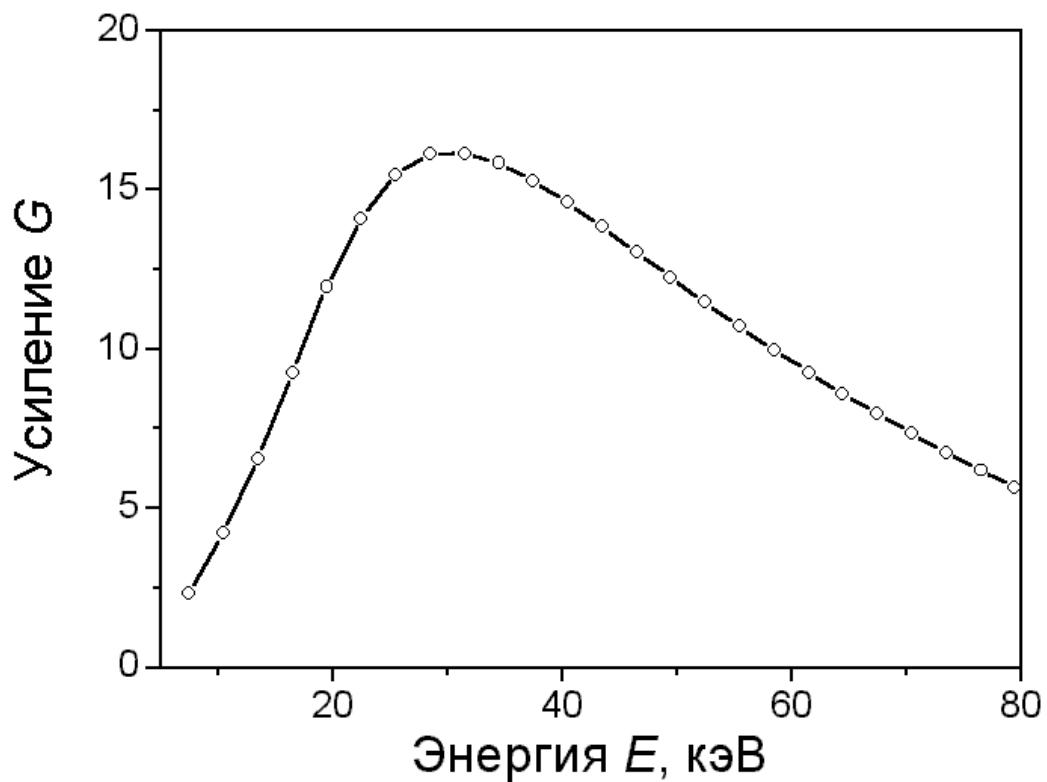
$$L = L_\pi(E_0) \cdot P_0, \quad P_0 = pM, \quad (2.17)$$

где  $E_0$  – расчетная энергия,  $L_\pi$  – длина сдвига фазы волны на  $\pi$ . При данном значении  $L$  существуют такие значения энергий  $E_p$  для которых  $L_\pi(E_p) \cdot P = L$ , где  $P$  – четное число. Таким образом, общий сдвиг фазы волны для энергии  $E_p$  получается кратным  $2\pi$ , что сохраняет условия фокусировки рентгеновского излучения (Рис. 2.13). Принимая во внимание, что  $L_\pi \sim E$ , получаем значения энергий

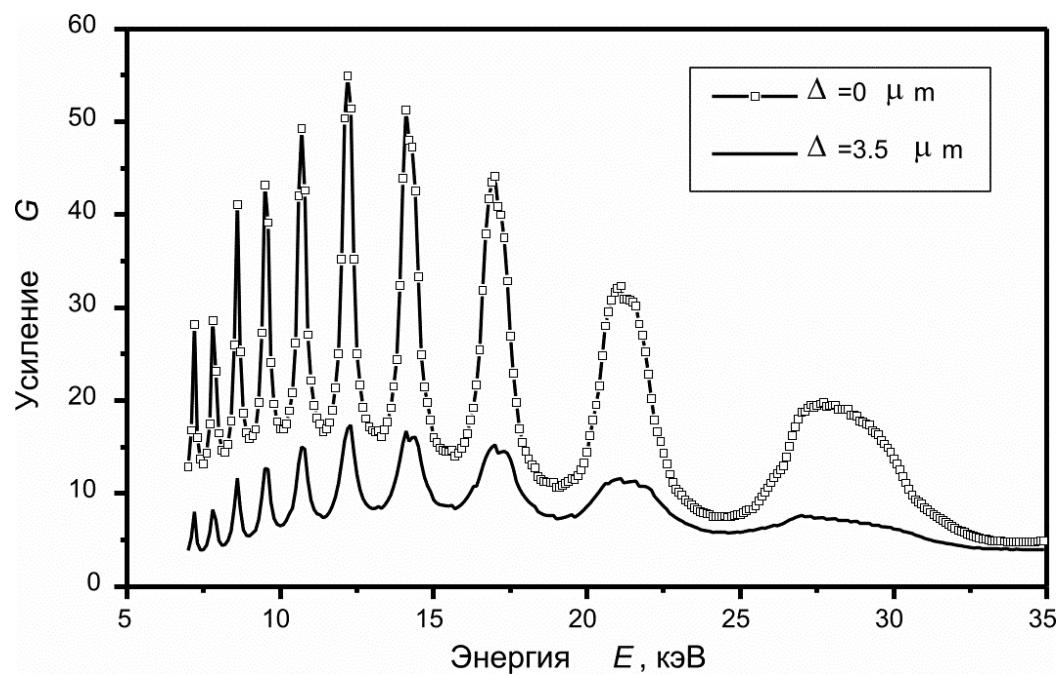
$$E_p = P_0 E_0 / P, \quad (2.18)$$

определяющих положение пиков на кривой  $G(E)$ .

Форму огибающей максимумов можно найти, учитывая (2.14), что  $G(E) \propto T(E)/F(E)$ , где  $T(E)$  – зависимость пропускания от энергии,  $F(E) \sim E^2$  – фокусное расстояние. На начальном участке кривой  $G(E)$  интегральное пропускание  $T$  растет быстрее чем фокусное расстояние  $F$  (Рис. 2.14), что определяет подъем огибающей до значения энергии  $E_m$ , такой что  $dT/dE = dF/dE$ , где наблюдается ее максимум.



a)



б)

Рис.2.11. Зависимость усиления интенсивности в точке фокусировки от энергии излучения для планарной параболической линзы (а) и планарной параболической линзы с минимизированным поглощением (б).

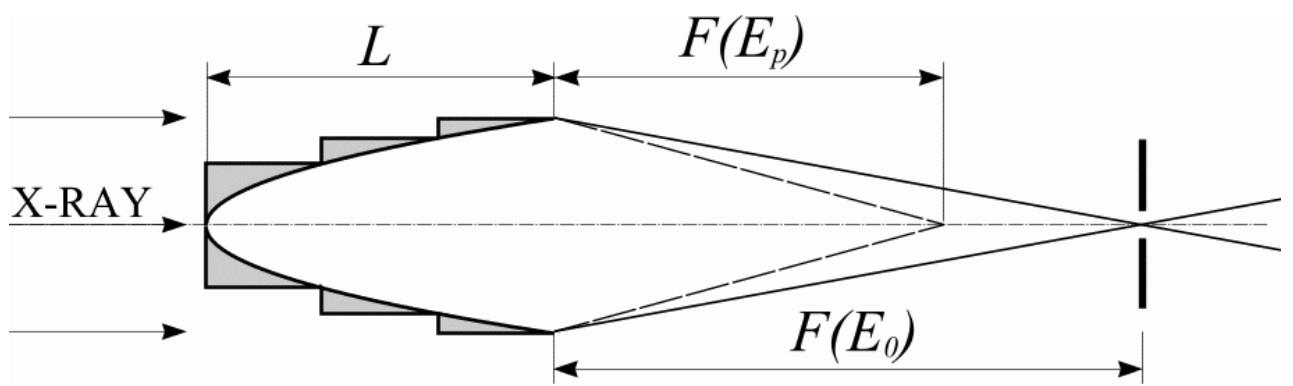
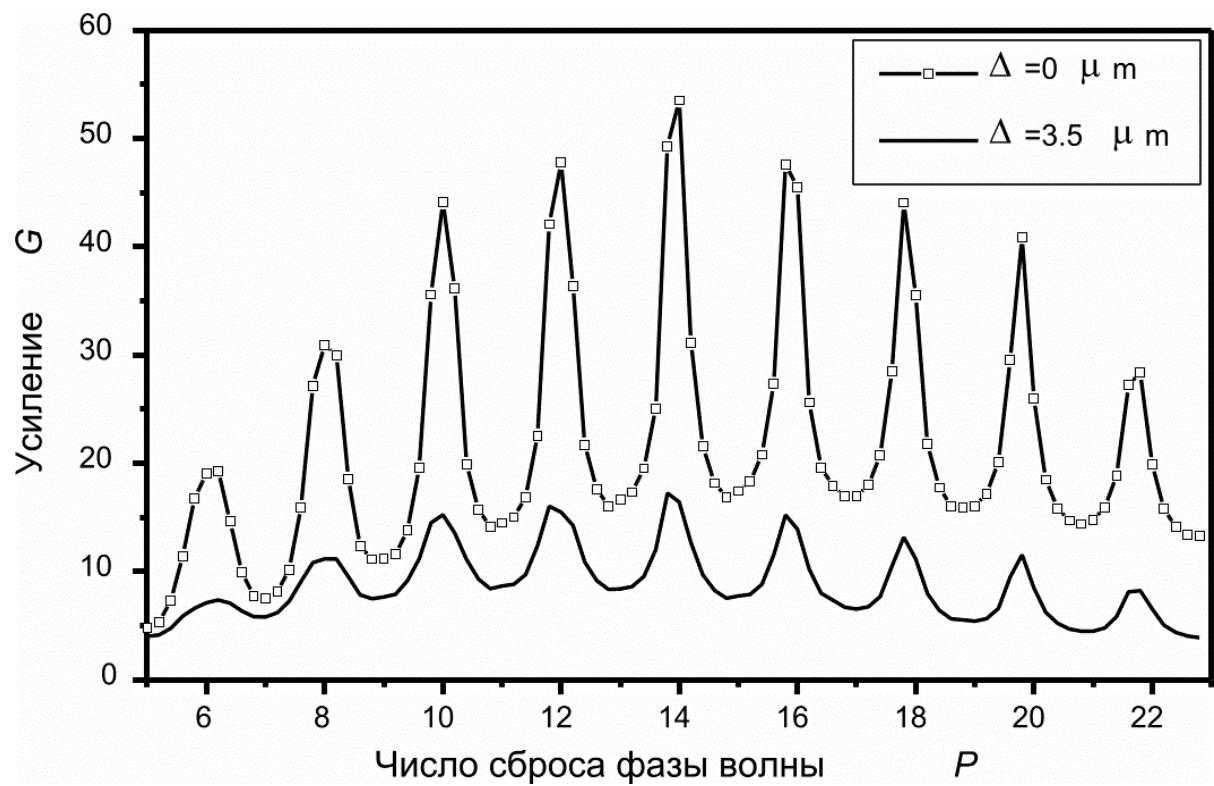


Рис.2.12. Схема фокусировки излучений с различными энергиями на линзе с минимизированным поглощением.



*Рис.2.13. Зависимость усиления от суммарного числа сброса фазы волны на общей толщине материала линзы.*

Затем при увеличении энергии, где  $T(E)$  выходит на насыщение, оказывается более быстрый рост  $F$ , что приводит к уменьшению значений максимумов (Рис. 2.14). Таким образом, при расчете линзы на заданную энергию, необходимо подбирать параметры топологии линзы (число сброса фазы волны на всей толщине линзы  $P$ , фокусное расстояние  $F$ ) так, чтобы значение  $E_m$  было как можно ближе к необходимому значению энергии.

Развитые методы моделирования позволяют проводить учет технологических погрешностей, неизбежных при изготовлении линз. Выполненные расчеты показывают, что погрешности величиной  $\Delta=3.5\mu\text{m}$ , оказывают влияние только на уровень усиления, не смещая расположение максимумов и минимумов (Рис. 2.11, 2.13).

Также был проведен расчет распределения интенсивности в интервале энергий от максимума ( $E=12\text{кэВ}$ ) кривой  $G(E)$  и до ее минимума ( $E=11.4\text{кэВ}$ ) (Рис. 2.15). Установлено, что при каждом значении энергии мы наблюдаем пик интенсивности, положение которого не всегда совпадает с вычисленным фокусным расстоянием для данной энергии, они совпадают в максимумах кривой  $G(E)$ , и максимально расходятся в ее минимумах, где происходит расщепление пика вдоль оптической оси.

Таким образом, планарные преломляющие параболические линзы с минимизированным поглощением (а также любые их варианты, включая киноформные) позволяют осуществлять фокусировку не только на расчетной энергии излучения, но и на дополнительных энергиях, задаваемых соотношением (2.26), и которым соответствуют определенные фокусные расстояния  $F(E_p)$  (Рис. 2.12). Спектральное разрешение этих линз, найденное из расчета характеристик единичной линзы с  $M=2$ , составляет  $\Delta E/E=4\cdot10^{-3}$ , что позволяет рассматривать их как устройства для монохроматизации излучения, осуществляющие разложение спектра падающего излучения по энергиям (длинам волн) вдоль оптической оси.

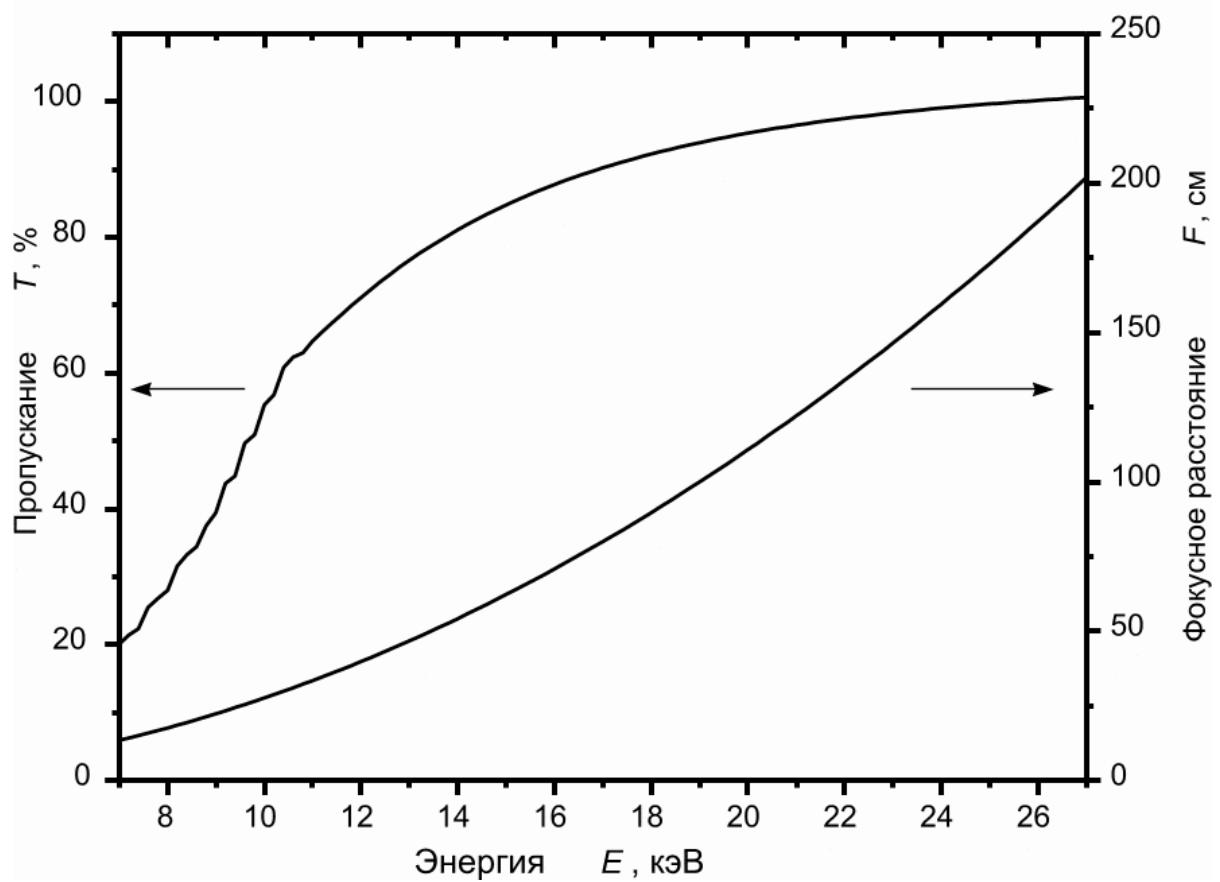
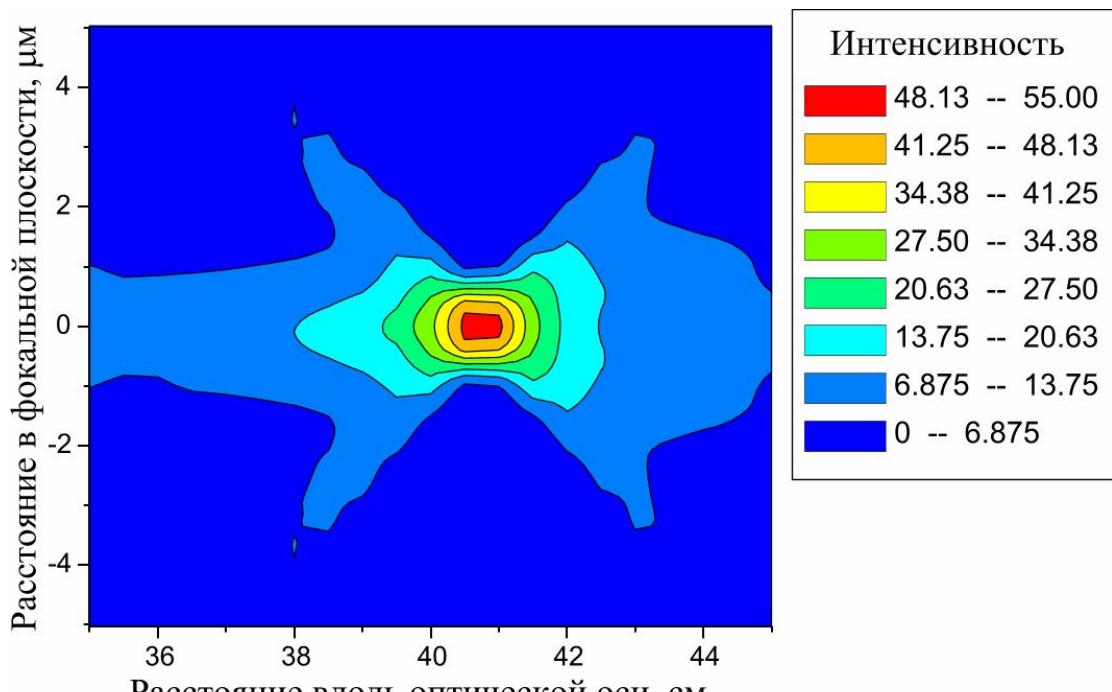
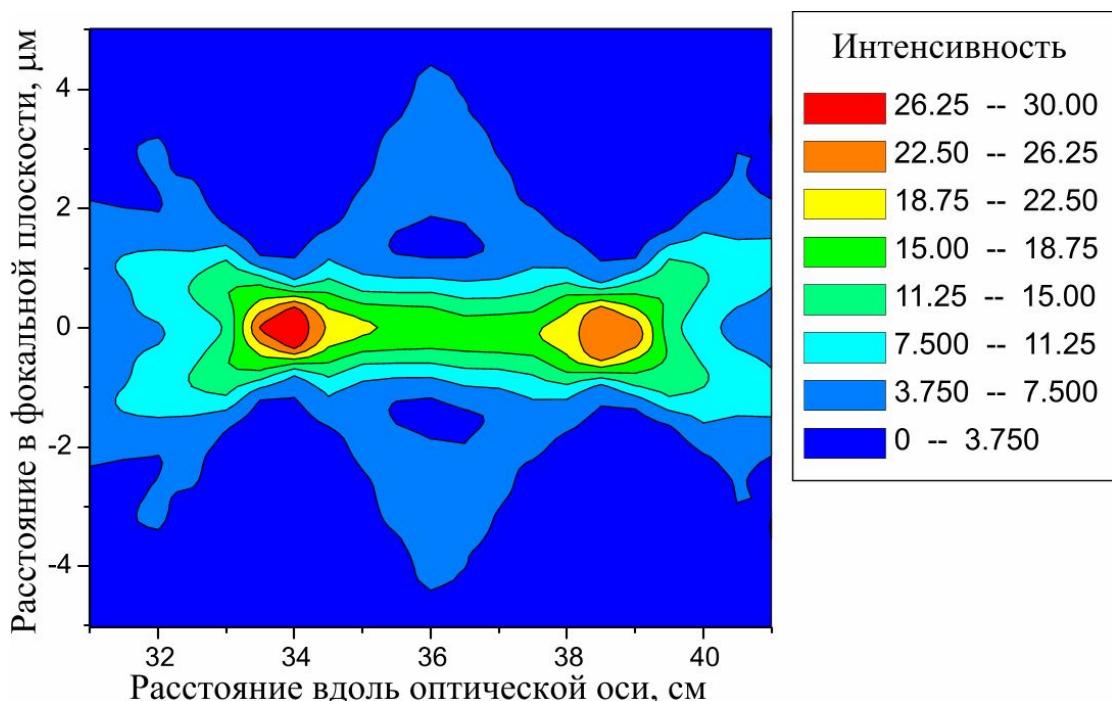


Рис.2.14. Зависимость пропускания и фокусного расстояния от энергии.



а)



б)

Рис.2.15. Распределение интенсивности в фокальном пятне линзы

а)  $E=12\text{кэВ}$  - максимум усиления

б)  $E=11.4\text{кэВ}$  - минимум усиления

Отбор компонент с необходимой энергией может проводиться путем расположения щели в требуемом месте. В случае известных монохроматоров на кристаллах или многослойных рентгеновских зеркалах такое разложение происходит по углу отражения.

## 2.6 Оценки теплового режима для планарных преломляющих линз

Одним из основных параметров любого фокусирующего элемента является устойчивость функционирования в условиях высоких тепловых нагрузок, вызванных синхротронным излучением. Источники синхротронного излучения третьего поколения, создающие излучение, характеризующееся значительным потоком мощности, требуют новых подходов к оптике, чтобы без потерь использовать этот поток при исследовании различных образцов. Главными факторами, приводящими к деградации оптических свойств, являются тепловые нагрузки и вызванные ими деформации.

Фокусное расстояние параболической линзы, записанное в виде

$$F = R^2 / y\delta , \quad (2.19)$$

где  $R$  – радиус,  $y$  – высота параболы,  $\delta$  – декремент показателя преломления, позволяет найти относительное приращение фокусного расстояния при изменении ее геометрии как  $\frac{\Delta F}{F} = 2 \frac{\Delta R}{R} - \frac{\Delta y}{y}$ . При изотропном тепловом расширении  $\frac{\Delta R}{R} = \frac{\Delta y}{y} = \alpha \Delta t$  и относительное изменение фокусного расстояния составляет

$$\frac{\Delta F}{F} = \alpha \Delta t . \quad (2.20)$$

Отметим, что в отличие от фокусирующих элементов, использующих отражение пучка, для преломляющих линз тепловое расширение мало сказывается на их фокусирующих свойствах.

Предельная температура нагрева линзы определяется термической стойкостью материала. При этом уход фокусного расстояния  $\Delta F$  не должен превышать глубины резкости. Для кремния  $\alpha=2.5*10^{-6}$  и предельная температура может составлять  $t_c=10^3$  °К, а уход фокусного расстояния составит  $\frac{\Delta F}{F} = \alpha\Delta t = 2.5*10^{-3}$  – что достаточно мало.

Допустимая мощность  $W$  пучка СИ определяется пропусканием линзы  $T$  и теплопроводностью материала  $k$ . Мощность пучка, поглощаемого в материале линзы

$$W_a = (1 - T)W = k\nabla t. \quad (2.21)$$

Отсюда

$$W = k \frac{\nabla t}{(1 - T)}. \quad (2.22)$$

Для планарных линз толщиной  $d$  градиент температуры  $\nabla t = \frac{t_c - t_0}{d}$ . Тогда

$$W = \frac{k}{1 - T} \frac{t_c - t_0}{d}. \quad (2.23)$$

Оценка допустимой мощности для планарных линз на кремнии с  $T=0.35$ , при толщине  $d=200$  мкм и теплопроводности материала  $k = 1.5$  Вт/см°К дает значение  $W=10^5$  Вт/см<sup>2</sup>, что показывает их высокую термическую устойчивость в пучках синхротронных источников излучения последних поколений. Это также является одной из причин выбора кремния, как материала для изготовления линз.

## **Выводы к главе 2**

В данной главе были рассмотрены принципы проектирования планарных параболических линз. Предложена топология линзы с минимизированным поглощением, обеспечивающая большее интегральное пропускание и, соответственно, большую интенсивность в фокусном пятне. Разработанные в данной главе принципы проектирования и изготовления преломляющих линз успешно используются для создания рентгенооптических элементов из других материалов и с применением иных технологий [67, 68].

Определены критерии выбора материала для изготовления преломляющих элементов рентгеновской оптики. Наиболее приемлемыми для данного вида линз являются материалы с малым атомным номером  $Z \leq 14$ , у которых преломление превалирует над поглощением. На основе проведенного анализа в качестве материала был выбран кремний, как удовлетворяющий данным требованиям. Причиной выбора кремния была также возможность использовать для его структурирования широко развитые технологические процессы микроэлектроники.

Расчет интегрального пропускания планарных параболических линз из кремния показал, что наиболее эффективное использование данной оптики возможно в диапазоне энергий выше 10 кэВ.

Проведено исследование влияния технологических погрешностей на фокусирующие свойства планарных параболических линз. Показано, что при вариации числа сброса фазы проходящего излучения на  $\pi$ , можно уменьшить влияние данных погрешностей на процесс фокусировки.

Рассмотрены спектральные характеристики планарных параболических линз с минимизированным поглощением. Выявлена зависимость коэффициента усиления интенсивности фокусирующего элемента от энергии. Проведенное компьютерное моделирование показало

наличие кроме основного максимума, соответствующего базовой длине волны, и дополнительных максимумов, что позволяет рассматривать эти элементы как устройства для монохроматизации излучения со спектральным разрешением порядка  $\Delta E/E=4\cdot10^{-3}$ .

Также в данной главе проведена оценка теплового режима работы планарных параболических линз из кремния и показана их высокая термоустойчивость, что указывает на возможность их применения на источниках синхротронного излучения последних поколений и, в будущем, для лазеров на свободных электронах.

Таким образом в данной главе:

1. Рассмотрены принципы расчета топологии преломляющих профилей планарных параболических линз. Предложены топологии линз с минимизированным поглощением, позволяющие добиться значительного увеличения интенсивности в точке фокусировки.

2. Определены критерии выбора материала для изготовления планарных параболических линз. Проведенный анализ указал на возможность выбора кремния в качестве материала линз.

3. Рассмотрено интегральное пропускание планарных параболических линз из кремния, и на основе полученных данных определен диапазон наиболее эффективного применения данной оптики – жесткое рентгеновское излучение с энергией выше 10 кэВ.

4. Проведен анализ влияния технологических погрешностей на фокусирующие свойства планарных параболических линз. Показана зависимость интенсивности фокусировки рентгеновского излучения от разрешения технологического процесса и возможность частичной компенсации этого эффекта при варьировании числа сброса фазы проходящего излучения.

4. Рассмотрены спектральные характеристики планарных параболических линз с минимизированным поглощением. Показана

возможность рассматривать эти элементы как устройства для монохроматизации излучения.

5. Проведена оценка теплового режима работы планарных параболических линз из кремния. Высокая термоустойчивость указывает на возможность их применения на источниках синхротронного излучения.

## **ГЛАВА 3**

### **ФОКУСИРОВКА РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ**

#### **ПЛАНАРНЫМИ ПАРАБОЛИЧЕСКИМИ ЛИНЗАМИ ИЗ КРЕМНИЯ**

Эта глава посвящена исследованию фокусирующих свойств планарных параболических линз и планарных параболических линз с минимизированным поглощением. Формирующие новый тип рентгенооптических элементов, они представляются наиболее оптимальным выбором для фокусировки жесткого рентгеновского излучения. Появление новых источников синхротронного излучения, таких как ESRF (Гренобль, Франция), Spring-8 (Осака, Япония), увеличило число экспериментов, использующих излучение с энергиями от 20 до 100 кэВ. Именно в этом диапазоне энергий наиболее эффективно применение данных линз.

В разделе 3.1 описан процесс изготовления планарных параболических линз из кремния.

В разделе 3.2 описаны предварительные эксперименты по фокусировке рентгеновского излучения планарными параболическими линзами и планарными параболическими линзами с минимизированным поглощением на лабораторном источнике.

В разделе 3.3 представлены эксперименты по фокусировке рентгеновского излучения планарными параболическими линзами на источнике синхротронного излучения.

В разделе 3.4 описаны эксперименты по фокусировке рентгеновского излучения планарными параболическими линзами с минимизированным поглощением на источнике синхротронного излучения.

В разделе 3.5 описаны эксперименты по фокусировке рентгеновского излучения высоких энергий на источнике синхротронного излучения.

### **3.1 Изготовление планарных параболических линз**

При изготовлении планарных параболических линз были использованы подходы, ранее разработанные для формирования кремниевых брэгг-френелевских линз и френелевских зонных пластинок [32, 15]. Их основу составляли электроннолучевая и фото-литографии (для формирования изображения в маске на пластине) и плазменное травление (для прецизионного переноса рисунка вглубь кристалла).

Создание планарной преломляющей оптики с апертурой до 2 мм и высотой рельефа до 200 мкм потребовало разработки специализированного программного обеспечения для проектирования линз и оптимизации процессов глубокого плазменного травления кремния [69].

Технология изготовления планарных параболических линз схематично представлена на Рис. 3.1. На кремниевую пластину с окислом наносился слой фоторезиста. В процессе фотолитографии и проявления в резисте формировался рисунок линзы, который затем переносился в слой окисла с помощью реактивно-ионного травления в плазме  $\text{CHF}_3$ . Полученная таким образом двухслойная система  $\text{SiO}_2/\text{фоторезист}$  использовалась в качестве защитной маски в процессе переноса рисунка линзы вглубь кремния с помощью плазменного травления. Высокая анизотропия травления достигалась за счет пассивации боковых стенок канавок травления полимером при одновременных процессах травления кремния и осаждения полимера в плазме  $\text{SF}_6/\text{C}_2\text{Cl}_3\text{F}_3$  или при чередовании процессов травления кремния и осаждения полимера в плазме  $\text{SF}_6$  и  $\text{C}_4\text{F}_8$ , соответственно [69].

Особенностью глубокого плазменного травления является зависимость скорости травления от ширины и/или аспектного отношения канавки травления (отношение глубины к ширине) [70, 71]. Как видно из РЭМ-фотографии (Рис. 3.2) поперечного скола тестовой апериодической решетки после травления, эта зависимость приводит к изменению глубины

и профиля канавок [72]. При изготовлении планарных линз, ширина элементов которых изменяется в широком диапазоне, такие изменения приводят к искажению реальной структуры линзы и, как следствие, могут влиять на оптические свойства линз.

Проблема привносимых погрешностей не является предметом исследования данной работы, однако при объяснении некоторых экспериментальных результатов мы будем обращаться к ней.

С помощью данной технологии были изготовлены следующие планарные фокусирующие элементы из кремния:

1) Набор параболических линз с апертурой 100 мкм и кратностью единичных линз в ряду от 1 до 8. Фокусное расстояние 1.11 м ( $E=17.48$  кэВ). Глубина рельефа 100 мкм (Рис. 3.3)

2) Параболические линзы с минимизированным поглощением, состоящие из 5 единичных линз с 10 парами сегментов в каждой (число сброса фазы  $M=2$ ) с полной апертурой 150 мкм. Фокусное расстояние 0,8 м ( $E=17$  кэВ). Интегральное пропускание линзы при  $E=17.48$  кэВ составляет 90.5% и более чем в 2 раза превышает пропускание параболических линз с равными геометрическими параметрами. Глубина рельефа 100 мкм (Рис. 3.4).

3) Набор планарных параболических линз (Рис. 3.5) для высоких энергий (от 30 до 100 кэВ). Глубина рельефа 100 и 200 мкм. Параметры данных линз приведены в Таблице 3.1.

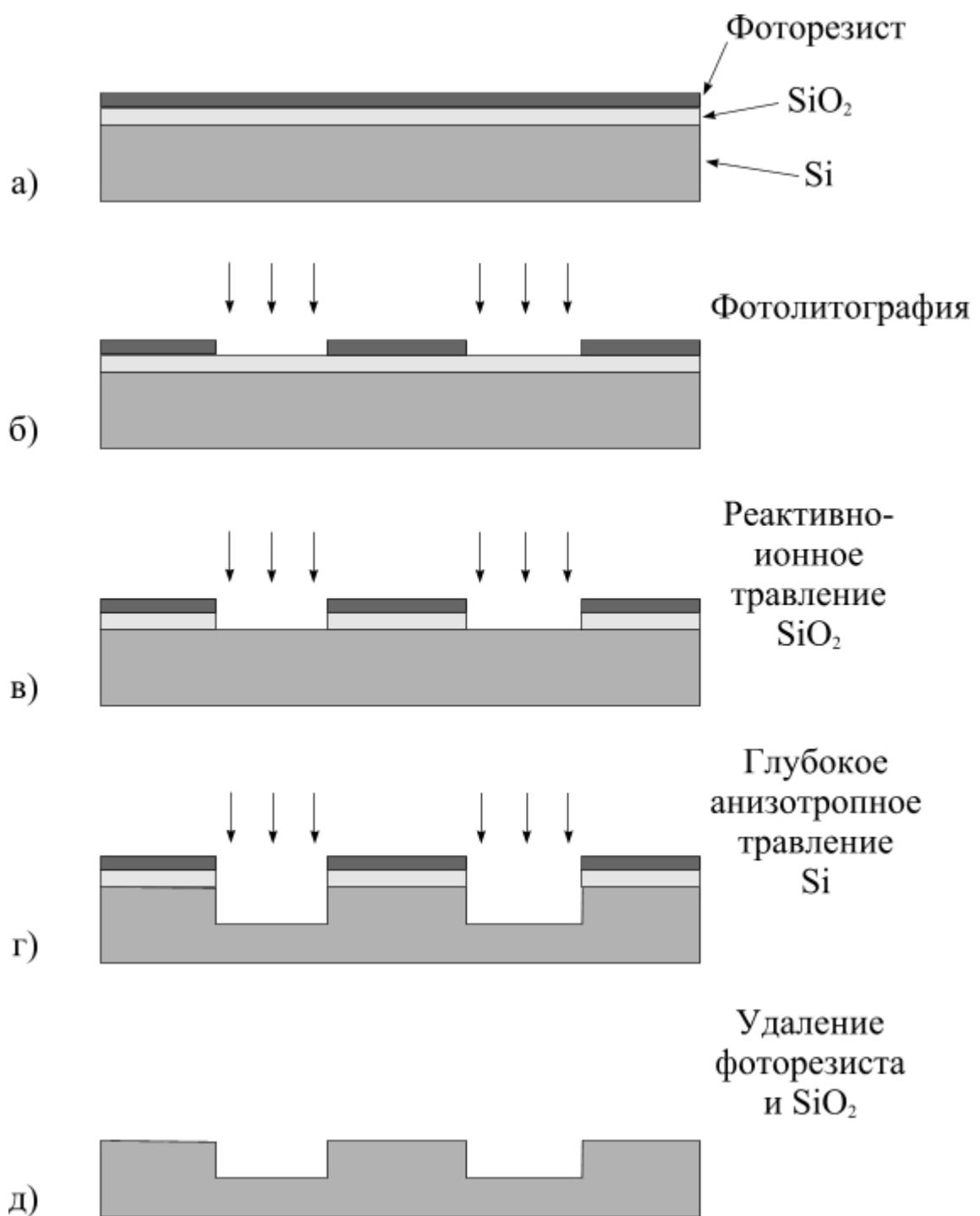
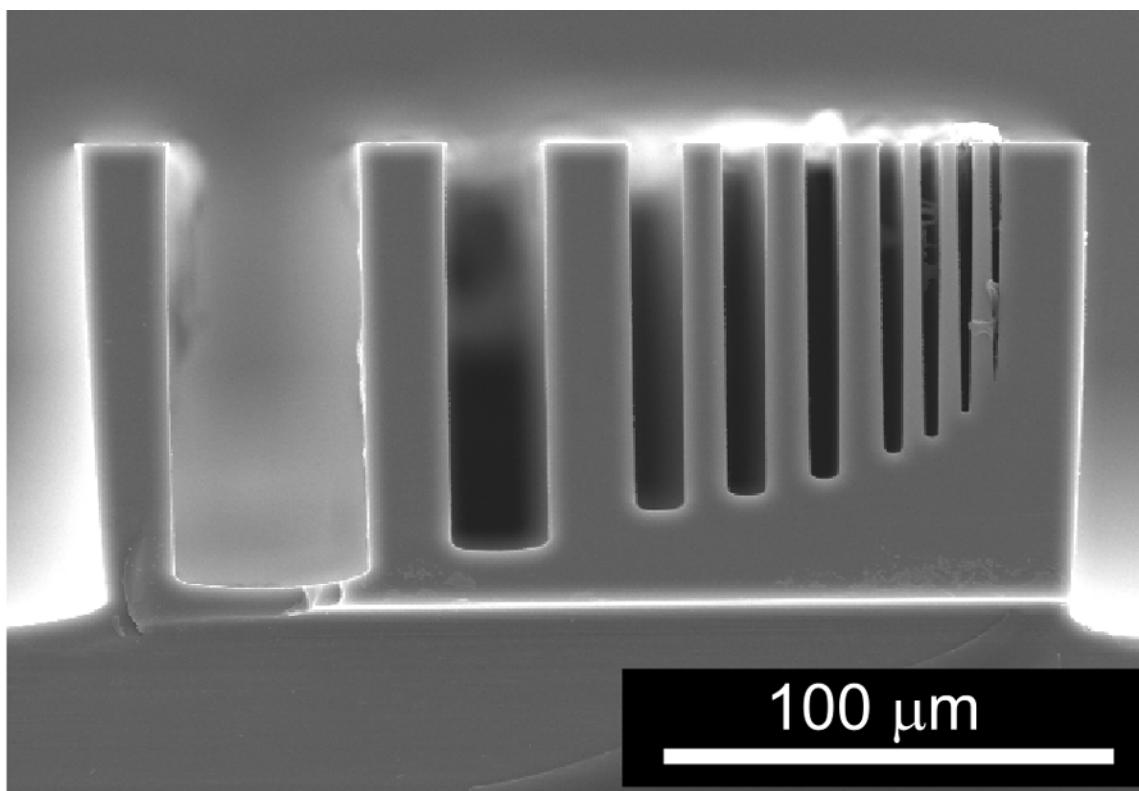


Рис. 3.1. Схематические изображения процесса изготовления.



*Рис. 3.2. Поперечный скол тестовой апериодической решетки после травления.*

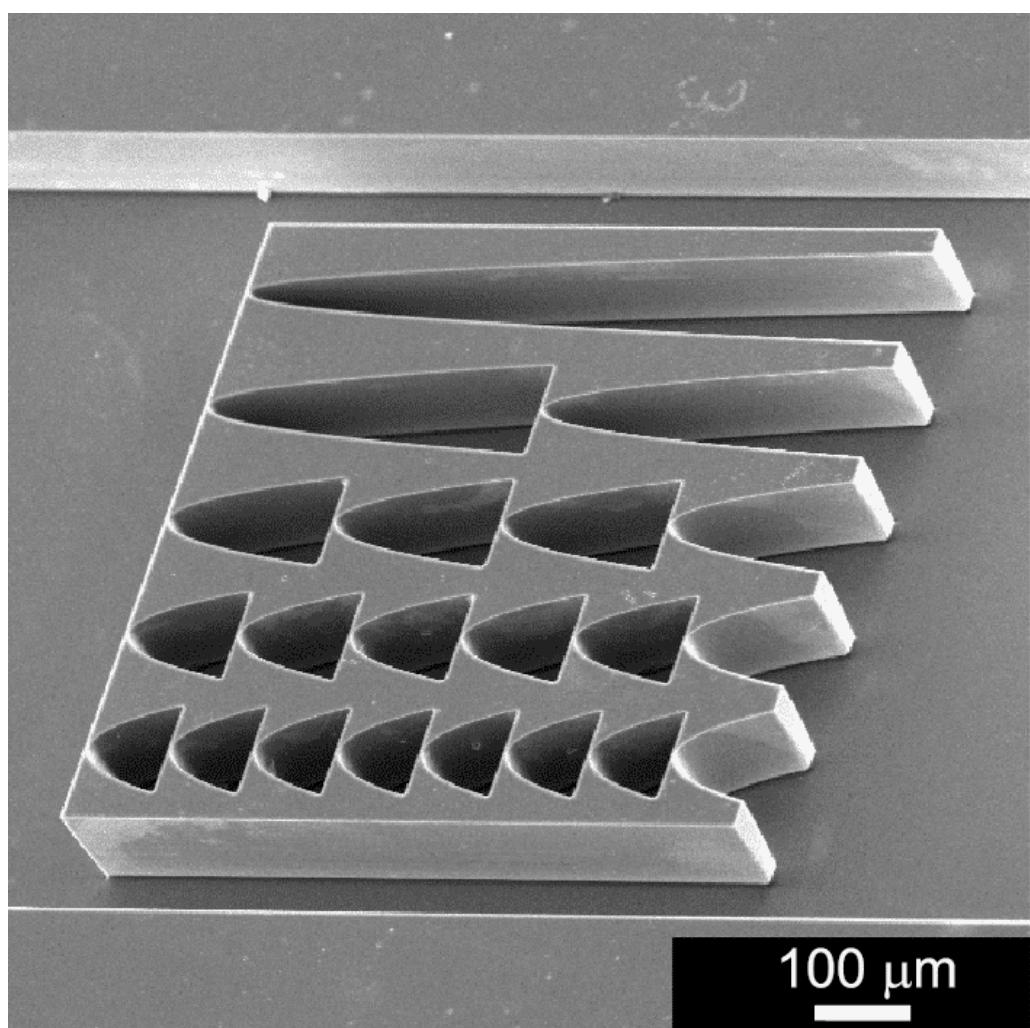


Рис. 3.3. РЭМ изображение набора планарных параболических линз.

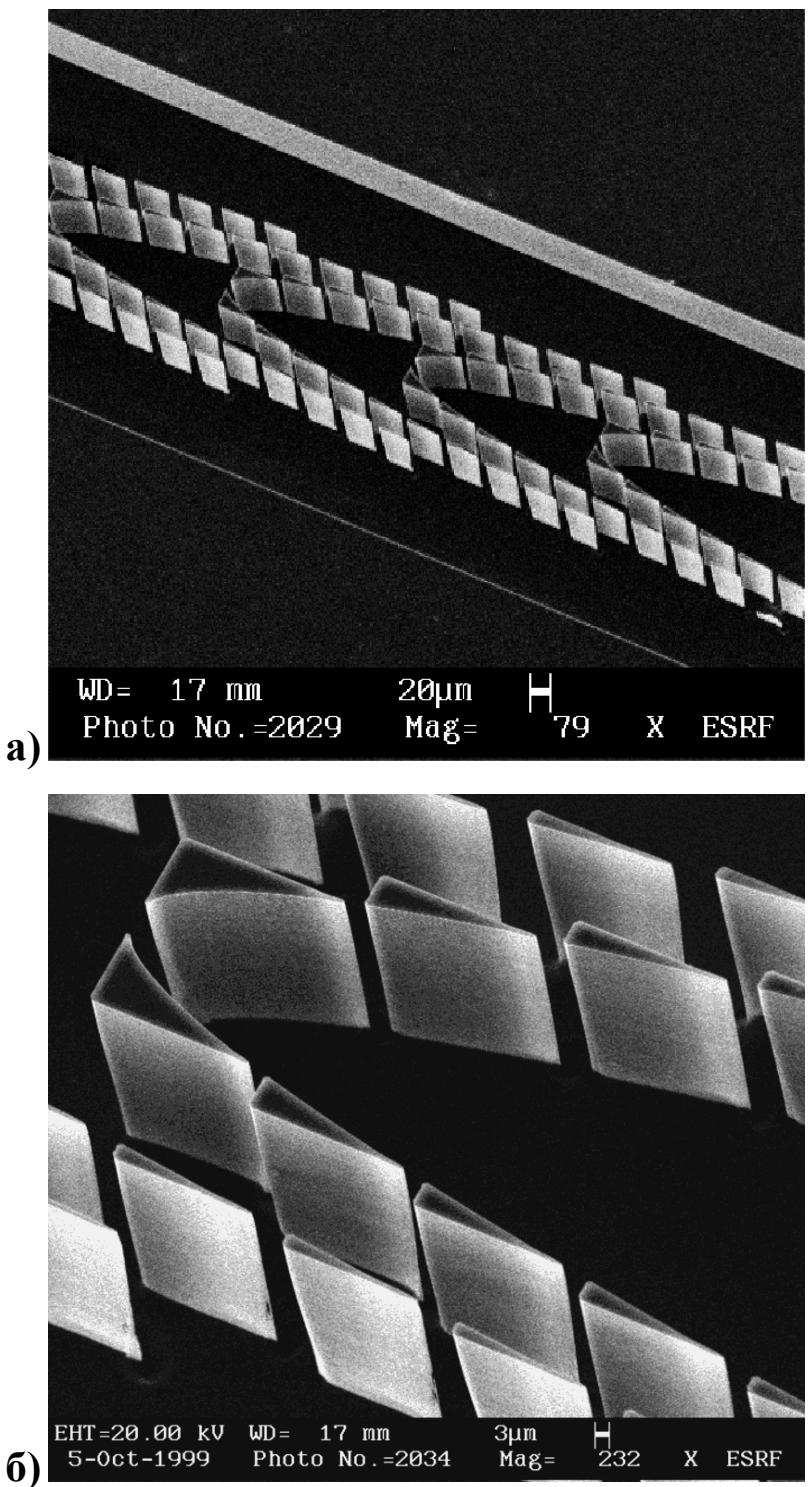
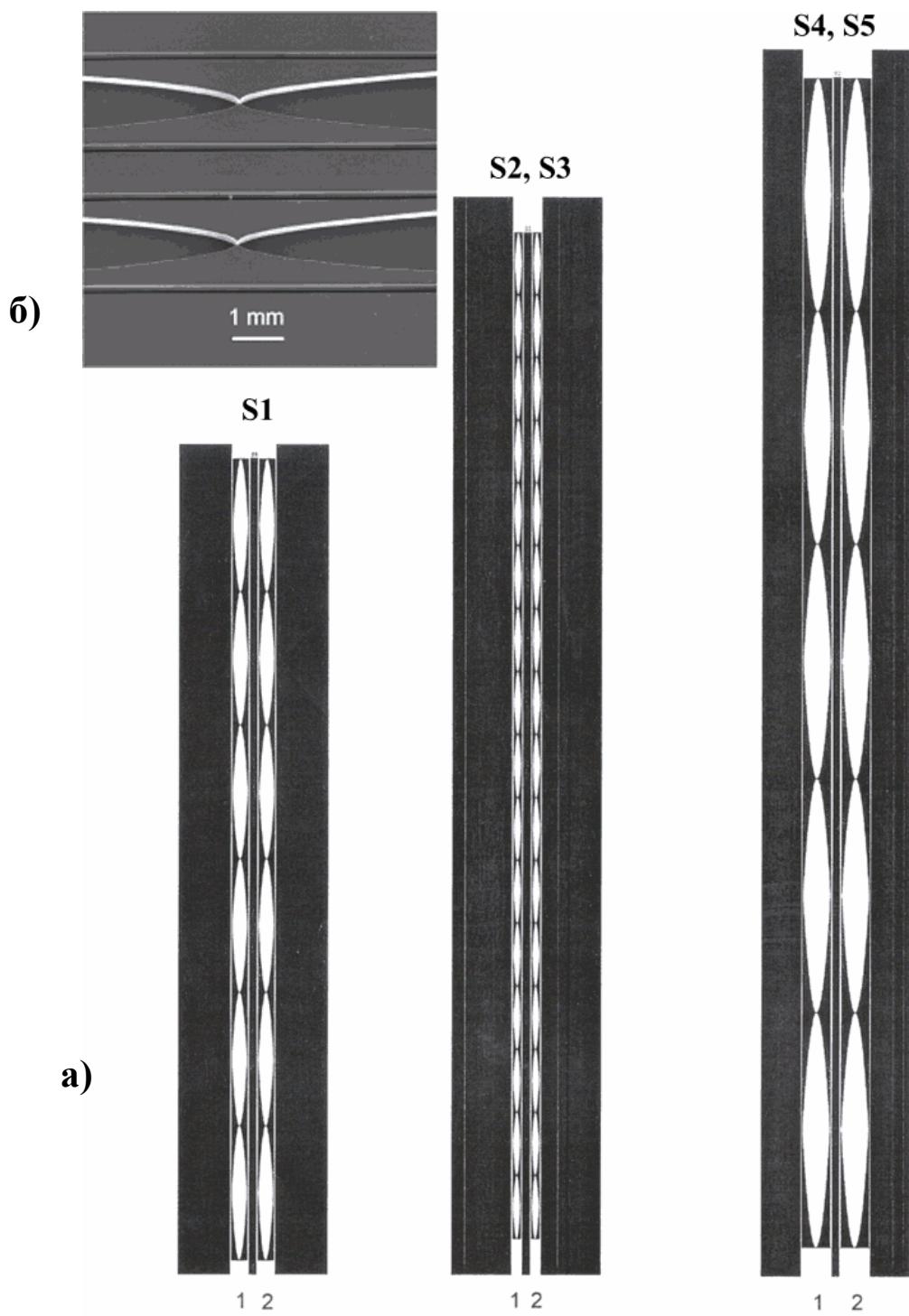


Рис. 3.4. РЭМ изображение параболической линзы с минимизированным поглощением (а) и ее центральной части (б).



*Рис. 3.5. Топология планарных параболических линз для высоких энергий (а) и РЭМ-изображение центральной части двух соседних линз с апертурой 1800 мкм и глубиной рельефа 200 мкм (б).*

*Таблица 3.1. Расчетные параметры планарных параболических линз для высоких энергий.*

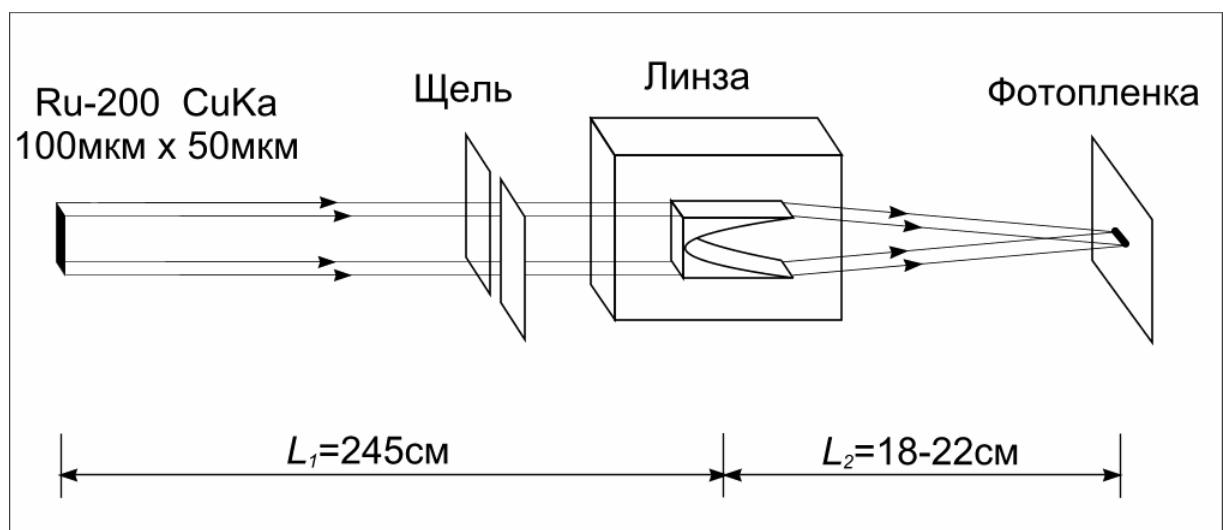
Номер линзы	Глубина рельефа, мкм	Энергия, кэВ	Фокусное расстояние, м	Апертура, мкм	Длина линзы, мкм	Радиус кривизны параболы, мкм	Число единичных линз
S1	100	100	50	1000	52170	28.9	12
S2	100	100	10	500	65212	15.4	32
S3	200	100	10	500	65212	15.4	32
S4	200	30	10	1800	76103	53.6	10
S5	100	30	10	1800	76103	53.6	10

### **3.2 Фокусировка рентгеновского излучения на лабораторном источнике**

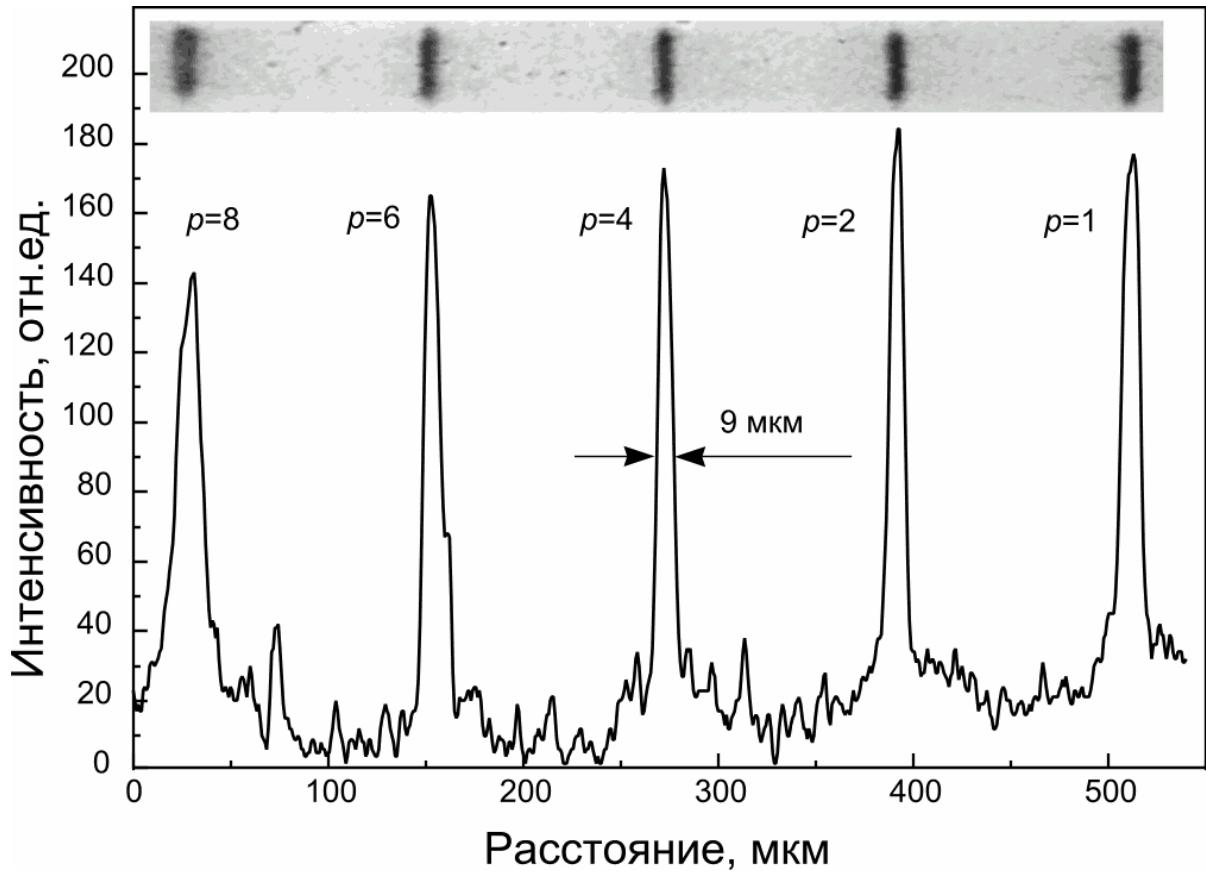
Предварительные эксперименты по фокусировке рентгеновского излучения осуществлялись на лабораторном источнике с вращающимся анодом Rigaku Rotaflex RU-200. В данных экспериментах использовалось излучение медного анода ( $E=8.05$  кэВ). Размер источника был ограничен щелями и составлял 50 мкм по горизонтали и 100 мкм по вертикали, расстояние от источника до линзы  $L_1=2.45$  метра. При такой геометрии (Рис. 3.6) ожидаемые расстояния до изображения из расчета по формуле линзы составляют  $L_2=22$  см для набора планарных параболических линз (Рис. 3.3) и  $L_2=18$  см для линзы с минимизированным поглощением (Рис. 3.4). Зарегистрированные изображения фокусных пятен и соответствующие профили интенсивности показаны на Рис. 3.7 и Рис. 3.8.

В данном случае полная ширина на половине высоты максимума составила 9 и 7 мкм для планарной параболической линзы и планарной параболической линзы с минимизированным поглощением соответственно, что находится в согласии со значениями, рассчитанными с учетом коэффициента уменьшения данной схемы эксперимента.

Данные результаты помогли провести предварительную оценку фокусирующих свойств разработанных планарных параболических линз и показали возможность применения данного вида рентгенооптических элементов на лабораторных источниках рентгеновского излучения.



*Рис. 3.6. Схема эксперимента по фокусировке рентгеновского излучения на лабораторном источнике.*



*Рис. 3.7. Изображение фокусировки и профили интенсивности для набора планарных параболических линз.*

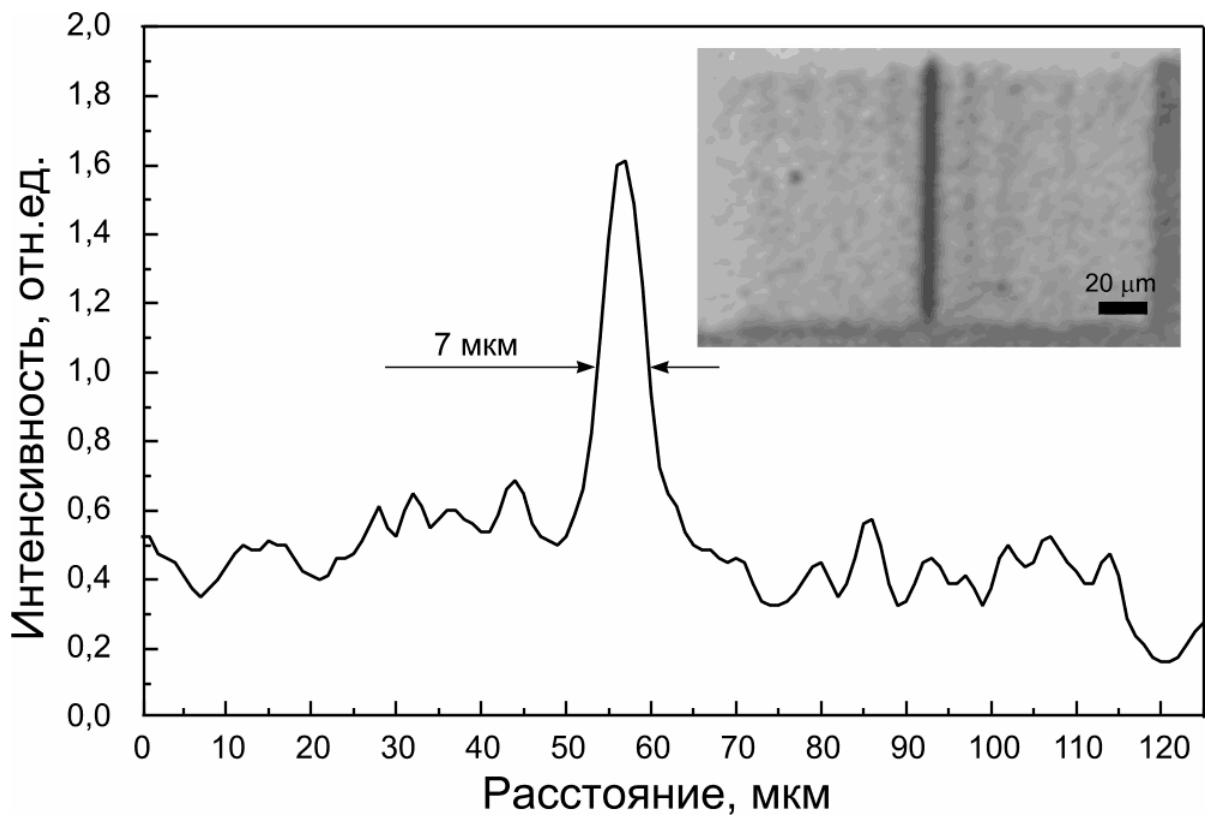


Рис. 3.8. Изображения фокусировки и профиля интенсивности для линзы с минимизированным поглощением.

### **3.3 Фокусировка рентгеновского излучения на источнике синхротронного излучения**

Эксперимент по фокусировке синхротронного излучения был проведен на станции BM05 (ESRF, Гренобль, Франция). Фокусировка осуществлялась на наборе планарных параболических линз (Рис. 3.3). Регистрация изображений фокальных пятен проводилась в стандартной схеме рентгеновского микрозонда (Рис. 3.9) при расстоянии источника-линза  $L_1=40$  м, размер источника составлял 120 мкм. Точное положение фокусировки получено при фиксированном положении камеры за счет подбора соответствующей энергии квантов при сканировании в диапазоне энергий от 10 до 15 кэВ. Изображения фокальных пятен регистрировались с помощью CCD-камеры.

Изображение (Рис. 3.10), зарегистрированное на расстоянии  $L_2=57$  см при энергии  $E=12.4$  кэВ, содержит 5 линейных фокальных пятен соответственно числу рядов линз. Линейные распределения интенсивности для вертикального и горизонтального направлений приведены слева и в нижней его части. Однородность распределения интенсивности вдоль фокального пятна, на котором каждая точка соответствует определенному участку преломляющего профиля, свидетельствует о высоком качестве изготовленных линз.

Распределение интенсивности для вертикального направления при усилении  $G=12$  имеет полную ширину на половине высоты максимума 1.5 мкм (Рис. 3.11), что совпадает с расчетным для приведенной выше геометрии эксперимента. Рассчитанная из изображения фокусировки (Рис. 3.10) эффективность составила 72%.

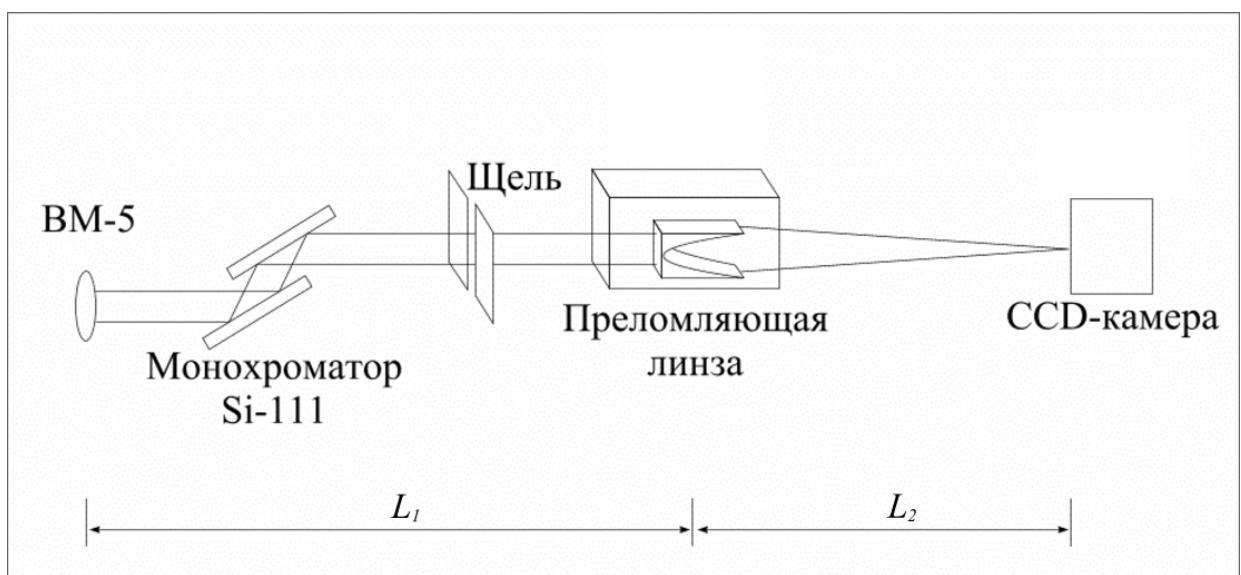


Рис. 3.9. Схема эксперимента по фокусировке рентгеновского излучения на BM05.

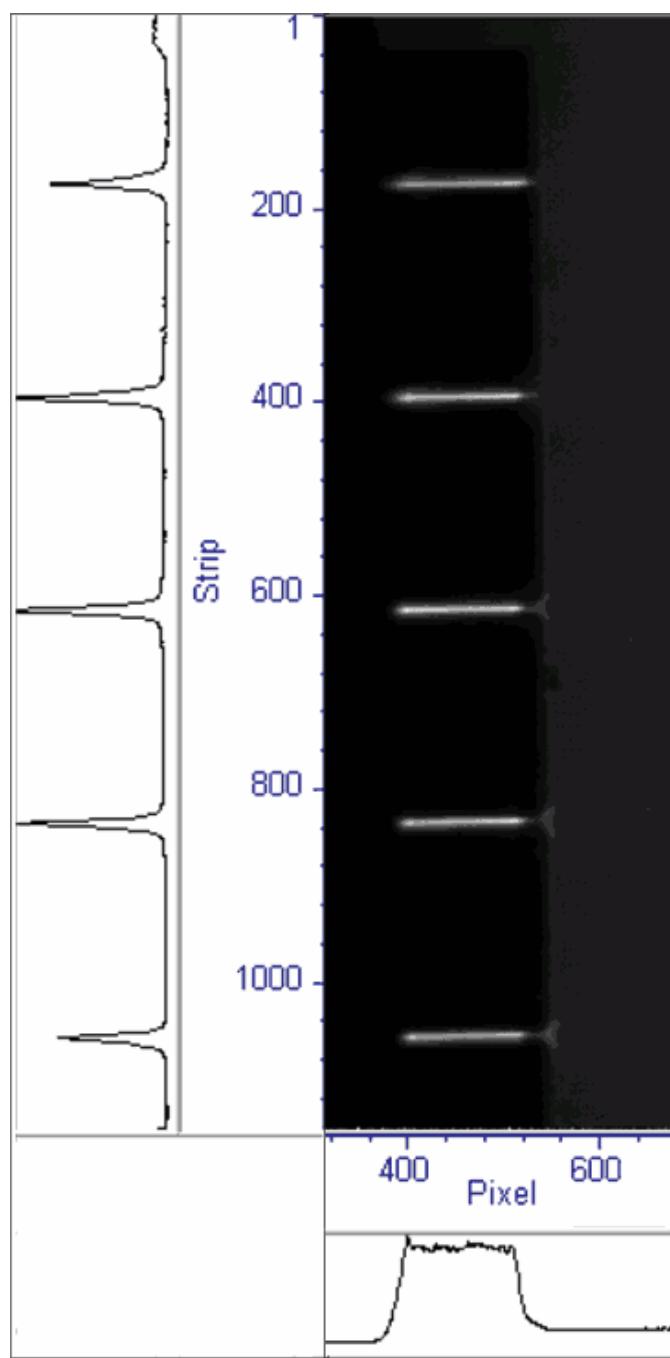


Рис. 3.10. Изображение фокальных пятен набора планарных параболических линз.

Размер элемента изображения 0.6 мкм.

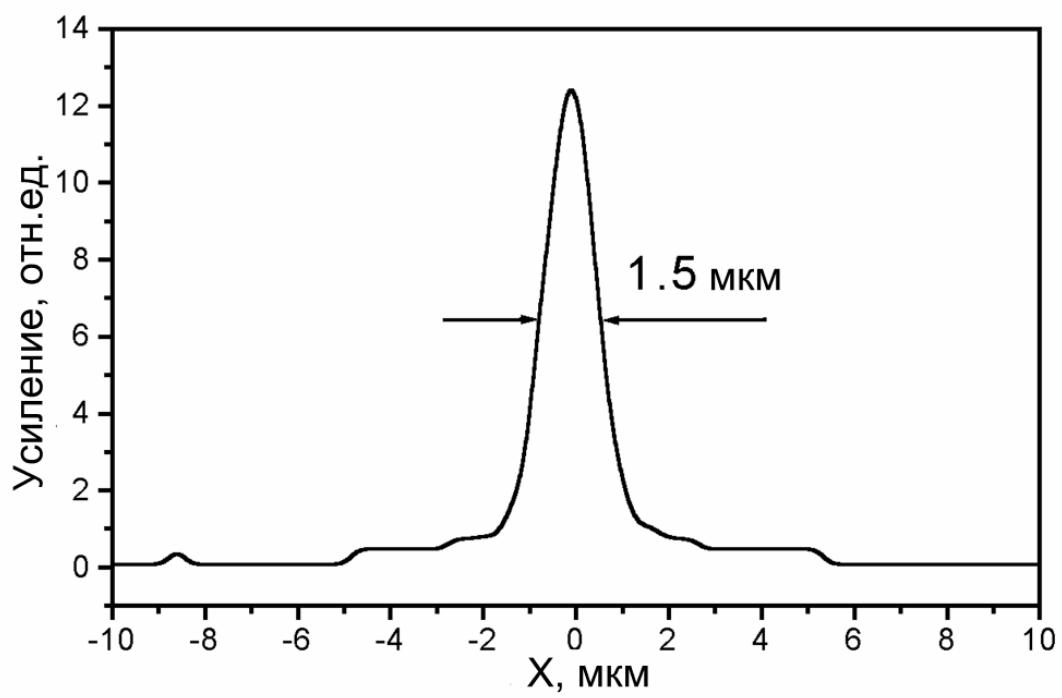


Рис. 3.11. Линейный профиль интенсивности для линз с кратностью  $p=4$

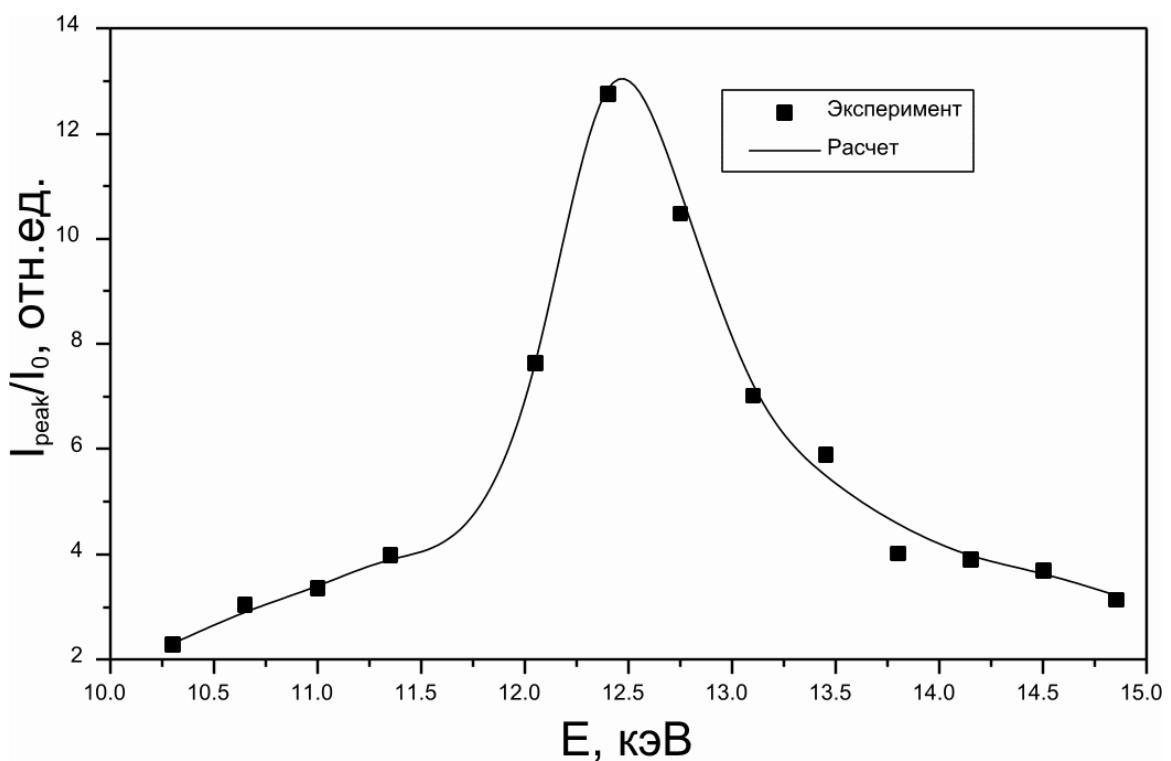
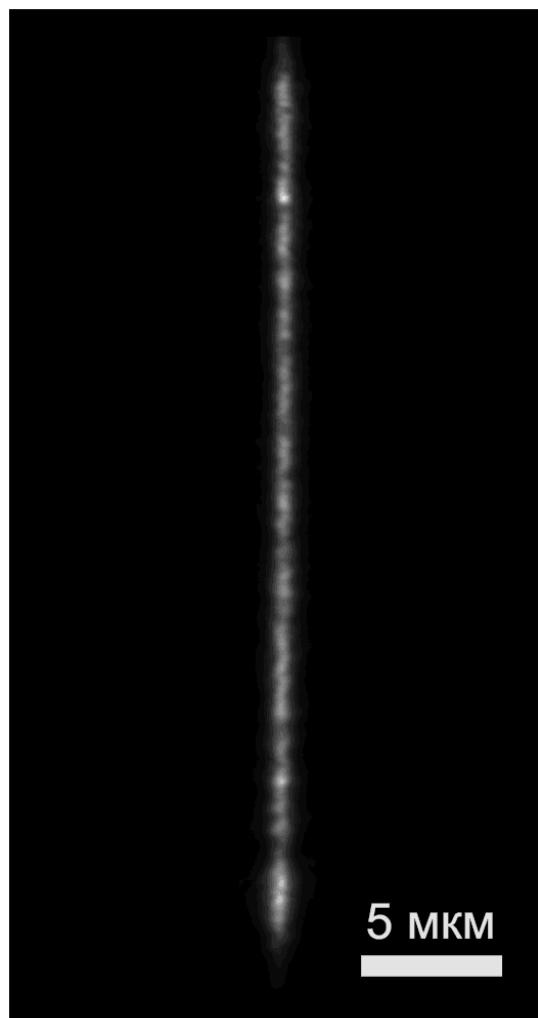


Рис. 3.12. Зависимость усиления интенсивности в фокальном пятне от энергии пучка для линз с кратностью  $p=4$

Точное фокусное расстояние обычно находят по изменению пиковой интенсивности линейных профилей при сдвиге камеры вдоль оптической оси линз. Более удобным способом является сканирование по энергии пучка синхротронного излучения при постоянном расстоянии линза-камера  $B$ , при котором используется хроматизм преломляющих рентгеновских линз согласно закону  $F \propto 1/\delta \propto E^2$ . Таким образом, изменение энергии создает соответствующий сдвиг фокусного расстояния  $\frac{\Delta E}{E} = 0.5 \frac{\Delta F}{F}$ . Это означает, что сканирование по энергии синхротронного излучения при фиксированной геометрии эксперимента обеспечивает более точное определение фокусного расстояния. Экспериментальные данные и расчетные значения пиковой интенсивности для единичной параболической линзы приведены на Рис. 3.12. Глубине резкости изготовленной линзы соответствует интервал энергий  $\Delta E=0.5$  кэВ или в линейном масштабе  $\Delta F=2.35$  см.

Дальнейшее изучение фокусирующих свойств данного набора линз было проведено на источнике синхротронного излучения Spring-8 (Япония). Фокусировка излучения осуществлялась линзой с кратностью  $p=1$  из описанного выше набора (Рис. 3.3). Размер источника 50 мкм. Расстояние от линзы до источника составило 1000 метров, и при энергии  $E=17$  кэВ расстояние от линзы до изображения – 1.05 метра. На расстоянии 50 см перед линзой были расположены щели, ограничивающие пучок по апертуре линзы. Изображение регистрировалось на CCD-камеру с размером пикселя 0.12 мкм и разрешением 0.3 мкм. Полученное изображение фокусного пятна изображено на Рис. 3.13. Измеренная полная ширина на половине высоты максимума составила 0.9 мкм. Из-за большого расстояния от источника до линзы в данной геометрической



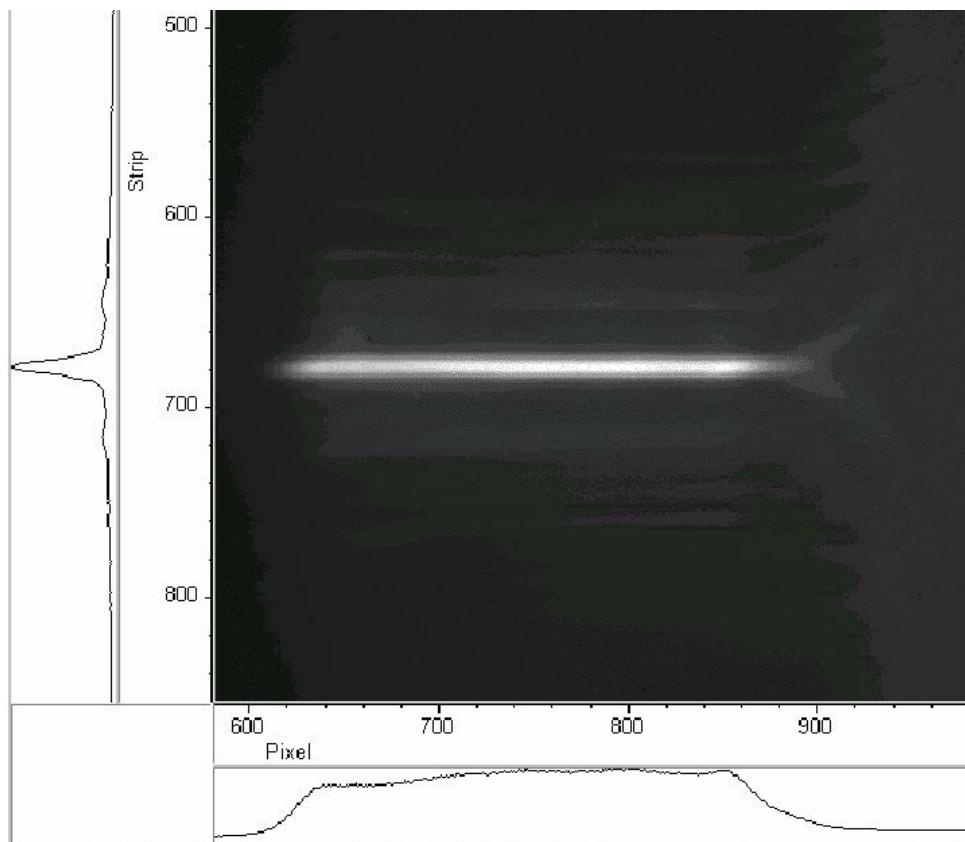
*Рис. 3.13. Изображение фокусировки, полученной на источнике синхротронного излучения Spring-8*

схеме эксперимента влияние размера источника на размер фокусировки значительно меньше, чем дифракционный предел разрешения данной линзы, расчетное значение которого составляет 0.84 мкм и определяет полуширину полученного фокусного пятна.

### **3.4 Фокусировка рентгеновского излучения планарными параболическими линзами с минимизированным поглощением**

Изучение свойств изготовленной параболической линзы с минимизированным поглощением (Рис. 3.4) было проведено в экспериментальной схеме, описанной выше (Рис. 3.9).

Изображение фокального пятна полученное при расстоянии  $L_2=80$  см ( $E=17$  кэВ), приведено на Рис. 3.14. Линейное распределение интенсивности по оси пятна имеет плато длиной 80 мкм, что указывает на эффективный участок сформированного планарного рельефа. Измеренные по полученным изображениям усиление интенсивности и полуширина вблизи этого положения камеры (Рис. 3.15) показывают, что глубина резкости на уровне 80% от максимума составляет около 7 см. Максимальное значение на этом графике соответствует коэффициенту усиления линзы  $G=9.1$  при полной ширине на половине максимума 2.7 мкм. Измеренная по изображению фокусировки (Рис. 3.14) эффективность составила 25%. Значительное падение эффективности таких линз по сравнению с обычными параболическими линзами связано с технологическими погрешностями, обусловленными подтравом под маску в процессе глубокого анизотропного травления и наиболее сильно влияющими на преломляющие профили планарных параболических линз с минимизированным поглощением.



*Рис. 3.14. Изображение фокусировки рентгеновского излучения планарной параболической линзой с минимизированным поглощением. Размер элемента изображения 0.3 микрона.*

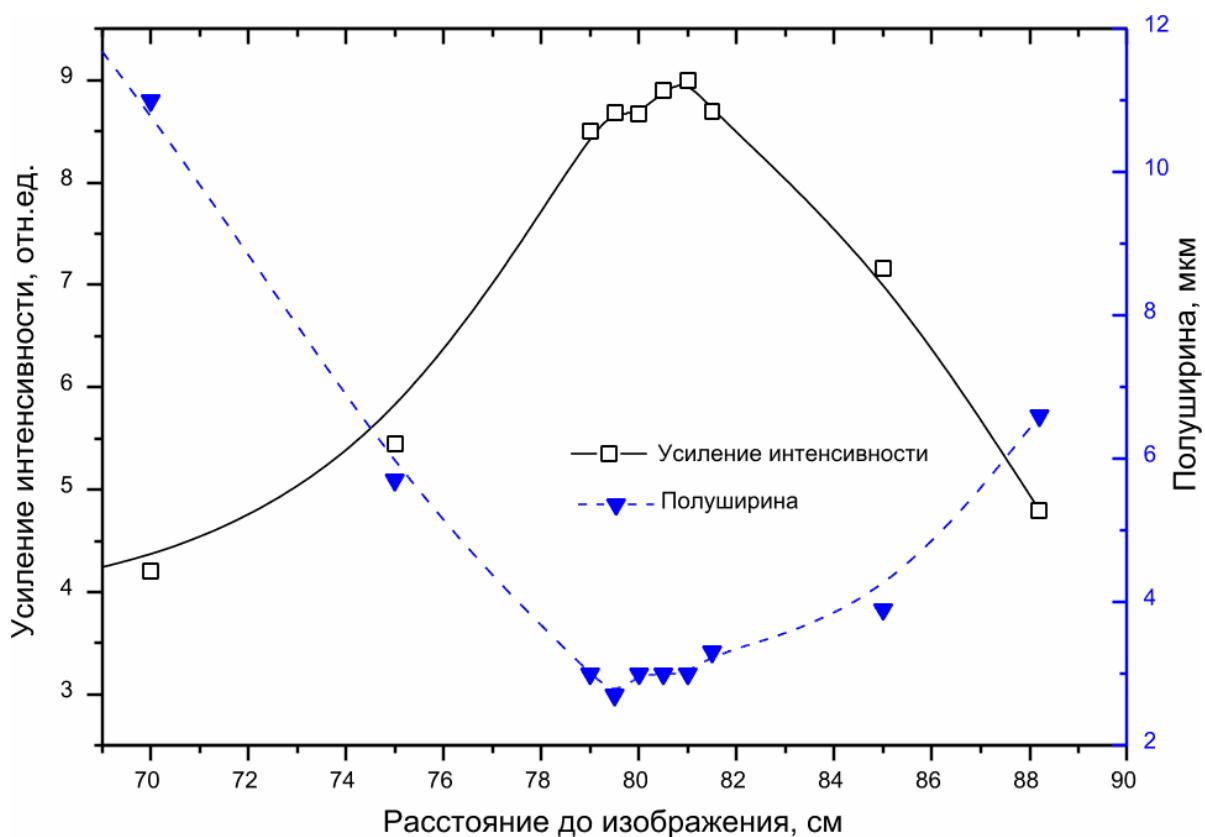


Рис. 3.15. Усиление интенсивности и полуширина фокусировки рентгеновского излучения планарной параболической линзой с минимизированным поглощением.

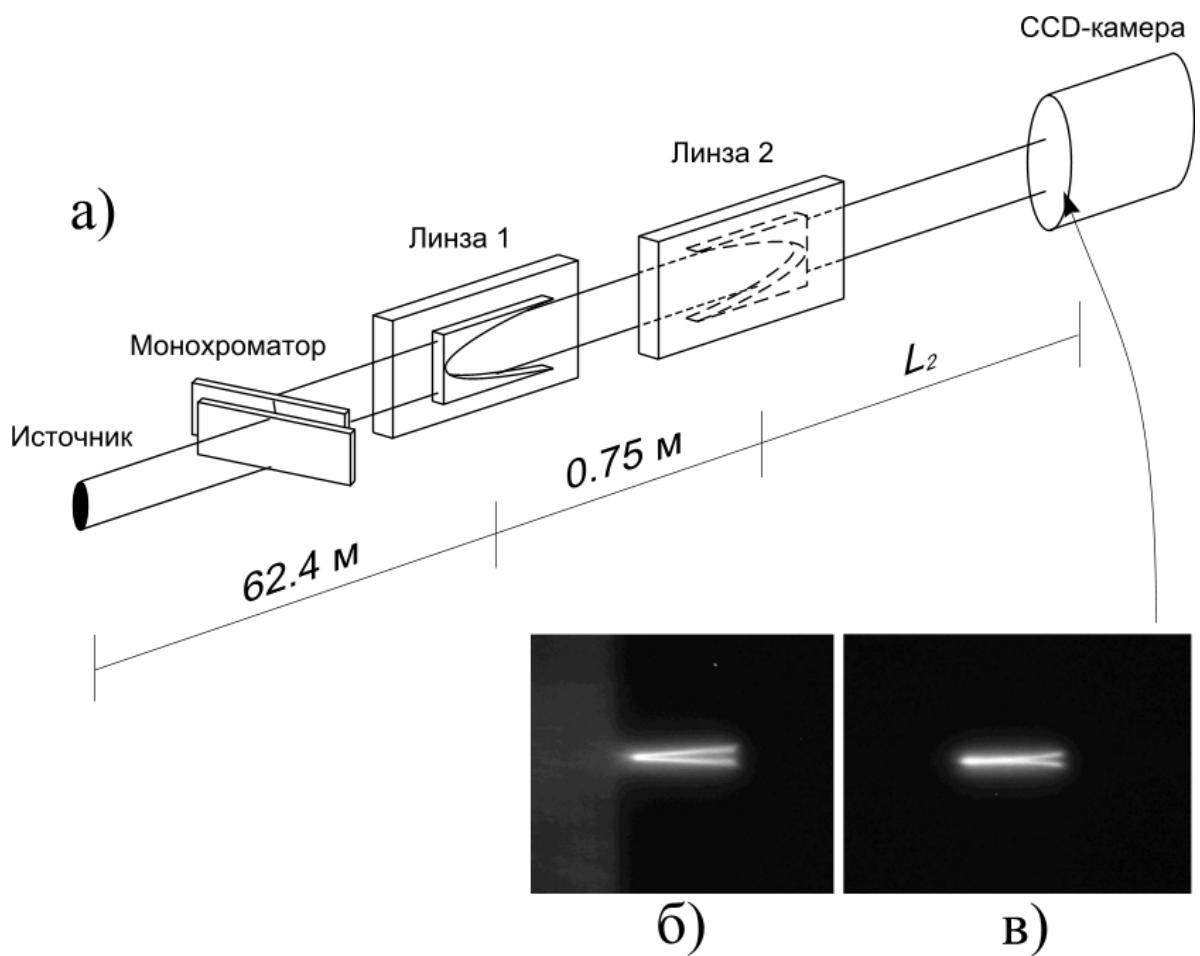
Проведенные экспериментальные наблюдения в интервале энергий от 8.5 до 17 кэВ показывают, что коэффициент усиления  $G$  линзы с минимизированным поглощением имеет немонотонную зависимость от энергии (Таблица 3.2). Полученные данные могут рассматриваться как экспериментальное подтверждение развитого теоретического подхода для описания спектральных свойств киноформных линз.

*Таблица 3.2. Экспериментальные и расчетные данные для планарной параболической линзы с минимизированным поглощением.*

Энергия Е, кэВ	17	12.75	10.625	8.5
Фокусное расстояние F, см	80.0	45.0	31.25	20.0
Коэффициент усиления линзы G (эксперим.)	9.1	6.78	8.9	3.2
Коэффициент усиления линзы G (расчет)	9.2	7	8.45	4.8
Полуширина профиля, мкм, (эксперим.)	2.7	2.7	1.5	1.8
Полуширина профиля, мкм, (расчет)	2.3	2.2	1.3	1.1
Пропускание T, %	90.2	75.3	62.4	33.5

### **3.5 Фокусировка синхротронного излучения высоких энергий**

На станции высоких энергий ID15A (ESRF, Гренобль, Франция) был проведен эксперимент по фокусировке рентгеновского излучения с энергиями от 50 до 100 кэВ. Для фокусировки использовался набор планарных параболических линз для высоких энергий (Рис. 3.5, Таблица 3.1). Схема эксперимента показана на Рис. 3.16а. Размер источника – 100 микрон. Для монохроматизации излучения использовался двухкристальный кремниевый монохроматор в геометрии Лауз, действующий в горизонтальной плоскости.



*Рис. 3.16. Эксперимент по фокусировке рентгеновского излучения с энергиями от 50 до 100 кэВ: а) схема эксперимента, б) фокусировка одиночной линзой, в) фокусировка последовательно двумя линзами.*

Первая и вторая линзы располагались на расстоянии 62.4 и 63.15 м от источника соответственно. Изображения регистрировались на CCD-камеру с размером пикселя 1.7 мкм и на рентгеновскую пленку с разрешением 1 мкм.

Фокусировка осуществлялась как одиночной линзой (Рис. 3.16б) так и последовательно двумя линзами (Рис. 3.16в). В последнем случае вторая линза располагались повернутой относительно первой линзы на 180° для компенсации влияния искажений преломляющего профиля на форму фокального пятна. Полученные экспериментальные данные приведены в Таблице 3.3. Полученные значения полной ширины на половине высоты максимума и их рост с увеличением энергии определяются геометрической схемой эксперимента. Рассчитанная эффективность для двух линз при энергии 50 кэВ составила 95%. Следует отметить, что в данном эксперименте впервые была осуществлена фокусировка излучения с энергией  $E=100$  кэВ.

*Таблица 3.3. Экспериментальные данные по линейной фокусировке.*

Набор линз	Энергия, кэВ	Расстояние от линзы до изображения, м	Полная ширина на половине высоты максимума, мкм
S2	50	2.81	9
S3+S2	50	2.56	10
S3+S2	80	3.45	13
S3+S2	100	6.33	15.5

Возможность использования комбинации линз позволила провести эксперимент по двумерной фокусировке рентгеновского излучения с энергией  $E=70$  кэВ (Рис. 3.17). В этом случае вторая линза (S3) располагалась повернутой относительно первой линзы (S2) на 90° вокруг оптической оси.

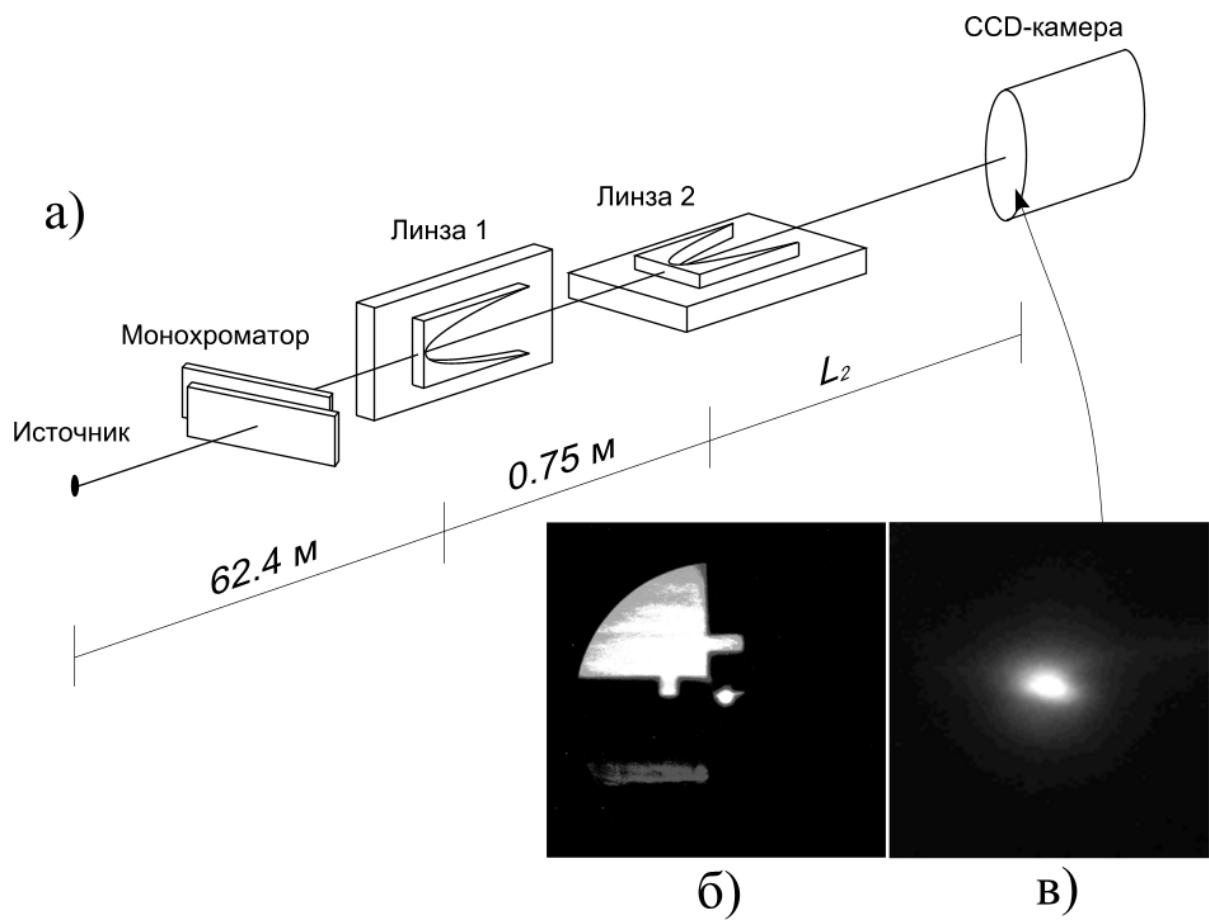
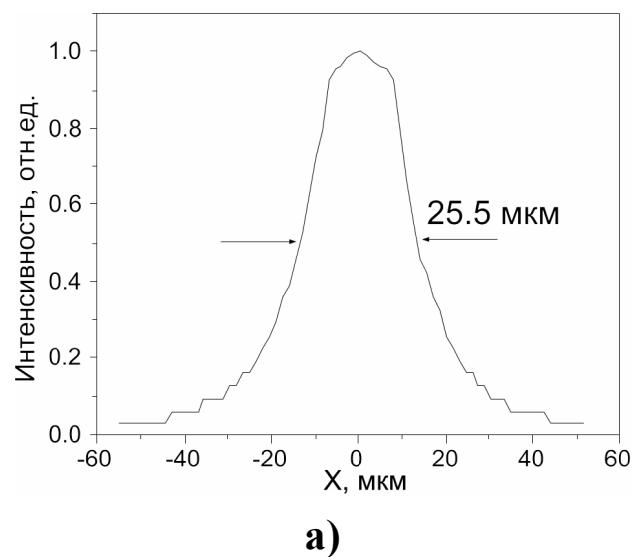
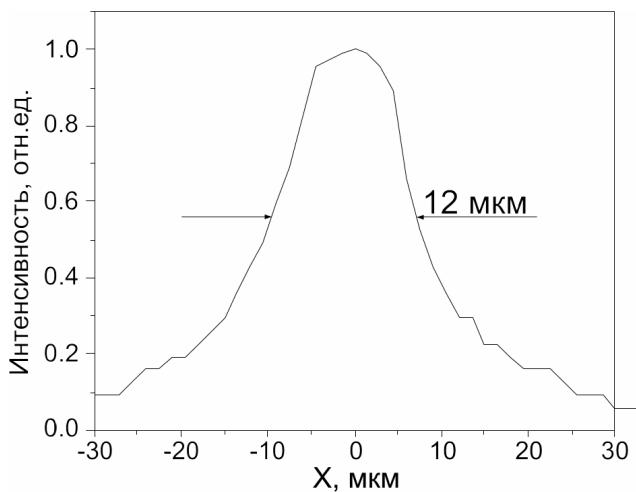


Рис. 3.17. Схема эксперимента по фокусировке рентгеновского излучения в точку (а) и изображения фокусировки: общий вид (б) и центральная часть (в).



**а)**



**б)**

*Рис. 3.18. Линейные профили интенсивности в горизонтальном (а) и вертикальном (б) направлениях.*

Полученное на расстоянии  $L_2=2.31$  метра изображение фокуса показано на Рис. 3.17б, в. Линейные профили интенсивности в горизонтальном и вертикальном направлениях приведены на Рис. 3.18.

Полученные значения полуширины обусловлены фактором уменьшения схемы эксперимента, и таким образом, фокусное пятно является изображением источника.

В данных экспериментах была показана возможность фокусировки планарными параболическими линзами рентгеновского излучения высоких энергий. Впервые была осуществлена фокусировка излучения с энергией 100 кэВ. Также была показана возможность использовать комбинации линз для уменьшения влияния искажений преломляющего профиля на форму фокального пятна и для двумерной фокусировки излучения.

## **Выводы к главе 3**

В данной главе экспериментально изучены фокусирующие свойства планарных параболических линз из кремния.

Разработаны и изготовлены из кремния следующие планарные фокусирующие элементы:

а) набор параболических линз с апертурой 100 мкм и кратностью единичных линз в ряду от 1 до 8 ( $E=17.48$  кэВ,  $F=1.11$  м);

б) параболические линзы с минимизированным поглощением, состоящие из 5 единичных линз с 10 парами сегментов в каждой (число сброса фазы  $M=2$ ) с полной апертурой 150 мкм ( $E=17$  кэВ,  $F=0.8$  м).

в) набор планарных параболических линз для высоких энергий (от 30 до 100 кэВ).

Экспериментально изучены фокусирующие свойства планарных параболических линз. Была показана возможность применения данного вида рентгенооптических элементов на лабораторных и синхротронных источниках рентгеновского излучения. Эффективность фокусировки рентгеновского излучения планарной параболической линзой из кремния составила 95%. Подтверждена спектральная зависимость коэффициента усиления для планарных параболических линз с минимизированным поглощением, что позволяет рассматривать их как устройства для монохроматизации излучения. Впервые осуществлена фокусировка жесткого рентгеновского излучения с энергией 100 кэВ. Также показана возможность использования комбинации линз для уменьшения влияния искажений преломляющего профиля на форму фокального пятна и для двумерной фокусировки излучения.

Разработанные и исследованные в данной главе линзы были успешно использованы при создании микроскопа на рентгеновских стоячих волнах для химического микроанализа с атомным разрешением [73].

Таким образом в данной главе:

1. Разработан и изготовлен ряд планарных параболических рентгенооптических элементов из кремния.
2. Экспериментально изучены фокусирующие свойства планарных параболических линз из кремния на лабораторных и синхротронных источниках рентгеновского излучения.
3. Осуществлена фокусировка жесткого рентгеновского излучения планарными параболическими линзами из кремния с эффективностью 95%.
4. Впервые осуществлена фокусировка жесткого рентгеновского излучения с энергией 100 кэВ.
5. Осуществлена двумерная фокусировка жесткого рентгеновского излучения планарными параболическими линзами из кремния.

## ГЛАВА 4

### **КОЛЛИМАЦИЯ ЖЕСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛАНАРНЫМИ ПАРАБОЛИЧЕСКИМИ ЛИНЗАМИ ИЗ КРЕМНИЯ**

Значительное увеличение удельного веса экспериментов, требующих высокого спектрального и углового разрешения, определяет новые требования к качеству излучения. Одним из главных параметров является угловая расходимость рентгеновского излучения. Возможность использовать преломляющие линзы для коллимации излучения позволит улучшить точность существующих методов и развить принципиально новые в таких задачах, как эксперименты по неупругому и ядерному рассеянию и анализ совершенства кристаллов.

Ранее были предложены и протестиированы полимерные, бериллиевые и алюминиевые преломляющие коллиматоры для синхротронного излучения [58-60]. Полученные результаты показали возможность уменьшения первичной расходимости рентгеновского излучения до 1.7 микrorадиан. Но, следует заметить, что коллимация была осуществлена на энергиях не превышающих 18.5 кэВ. В то же время, преломляющая линза не имеет ограничений по использованию в более высоких энергиях, где использование дифракционной оптики ограничено из-за малых углов дифракции. Точное измерение расходимости пучка после коллиматора составляет отдельную проблему. Улучшение кривой качания, наблюдавшейся в [58-60] дает только оценку действительных свойств пучка, так как необходимо учитывать параметры самого кристалла-анализатора, что усложняет задачу.

В данной главе рассматривается эксперимент по коллимации жесткого рентгеновского излучения планарной параболической линзой из кремния. Была предложена новая методика прямого измерения расходимости

излучения.

В разделе 4.1 описана методика проведения эксперимента.

В разделе 4.2 описаны эксперименты по коллимации жесткого рентгеновского излучения и измерению угловой расходимости пучка.

В разделе 4.3 определены экспериментальные погрешности и рассмотрена точность данной методики.

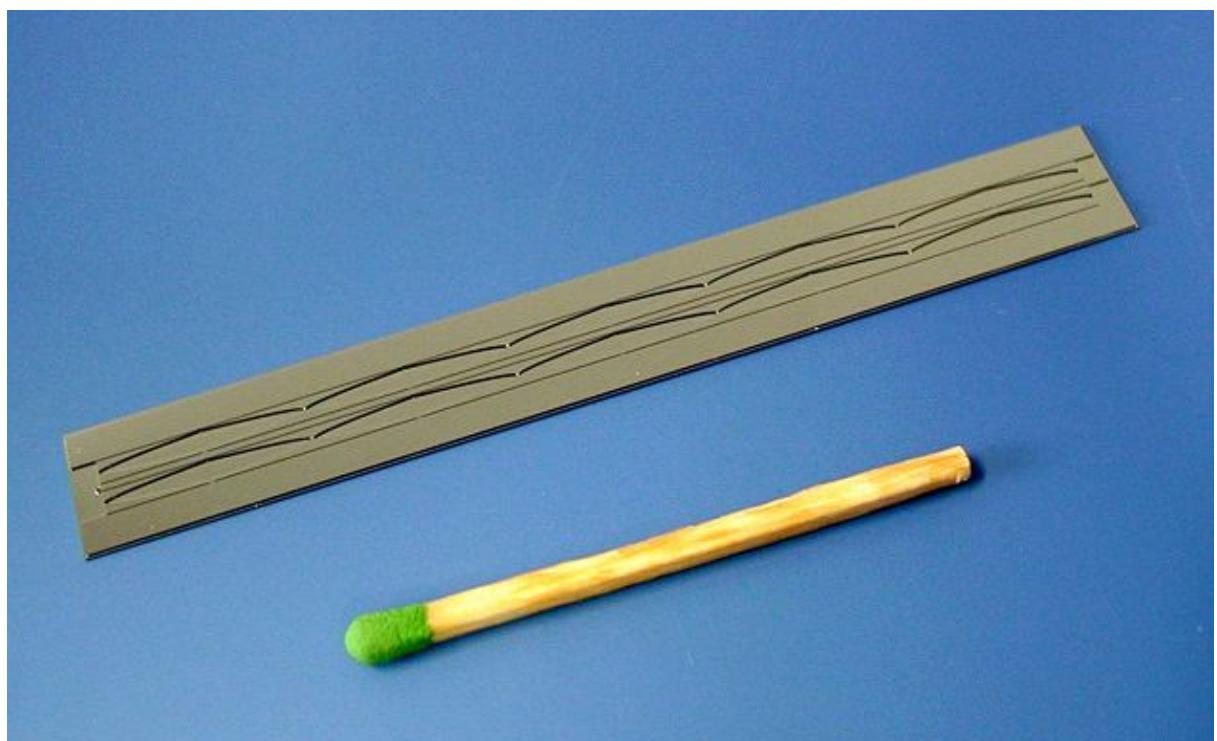
## 4.1 Методика проведения эксперимента

Для коллимации рентгеновского излучения использовались планарные параболические линзы для высоких энергий S4 и S5 (Рис. 3.5, Таблица 3.1). Фокусное расстояние на энергии 30 кэВ составляет 10 метров, глубина рельефа – 200 и 100 микрон, полная апертура – 1.8 миллиметра. Линзы состоят из десяти единичных линз. В диапазоне энергии от 60 до 90 кэВ пропускание составляет от 37.3 до 46.8 % соответственно. Фотография планарной параболической линзы использованной в эксперименте представлена на Рис. 4.1.

Эксперимент был выполнен на станции ID15 (ESRF, Гренобль, Франция). Для монохроматизации рентгеновского излучения с энергиями от 60 до 105 кэВ использовался двойной кристалл-монохроматор Si (111) в геометрии Лауз. Линза (S4 по Таблице 3.1) располагалась на расстоянии 61.7 метра от источника. Схема эксперимента показана на Рис. 4.2. Эксперимент проводился на энергиях 60, 70, 74.7, 80 и 90 кэВ. Все необходимые расчетные параметры линзы для этих энергий приведены в Таблице 4.1.

Таблица 4.1. Расчетные параметры линзы.

Энергия $E$ , кэВ	Расстояние от источника до линзы $L_1$ , м.	Фокусное расстояние линзы $F$ , м.	Расстояние от линзы до изображения $L_2$ , м.	Эффективная апертура линзы $A$ , мкм
60	61.7	39.77	-111.9	754.7
70	61.7	54.14	-442	839.3
74.7	61.7	61.69	98290	871.8
80	61.7	70.7	483.4	904.04
90	61.7	98.5	198.2	954.2



*Рис. 4.1. Фотография планарной параболической линзы, использованной в эксперименте по коллимации рентгеновского излучения.*

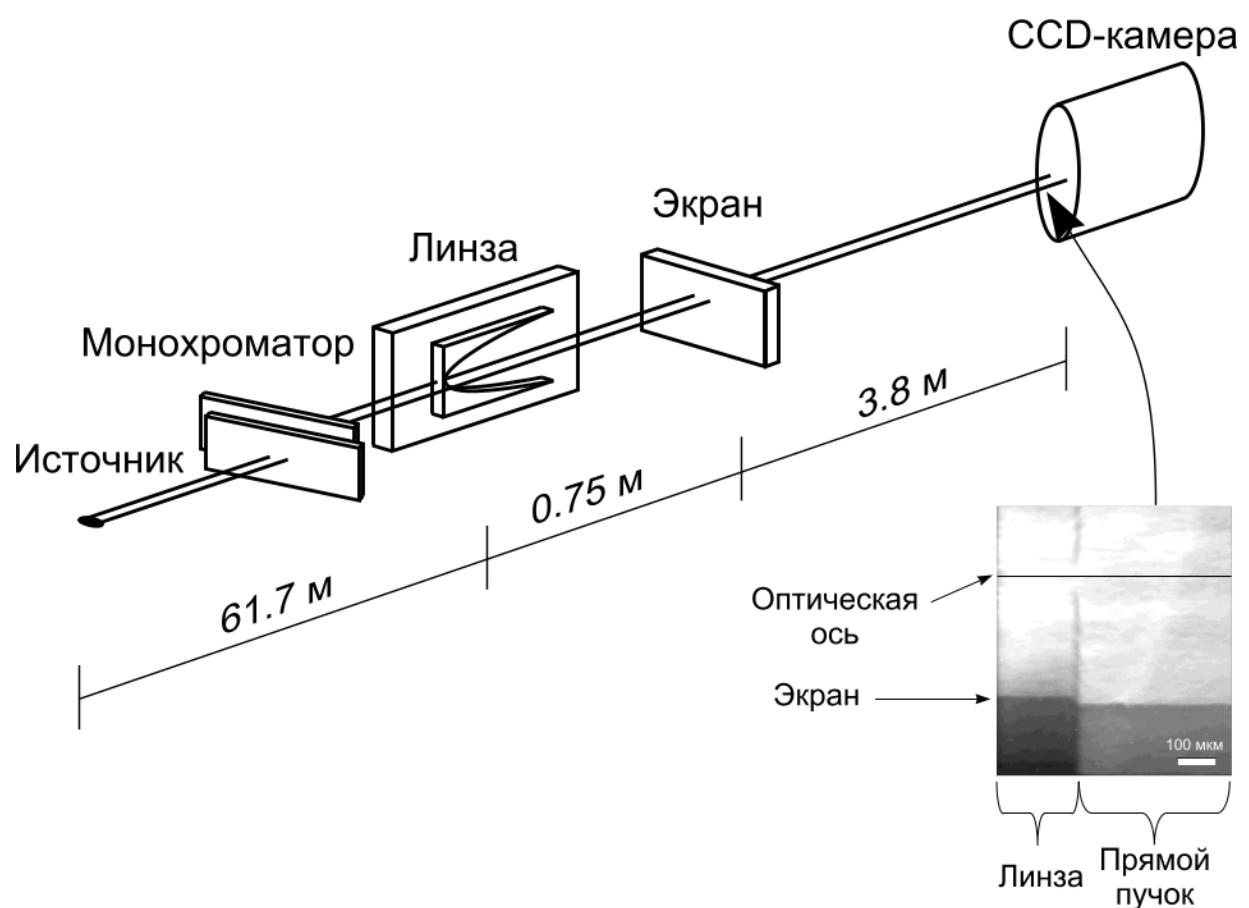


Рис. 4.2. Схема эксперимента по коллимации рентгеновского излучения.

При энергии  $E=74.7$  кэВ фокусное расстояние линзы составляет 61.69 метра и практически совпадает с расстоянием до источника. Таким образом, линза коллимирует входящий пучок (Рис. 4.3а). Это может быть описано хорошо известной формулой линзы

$$\frac{1}{L_1} + \frac{1}{L_2} = \frac{1}{F}, \quad (4.1)$$

где  $L_1$  – расстояние от линзы до источника,  $L_2$  – расстояние от линзы до изображения и  $F$  – фокусное расстояние. При энергии  $E_I=74.7$  кэВ мнимое изображение источника находится на расстоянии 98 километров от линзы. При энергиях 80 и 90 кэВ фокусное расстояние увеличивается до 70.7 и 98.5 метров соответственно, что дает нам мнимое изображение источника на расстоянии 483 и 198 метров позади линзы. В этом случае лучи, проходящие через линзу, расходятся (Рис. 4.3б). В противоположность этому при более низких энергиях 60 и 70 кэВ фокусное расстояние линзы уменьшается до 39.8 и 54.1 метра, что дает нам изображение источника перед линзой. В таком случае прошедшие лучи сходятся (Рис.4.3в).

Для измерения расходимости пучка была предложена следующая методика (Рис. 4.2 и 4.4). На расстоянии  $\Delta=0.75$  метра был расположен полупрозрачный экран, представляющий собой скол германиевой пластины. При глубине рельефа линзы в 200 микрон и горизонтальном размере пучка более чем 1 миллиметр на изображении всегда будут видны прямой пучок и пучок прошедший через линзу. Разница в положении тени экрана в прямом и прошедшем через линзу пучке измерялась по изображению, зарегистрированному CCD камерой FReLoN с размером пикселя 1.5 микрона, которая располагалась на расстоянии 3.8 метра от экрана.

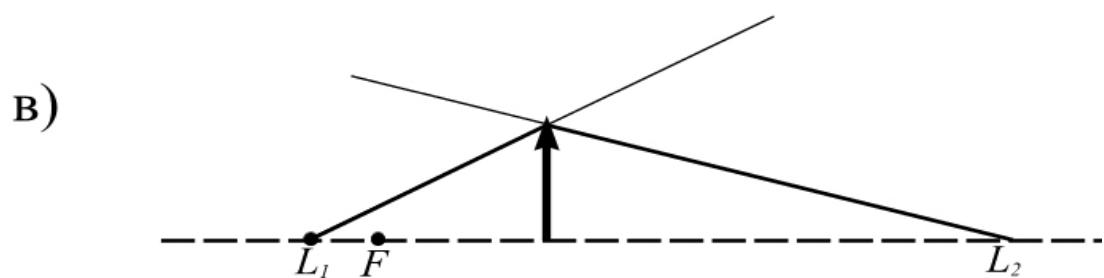
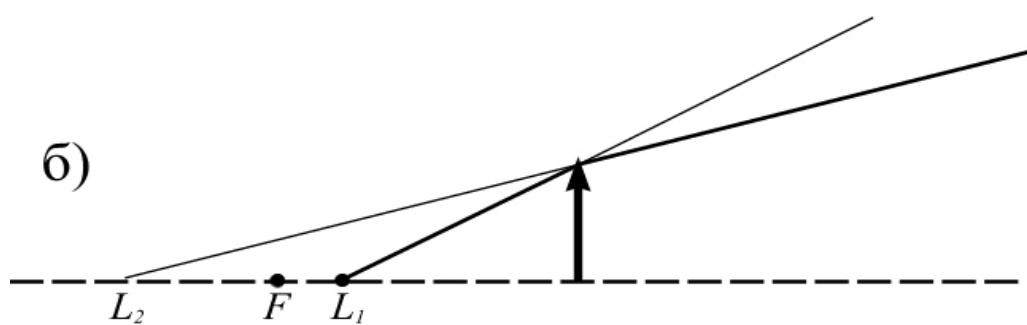
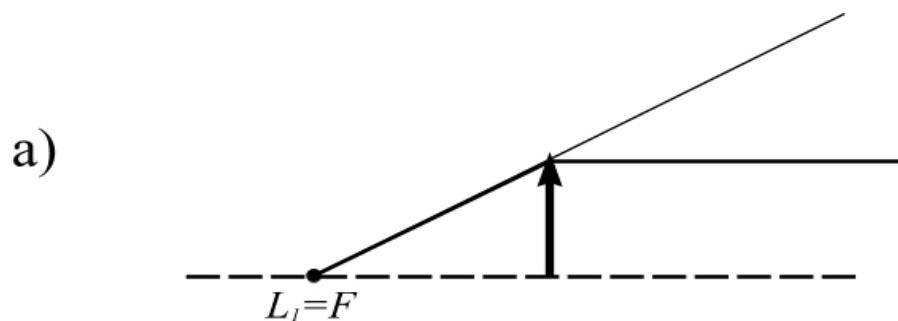


Рис. 4.3. Схема хода лучей рентгеновского излучения: а) – при энергии 74.7 кэВ, б) – при энергиях 80 и 90 кэВ, в) – при энергиях 60 и 70 кэВ.

Теневое изображение края экрана (Рис. 4.2) состоит из изображения в прямом (правая часть) и прошедшем через линзу пучке (левая часть). Смещение (разница изображений положения экрана) хорошо заметно на краю линзы. На данных энергиях мы имеем эффективную апертуру в пределах 750-950 микрон (см. Таблицу 1), что позволяет нам измерить данное смещение в большом диапазоне вертикального положения экрана.

Схема для расчета угловой расходимости рентгеновского излучения показана на Рис. 4.4. Сплошной линией показан луч прямого пучка, прошедший без взаимодействия с линзой. Пунктирная линия показывает луч, прошедший через линзу. Согласно Рис. 4.4, зависимость высоты тени экрана в прямом пучке  $H$  от положения экрана  $z$  описывается следующим образом:

$$\frac{H}{L_1 + \Delta + B} = \frac{z}{L_1 + \Delta}, \quad (4.2)$$

где  $L_1 + \Delta$  – расстояние между источником и экраном, а  $B$  – расстояние от экрана до изображения. Высота  $h$ , образованная тенью экрана в преломленном пучке при расстоянии от линзы до мнимого источника  $L_2$  можно записать как

$$h = z + \tan(\gamma)B \approx z + \gamma B \quad (4.3)$$

где  $\gamma \ll 1$  – угол между преломленным лучом и оптической осью. Перемещая экран по высоте в пределах эффективной апертуры линзы можно найти из уравнений 4.2 и 4.3 угол  $\gamma$  для каждого положения экрана  $z$  из измеренных величин  $H$  и  $h$  при помощи соотношения:

$$\gamma = \frac{H}{L_1 + \Delta + B} - \frac{H - h}{B} \quad (4.4)$$

При таком способе угол  $\gamma$  может быть вычислен из линейного смещения изображения экрана при данном расстоянии от экрана до изображения  $B$ .

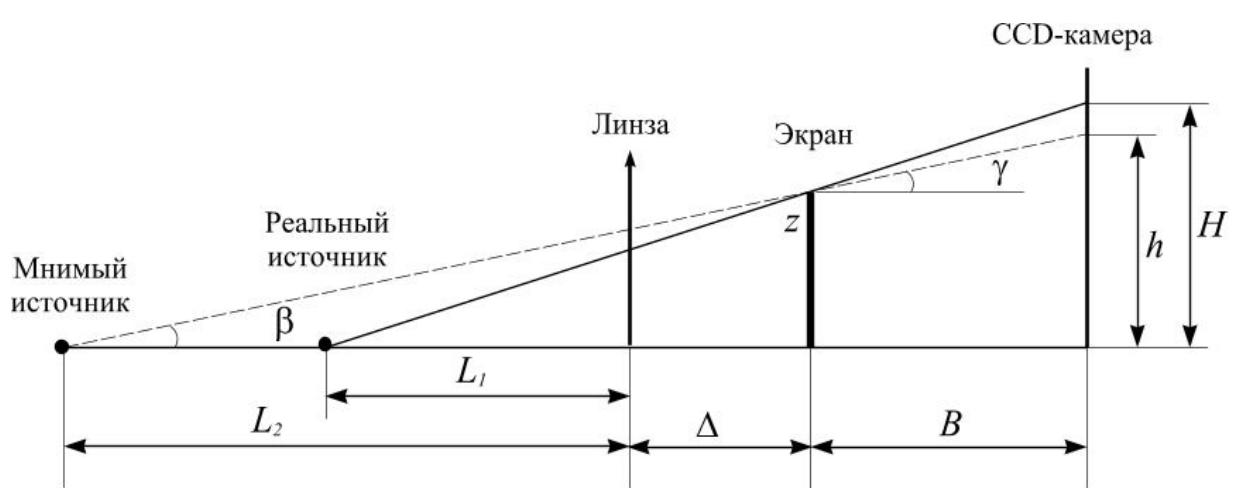


Рис. 4.4. Схема для расчета угловой расходимости рентгеновского излучения.

Из формулы линзы (4.1) следует, что линза создает изображение источника при фиксированном расстоянии. Введем эффективное расстояние от источника до линзы  $L_2$ . В этом случае угол  $\gamma$  может быть выражен как линейная функция положения экрана  $z$

$$\gamma = z/L_2 = kz, \quad (4.5)$$

где коэффициент  $k$  – обратная величина  $L_2$ .

Следовательно, возможно найти коэффициент  $k$  и его погрешность  $\Delta k$  из экспериментальных измерений при помощи процедуры линейного приближения, основанной на методе наименьших квадратов, и таким образом, оценить значения эффективного расстояния от источника до экрана  $L_2$  и соответствующую погрешность  $\Delta L_2$ :

$$L_2 = 1/k, \quad \Delta L_2 = \Delta k/k^2 = \Delta k L_2^2 \quad (4.6)$$

Угол  $\beta = Z/L_2$  может быть описан угловой расходимостью источника при фиксированном расстоянии  $L_2$  от источника для всех положений экрана  $Z$  в диапазоне апертуры линзы. Подобным способом можно найти погрешность величины  $\beta$ :

$$\Delta\beta = \frac{\Delta L_2}{L_2^2} Z = \Delta k Z \quad (4.7)$$

## **4.2 Эксперименты по коллимации рентгеновского излучения и измерение угловой расходимости пучка**

Экспериментальные данные, полученные при помощи уравнения (4.4) из измерений линейного смещения при разных положениях экрана, показаны на Рис. 4.5. Угловая расходимость рассчитана из линейных значений смещения на расстоянии от экрана до изображения  $B=3.8$  метра.

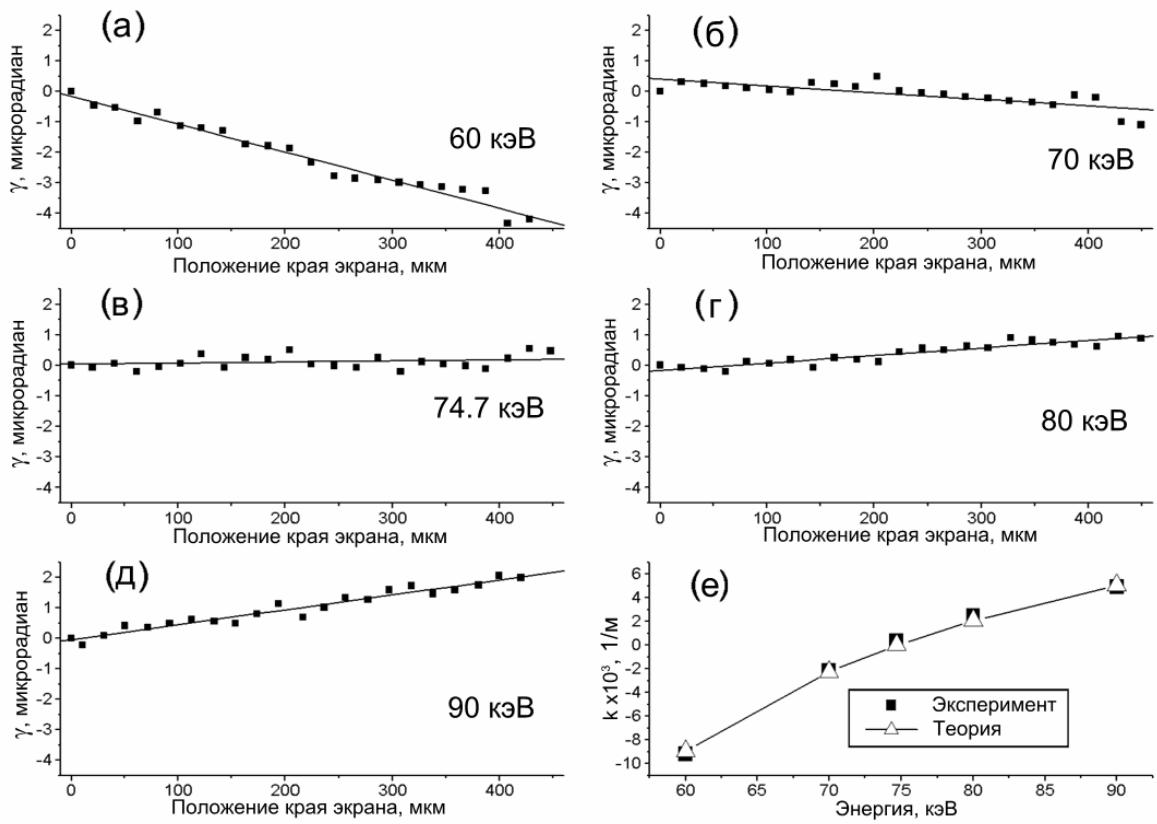


Рис. 4.5. Данные эксперимента по коллимации рентгеновского излучения.

*Таблица 2. Параметры рассчитанные из экспериментальных данных*

Энергия $E$ , кэВ	Угловой коэффициент $k$ , 1/м	Погрешность углового коэффициента $\Delta k$ , 1/м	Эффективное расстояние до источника $L_2$ , м	Погрешность эффективного расстояния до источника $\Delta L_2$ , м	Угловая расходимость пучка $2\beta$ , мкрад		Погрешность угловой расходимости пучка $\Delta\beta$ , мкрад	
					Полная апертура	Эффективная апертура	Полная апертура	Эффективная апертура
60	-0.00921	3.65E-04	-108.6	4.3	-16.58	-6.96	0.66	0.28
70	-0.00221	3.55E-04	-452.5	72.7	-3.98	-1.86	0.64	0.3
74.7	3.31E-04	1.68E-04	3016.8	1529	0.6	0.28	0.3	0.14
80	0.00247	2.10E-04	404.9	34.4	4.44	2.2	0.38	0.18
90	0.00491	2.59E-04	203.7	10.7	8.84	4.6	0.46	0.24

При энергии  $E_I=74.7$  кэВ линейное приближение экспериментальных точек имеет минимальный коэффициент наклона близкий к нулю (Рис. 4.5в и Таблица 2). Это означает, что происходит компенсация расходимости пучка линзой. При более низких энергиях 60 и 70 кэВ коэффициент наклона линейного приближения имеет отрицательные значения, и, таким образом, пучок сходится (Рис. 4.5а-б). В этом случае линза дает реальное изображение источника, соответственно, на расстоянии 109 и 453 метра от линзы (Таблица 2). В противоположность этому, при более высоких энергиях 80 и 90 кэВ коэффициент наклона линейного приближения имеет положительные значения и, таким образом, прошедший через линзу пучок расходится (Рис. 4.5г-д). В этом случае мнимый источник находится на расстоянии 405 и 204 метра от линзы, соответственно (Таблица 2).

Для сравнения были зарегистрированы кривые качания кристалла-анализатора Si(111) в геометрии Лауз в прямом пучке и прошедшем через линзу (Рис. 4.6) при энергии излучения  $E=74.7$  кэВ. Измеренные полуширины кривых качания составили 17 и 10 микrorадиан соответственно. Таким образом мы наблюдаем улучшение кривой качания в случае коллимации пучка линзой, что может являться подтверждением того, что излучение прошедшее через линзу имеет меньшую угловую расходимость. Однако найти точное значение угловой расходимости в данном случае является затруднительным, так как большой вклад в кривую качания вносит собственная кривая качания кристалла, которая, в свою очередь, зависит от качества самого кристалла-анализатора и, соответственно, определяется множеством параметров.

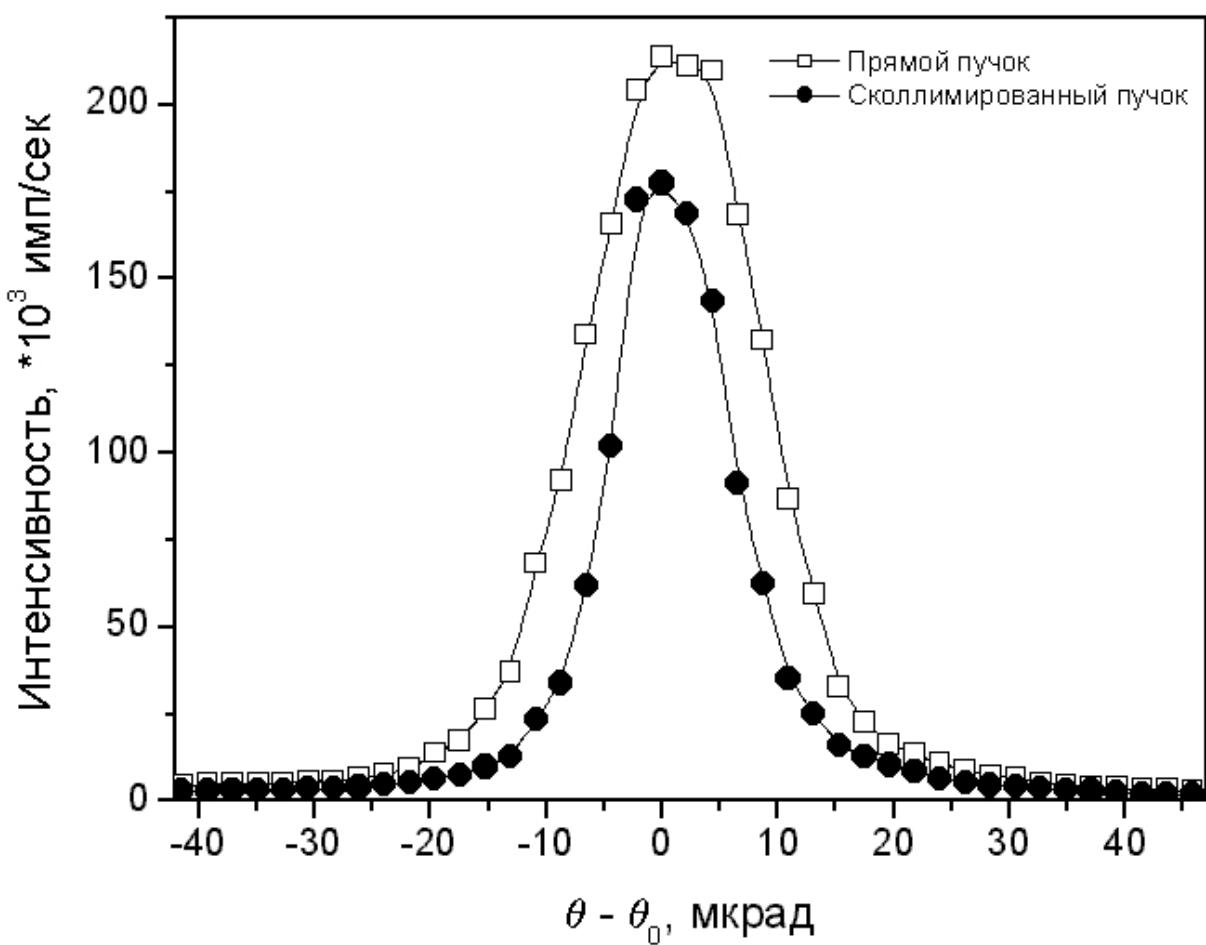


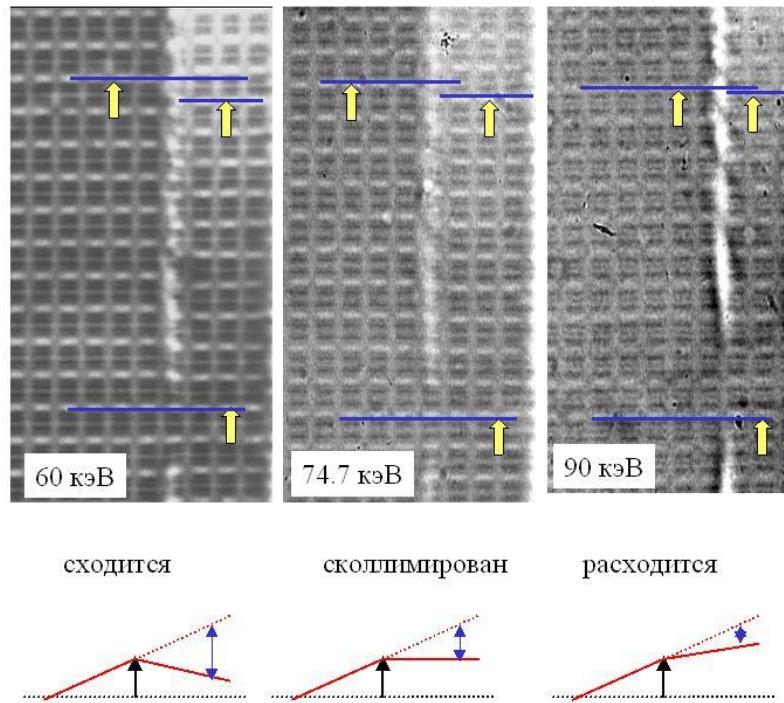
Рис. 4.6 Кривые качания отражения кристалла-анализатора Si(111) при энергии 74.7 кэВ.

Для иллюстрации эффекта коллимации, использовалась никелевая решетка с периодом 25.4 мкм (1000 линий на дюйм), которая была расположена на расстоянии 75 см от линзы. Изображение решетки в прямом пучке и после линзы регистрировалось на высокоразрешающую пленку, расположенную на расстоянии 3.8 метра от решетки, при энергиях 60, 74.7 и 90 кэВ (Рис. 4.7).

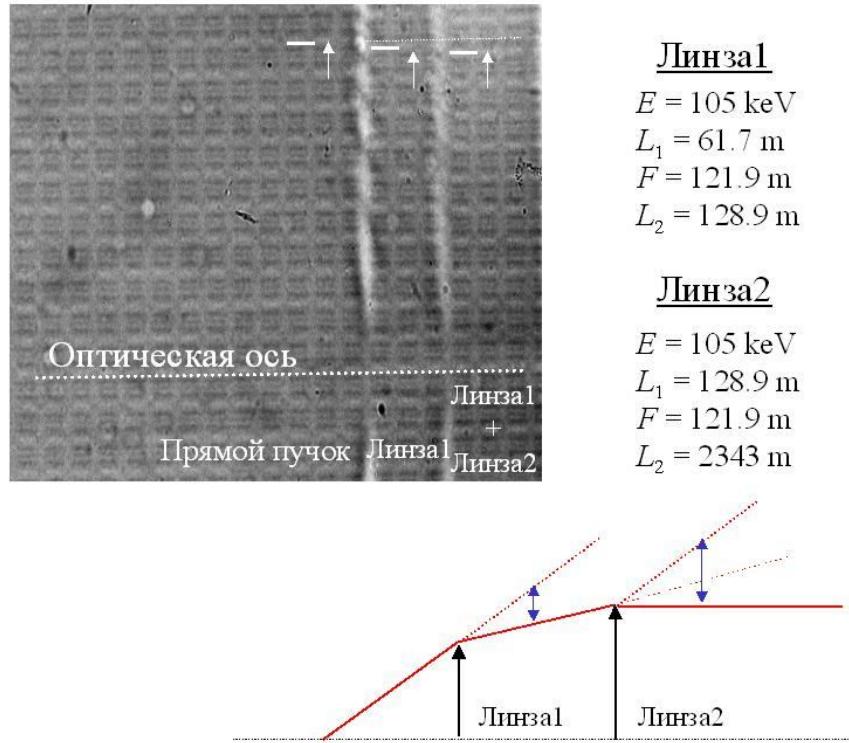
Каждое изображение состоит из прошедшего через линзу (правая часть) и прямого пучка (левая часть). Сдвиг изображения решетки в прямом пучке относительно прошедшего через линзу хорошо виден на границе линзы. При эффективной апертуре  $A_{eff}=750\div950$  микрон (Таблица 1) можно измерить этот сдвиг при различных вертикальных положениях. На Рис. 4.7 показаны изменения сдвига для одного и того же уровня при разных энергиях, и можно заметить, что он довольно сильно меняется. Величина сдвига зависит от угловой разницы расходности прямого пучка и прошедшего через линзу, и, следовательно, увеличивается с уменьшением энергии.

Также проведены измерения периода решетки по изображениям полученным на CCD-камере при данных энергиях. При 74.7 кэВ период составил 25.4 микрон, что совпадает с параметрами решетки, а при энергиях 60 и 90 кэВ – 24.8 и 25.9 микрон соответственно.

Был протестирован двухлинзовый коллиматор при энергии 105 кэВ. Вторая линза S5 располагалась на расстоянии 62.45 метра от источника. Для демонстрации эффекта мы использовали решетку и пленку в положении описанном выше. Изображение решетки показано на Рис. 4.8. Оно состоит из трех частей: прямой пучок (слева), прошедший через одну линзу (в центре) и прошедший через две линзы (справа). Как видно из Рис. 4.8, расстояние  $L_1$  для второй линзы такое же как и  $L_2$  для первой.  $L_2$  для второй линзы равно



*Рис. 4.7. Изображения никелевой решетки в прямом и сколлимированном пучке при энергиях 60, 74.7 и 90 кэВ.*



*Рис. 4.8. Изображение никелевой решетки и схема работы двухлинзового коллиматора при энергии 105 кэВ.*

2.4 км, таким образом мы получаем практически сколлимированный пучок. Сдвиг изображения решетки на одной и той же вертикальной позиции меняется и становится больше там, где пучок более сколлимирован.

### **4.3 Экспериментальные погрешности и точность измерений**

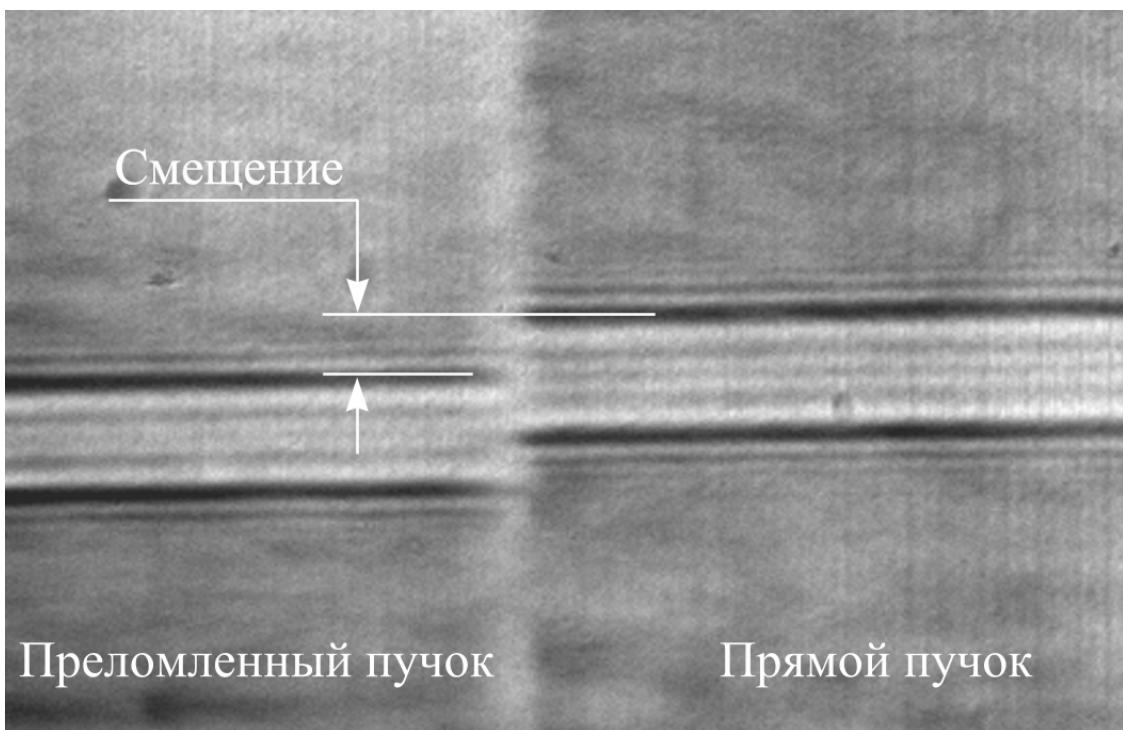
Точность измерений может быть получена из уравнения (4.4). Так как мы измеряем линейное значение  $h$  и  $H$  для изображений смещения экрана в пикселях, то погрешность инструмента измерения составляет 2 пикселя или 3 микрона (размер пикселя CCD камеры – 1.5 микрона), что при расстоянии  $B=3.8$  метра составляет ошибку в измерении угла  $\gamma$  около 0.8 микrorадиана. Так как  $L_1 + \Delta \gg B$ , то можно пренебречь первым членом в уравнении (4.4) при оценке погрешности.

Теневой эффект, возникающий в данном эксперименте из-за конечного размера источника, также может внести ошибку в измерения. Однако размер получени от 60-ти микронного источника составляет около 3.6 микрон при расстоянии  $B=3.8$  метра. В эксперименте значения брались посередине получени и, таким образом, погрешность от размера источника оказывалась меньше погрешности инструмента. Более того, эта погрешность может быть рассмотрена при оценке угловой расходимости как постоянная погрешность при условии, что размер источника не изменяется в течение эксперимента.

С другой стороны точность эксперимента можно улучшить при использовании другого вида объектов, формирующих не теневое, а фазоконтрастное изображение. Вместо полупрозрачного экрана использовалась вольфрамовая проволока диаметром 25 микрон. Фазоконтрастное изображение этой проволоки (Рис. 4.9), полученное при энергии  $E=74.7$  кэВ, содержит максимумы и минимумы интенсивности(Рис. 4.10), положения которых могут быть определены с

большой точностью, по сравнению с теневым изображением края экрана. В этом случае положения этих максимумов могут быть определены с большей точностью, по сравнению с теневым изображением края экрана. Такой подход к измерению сдвига изображения позволяет значительно улучшить точность разработанной методики вплоть до десятых долей микрорадиана. Влияние коллимации пучка планарной параболической линзой на фазоконтрастное изображение будет исследовано в дальнейших работах.

Рассмотрим точность данной методики при оценке угловой расходимости пучка. Рассчитанные по экспериментальные данным значения и соответствующие погрешности приведены в Таблице 2. Представляется возможным сравнить рассчитанное из уравнения (4.6) расстояние  $L_2$  от источника до линзы (Таблица 2) с тем же расстоянием  $L_2$ , полученным из формулы линзы (Таблица 1), и их обратные значения (Рис. 4.5e). Очевидно, что результаты, как и ожидалось, находятся внутри пределов рассчитанной погрешности, за исключением случая при энергии  $E=74.7$  кэВ, что может быть связано с большим значением глубины фокуса ( $\sim 0.4$  метра). Согласно Таблице 2, в схеме коллимации рентгеновского излучения значение угловой расходимости пучка на полной апертуре линзы  $A=900$  микрон составило  $2\beta=0.6 \pm 0.3$  микрорадиана.



*Рис. 4.9. Фазоконтрастное изображение вольфрамовой проволоки*

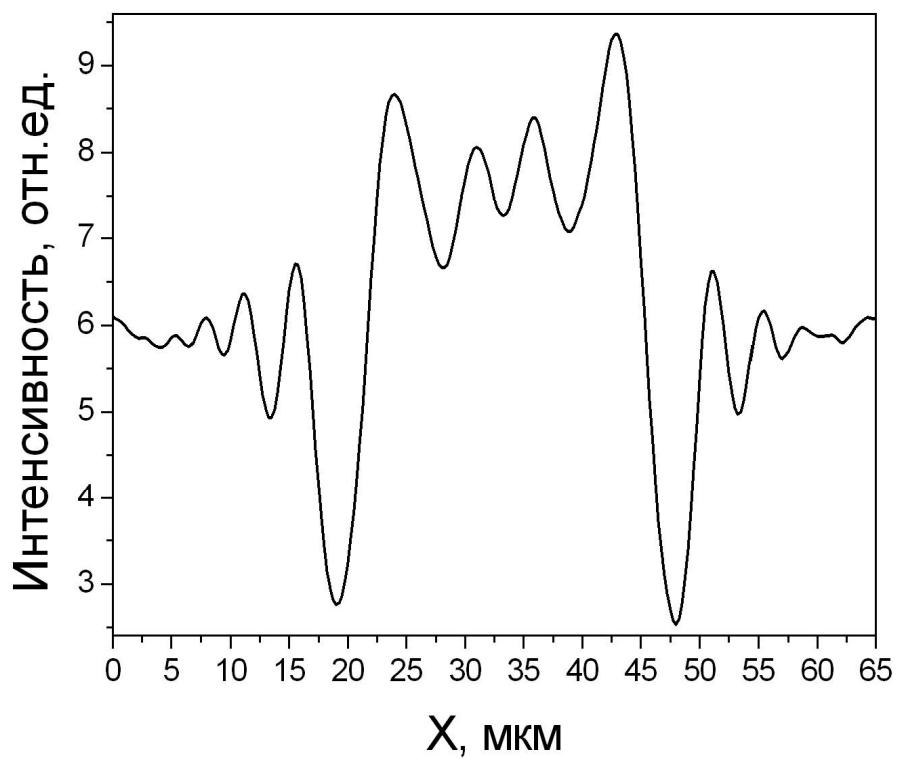


Рис. 4.10 Линейный профиль интенсивности изображения вольфрамовой проволоки.

## **Выводы к главе 4**

В данной главе продемонстрированы результаты экспериментов по коллимации жесткого рентгеновского излучения планарной параболической линзой из кремния. Предложена и протестирована новая методика прямого измерения расходимости пучка.

В результате расходимость пучка от виглера на станции ID15 (ESRF, Гренобль, Франция) была уменьшена до 0.6 микрорадиан. Как показали экспериментальные данные, достигнутая точность измерения составила 0.3 микрорадиана. Данные измерения проводились в диапазоне энергий от 60 до 90 кэВ.

Коллимация рентгеновского излучения планарными параболическими линзами имеет несколько преимуществ. В сравнении с дифракцией от асимметричного кристалла, они не увеличивают поперечное сечение, не изменяют направление пучка и просты в юстировке оптической схемы. Более того, данные линзы наиболее эффективны в диапазоне энергий от 10 до 100 кэВ. При использовании описанных в предыдущих главах планарных параболических линз с минимизированным поглощением можно уменьшить модуляцию интенсивности вызванную поглощением линзы.

Новая предложенная методика по измерению угловой расходимости излучения обеспечивает высокую точность измерений. Достоинствами данной методики также являются ее универсальность и доступность.

Таким образом в данной главе:

1. Была экспериментально изучена коллимация рентгеновского излучения планарной параболической линзой из кремния при энергиях от 60 до 90 кэВ.

2. Предложена и обоснована новая методика прямого измерения расходимости пучка, позволяющая проводить измерения с точностью до десятых долей микрорадиана.

3. Впервые экспериментально показано, что возможно уменьшить угловую расходимость пучка рентгеновского излучения до 0.6 микрорадиан.

## **ЗАКЛЮЧЕНИЕ**

Исследования, проведенные при решении задач, поставленных в представленной диссертационной работе, направлены на решение актуальных проблем современной науки и технологии. Целью этих исследований являлись разработка принципов проектирования и изготовление планарных параболических рентгенооптических элементов, экспериментальное исследование фокусирующих свойств данной оптики в жестком рентгеновском излучении, а также исследование возможности коллимации рентгеновского излучения планарными параболическими линзами.

Основные результаты и выводы из проделанных исследований могут быть сформулированы следующим образом:

1. Разработаны принципы проектирования и изготовления планарных параболических линз. Полученные результаты являются базой для создания новых рентгенооптических элементов и активно используются при проектировании данной оптики.

2. Впервые созданы планарные параболические линзы из кремния с фокусным расстоянием 1.11 м при энергии излучения 17.48 кэВ, планарные параболические линзы с минимизированным поглощением с фокусным расстоянием 0.8 м при энергии 17 кэВ и набор планарных параболических линз, рассчитанных для энергий излучения в диапазоне от 30 до 100 кэВ.

3. Экспериментально исследованы фокусирующие свойства планарных параболических линз из кремния. Показано, что их эффективность может достигать 95%. Впервые осуществлена фокусировка жесткого рентгеновского излучения с энергией 100 кэВ.

4. Проведены эксперименты по коллимации планарной параболической линзой жесткого рентгеновского излучения в диапазоне

энергий от 60 до 90 кэВ. Достигнута угловая расходимость пучка на выходе линзы 0.6 микрорадиан.

5. Разработана оригинальная методика прямого измерения угловой расходимости рентгеновского излучения. Точность измерений по данной методике составляет десятые доли микрорадиана, что было подтверждено экспериментально.

6. Полученные результаты доказывают возможность широкого применения планарных параболических линз из кремния в различных рентгенооптических схемах для фокусировки и коллимации излучения, в том числе при создании рентгеновских микроскопов в диапазоне энергий от 10 до 100 кэВ.

В заключение автор считает своим приятным долгом выразить признательность всем, без кого выполнение данной работы было бы невозможно. Прежде всего, хотелось бы поблагодарить членов моей семьи за постоянную поддержку и понимание. Автор также считает необходимым выразить признательность доктору физико-математических наук, члену-корреспонденту РАН Аристову Виталию Васильевичу за идею данной работы, своим научным руководителям, кандидату физико-математических наук Шабельникову Леониду Григорьевичу и кандидату физико-математических наук Снигиреву Анатолию Александровичу за помощь в проведении экспериментальных исследований, и за последующее обсуждение результатов. Настоящая работа была бы также невозможна без деятельного участия кандидатов физико-математических наук Кузнецова Сергея Михайловича, Юнкина Вячеслава Анатольевича и Суворова Алексея Юрьевича. Отдельное спасибо автор хочет выразить кандидатам физико-математических наук Щелокову Игорю Александровичу и Кондакову Аркадию Станиславовичу и своим оппонентам доктору физико-математических наук Рошупкину Дмитрию Валентиновичу и кандидату физико-математических наук Артемьеву Александру Николаевичу за плодотворное обсуждение результатов.

## СПИСОК ОСНОВНЫХ ПУБЛИКАЦИЙ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИОННОЙ РАБОТЫ

1. В.В. Аристов, Л.Г. Шабельников, Е.В. Шулаков, С.М. Кузнецов, В.А. Юнкин, М.В. Григорьев, С.И. Зайцев. Рентгеновская оптика преломления. Материалы Рабочего Совещания “Рентгеновская Оптика”, Н.Новгород, ИФМ РАН, 1998, стр. 150-155.
2. В.В. Аристов, В.А. Юнкин, Л.Г. Шабельников, С.М. Кузнецов, М.В. Григорьев. Рентгеновская оптика преломления: планарные киноформные профили. Материалы Рабочего Совещания “Рентгеновская Оптика 99”, Н.Новгород, ИФМ РАН, 1999, стр. 179-184.
3. В.В. Аристов, Л.Г. Шабельников, Е.В. Шулаков, С.М. Кузнецов, В.А. Юнкин, М.В. Григорьев, С.И. Зайцев. Рентгеновская оптика преломления. Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 1999, №1, стр.7-13.
4. В.В. Аристов, В.А. Юнкин, Л.Г. Шабельников, С.М. Кузнецов, М.В. Григорьев. Рентгеновская оптика преломления. Планарные киноформные профили. Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2000, №1, стр.77-81.
5. Aristov V.V., Grigoriev M.V., Kuznetsov S.M., Shabel'nikov L.G., Yunkin V.A., A. Snigirev, I. Snigireva, K. Rau, T. Weitkamp, M. Hoffmann, E. Voges. Silicon planar parabolic lenses. Proceeding of SPIE, 2000, vol. 4145, p. 39.
6. Аристов В.В., Григорьев М.В., Кузнецов С.М., А. Снигирев, И. Снигирева, К. Рай, Шабельников Л.Г., М. Хоффманн, Э. Фогес, Юнкин В.А. Фокусировка синхротронного излучения на планарных параболических линзах из кремния. Материалы Рабочего Совещания “Рентгеновская Оптика 2000”, Н.Новгород, ИФМ РАН, 2000, стр. 11-13.

7. Аристов В.В., Григорьев М.В., Кузнецов С.М., Шабельников Л.Г. Спектральные характеристики преломляющих параболических линз с минимизированным поглощением. Материалы Рабочего Совещания “Рентгеновская Оптика 2000”, Н.Новгород, ИФМ РАН, 2000, стр. 164-167.
8. Aristov V.V., Grigoriev M.V., Kuznetsov S.M., Shabel'nikov L.G., Yunkin V.A., M. Hoffmann, E. Voges. X-ray focusing by planar parabolic lenses made of silicon. Optics Communications, 2000, 177, p.33-38.
9. Aristov V.V., Grigoriev M.V., Kuznetsov S.M., Shabel'nikov L.G., Yunkin V.A., A. Snigirev, I. Snigireva, K. Rau, T. Weitkamp, M. Hoffmann, E. Voges. Silicon planar parabolic lens with minimised absorption. Applied Physics Letters, 2000, 77, p. 4058-4060.
10. Аристов В.В., Григорьев М.В., Кузнецов С.М., А. Снигирев, И. Снигирева, К. Рай, Шабельников Л.Г., М. Хоффманн, Э. Фогес, Юнкин В.А. Фокусировка синхротронного излучения на планарных параболических линзах из кремния. Поверхность. Рентгеновские, Синхротронные, Нейтронные Исследования, 2001, №1, стр. 13-22.
11. Аристов В.В., Григорьев М.В., Кузнецов С.М., Шабельников Л.Г. Спектральные характеристики преломляющих параболических линз с минимизированным поглощением. Поверхность. Рентгеновские, Синхротронные, Нейтронные Исследования, 2001, №1, стр. 89-92.
12. Aristov V.V., Grigoriev M.V., Kuznetsov S.M., Shabel'nikov L.G., Yunkin V.A., Rau C., Snigirev A., Snigireva I., Hoffmann M., Voges E. Refractive and diffractive x-ray optical elements. Proceeding of SPIE, 2001, vol. 4499, p. 14.
13. Aristov V.V., Grigoriev M.V., Kuznetsov S.M., Shabel'nikov L.G., Yunkin V.A., Rau C., Snigirev A., Snigireva I., Hoffmann M., Voges E. Planar parabolic lenses for focusing high-energy X-rays. Proceeding of SPIE, 2001, vol. 4501, p. 26.

14. Shabel'nikov L., Snigirev A., Snigireva I., Kouznetsov S., Yunkin V., Grigoriev M. X-ray refractive planar lenses. VII International Conference On X-ray Microscopy (XRM-2002), 2002, p. 38.
15. Snigireva I., Grigoriev M., Shabel'nikov L., Yunkin V., Snigirev A., Kouznetsov S., Di Michiel M., Hoffmann M., Voges E. X-ray refractive collimator based on planar silicon lens. Proceedings of SPIE, 2002, vol. 4783, p. 3.

## СПИСОК ЦИТИРУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Hagelstein, M.; San Miguel, A.; Fontaine, A.; Goulon, J., The beamline ID24 at ESRF for energy dispersive X-ray absorption spectroscopy, *Journal de Physique IV [Colloque]*, 1997, vol. 7, iss. C2, pp. 303-308.
2. Aoki S., Takeuchi A., Sakurai K., Kameno H., Saito D., Takano H., Yamamoto K., Watanabe N., Ando M., Yoshidomi Y., Shinada K.; Kato T., Submicron X-ray microbeam production with a Wolter-type grazing incidence mirror at Tristan main ring (KEK), *Journal de Physique IV [Colloque]*, 1997, vol. 7, iss. C2, pp. 329-330.
3. MacDowell A.A., Celestre R., Chang C.-H., Franck K., Howells M.R., Locklin S., Padmore H.A., Patel J.R., Sandler R., Progress toward sub-micron hard X-ray imaging using elliptically bent mirrors, *Proceedings of the SPIE - The International Society for Optical Engineering*, 1997, vol. 3152, pp. 126-33.
4. Виноградов А.В., Брытов И.А., Грудский А.Я. и др., Зеркальная рентгеновская оптика. – Л.: Машиностроение, 1989, 462 с.
5. Мишетт А., Оптика мягкого рентгеновского излучения, - М.: Мир, 1989, 352 с.
6. Bender J.W., Fabrication of a 1.4-meter flat synchrotron mirror, *Proceedings of the SPIE - The International Society for Optical Engineering*, 1997, vol. 3152, pp. 258-264.
7. Ulmer M.P., Altkorn R., Krieger A., Parsignault D., Chung Y.-W., Grazing incidence and multilayer X-ray optical systems, *Proceedings of the SPIE - The International Society for Optical Engineering*, 1997, vol. 3113, pp. 267-74.
8. Franke A.E., Schattenburg M.L., Gullikson E.M., Cottam J., Kahn S.M., Rasmussen A., Super-smooth X-ray reflection grating fabrication, *Journal of*

- Vacuum Science & Technology B [Microelectronics and Nanometer Structures], 1997, vol. 15, iss. 6, pp. 2940-2945.
9. Haizhang Li, Takacs P.Z., Oversluizen T., Vertical scanning long trace profiler: a tool for metrology of X-ray mirrors, Proceedings of the SPIE - The International Society for Optical Engineering, 1997, vol. 3152, pp. 180-187.
  10. Schelokov I., Hignette O., Raven C., Snigireva I., Snigirev A., Souvorov A., X-ray interferometry technique for mirror and multilayer characterization, Proceedings of the SPIE – Multilayer and grazing incidence X-ray and EUV Optics III, 1996, vol. 2805, pp.282-292.
  11. Souvorov A., Snigireva I., Snigirev A., Mirror surface characterization by topography with coherent X-rays, Proceedings of the SPIE - The International Society for Optical Engineering, 1997, vol: 3113, pp. 476-483.
  12. Waldman G.S., Variations on the Fresnel zone plate, Journal of Optical Society of America, 1966, v.56, pp.215-218.
  13. Рентгеновская оптика и микроскопия, под ред. Г. Шмоля и Д. Рудольфа, Москва, Мир, 1987, 464 с.
  14. Horman H., Chau H.M., Zone plate theory based on holography, Applied Optics, 1967, v.6, N2, p.317.
  15. L.V. Dorozhkina, L.A. Panchenko, V.A. Yunkin, A.I. Erko, E.R. Khzmalian, Si-based phaze zone plates for soft X-radiation, Optics Communicstions, 1990, v.75, pp.370-374.
  16. Lai B., Yun B., White V., Di Fabrizio E. Et al., Hard X-ray phase zone plate fabricated by lithographic techniques, Applied Physics Letter, 1992, v. 61 (16), pp.1877-1879.
  17. Kamijo N., Tamura S., Suzuki Y., Kihara H., Fabrication and testing of hard x-ray sputtered-sliced zone plate, Review of Scientific Instruments, 1995, v. 66 (2), pp. 2132-2134.
  18. Yun W, Lai B, Krasnoperova A A, Di Fabrizio E, Cai Z, Cerrina F, Chen Z, Gentilli M, Gluskin E. Development of zone plates with a blazed profile for

- hard x-ray applications. Review of Scientific Instruments, 1999, v. 70, pp. 3537-3541.
19. Di Fabrizio E, Romanato F, Gentili M, Cabrini S, Kaulich B, Susini J, Barrett R. High-efficiency multilevel zone plates for keV X-rays. Nature, 1999, 401 pp. 895-897.
20. I.A. Schelokov, D.V. Roshchupkin, A.S. Kondakov, A.E. Yakshin, R. Tucoulou and M. Brunel. Two-dimensional X-ray focusing by grazing incidence phase Fresnel zone plates in Kirkpatrick-Baez scheme. Optics Communications, 1998, 155, pp.115-124.
21. I.A. Schelokov, D.V. Roshchupkin, A.S. Kondakov, D.V. Irzhak, M. Brunel and R. Tucoulou. Second generation of grazing-incidence-phase Fresnel zone plates, Optics Communications, 1999, 159, pp.278-284.
22. G. Schneider, T. Schliebe, and H. Aschoff. Cross-linked polymers for nanofabrication of high-resolution zone plates in nickel and germanium. The Journal of Vacuum Science and Technology, 1997, B13, pp. 2809- 2812.
23. Shulakov E.V., Aristov V.V., The kinematical theory of X-ray spherical wave diffraction, Acta Crystallographica, 1982, v.A38, pp. 454-463.
24. Шулаков Е.В., Аристов В.В., Теория дифракционной рентгеновской топографии совершенных и дефектных кристаллов. – Препринт ИФТТ, 1987, с.32.
25. Аристов В.В., Шехтман В.И., Свойства трехмерных голограмм. – УФН, 1971, т.4, №1, с.51-57.
26. Aristov V.V., Snigirev A.A., Basov Yu.A., Nikulin A.Yu., X-ray Bragg optics. – AIP Conference Proceeding, 1986, №.147, pp. 253-259.
27. Aristov V.V., Basov Yu.A., Goureev T.E., Snigirev A.A., Ishikawa T., Izumi K., Kikuta S., Focusing properties of linear-phase Bragg-Fresnel lens, Japanese Journal of Applied Physics, 1992, v.31, pp. 2616-2620.

- 28.Kuznetsov S.M., Snigireva I.I., Snigirev A.A., Engstrom P., Riekel C., Submicrometer fluorescence microprobe based on Bragg-Fresnel optics, Applied Physics Letter, 1994, v.65, iss.7, pp. 827-829.
- 29.Tarazona E., Elleaume P., Chavanne J., Hartman Ya.M., Snigirev A.A., Snigireva I.I., 2D imaging of an undulator source by phase circular Bragg-Fresnel lens, Review Of Scienific Instruments, 1994, v.65, iss.6, pp. 1959-1963.
- 30.Snigirev A., Snigireva I., Engstrom P., Lequien S., Suvorov A., Hartman Ya., Chevallier P., Idir M., Legrand F., Soullie G., Engrand S., Testing of submicrometer fluorescence microprobe based on Bragg-Fresnel crystal optics at the ESRF, Review Of Scientific Instruments, 1995, v.55, iss.2, pt.2, pp. 1461-1463.
- 31.Hartman Ya, Kohn V., Kuznetsov S., Singirev A., Snigireva I., Phase-contrast hard X-ray microtomography by Bragg-Fresnel optics, Nuovo Cimento D, 1997, v.19D, iss.2-4, pp. 571-576.
- 32.Aristov V.V., Basov Yu.A., Redkin S.V., Snigirev A.A., Yunkin V.A., Bragg zone plate for X-ray focusing, Nuclear Instruments & Methods, 1987, A261, pp. 72-74.
- 33.Aristova E.V., Freund A., Hartman Ya., Schmahl G., Snigirev A., Yunkin V., Phase circular Bragg-Fresnel lens based on germanium single crystal, Abstracts Of 4-th International Conference On X-ray Microscopy, 1993, Chegnogolovka, p. 26.
- 34.Виноградов А.В., Зельдович Б.Я., Многослойные зеркала для рентгеновского и дальнего ультрафиолетового излучения, Оптика и спектроскопия, 1977, т.42, №4, с. 709-714.
- 35.Spiller E., Evaporated multilayer dispersion elements for soft X-rays, AIP Conference Proceeding “Low energy X-ray diagnostics”, 1981, №75, pp. 124-130.

36. Barbee T.W., Sputtered layered synthetic microstructure (LSM) dispersion elements, AIP Conference Proceeding “Low energy X-ray diagnostics”, 1981, №75, pp. 131-145.
37. Gaponov S.V., Genkin V.M., Salashchenko N.M., Fraerman A.A., Scattering of neutrons and X radiation in the range 10-300 Å by periodic structures with rough boundaries, Pis’ma Zh. Eksp. Teor. Fiz., 1985, v.41, №2, pp. 53-55.
38. Chauvineau J.P., Corno Y., Naccache P., Nevot L., Pardo B., Valiergue L., Fabrication controlee de multicouches pour monochromateurs-reflecteurs en X-UV, J. Optics (Paris), 1984, v.15, №4 bis, pp. 265-269.
39. Гапонов С.В., Гусев С.А., Платонов Ю.Я., Салащенко Н.Н., Искусственные многослойные отражающие элементы для мягкого рентгеновского излучения. I. Выбор пар материалов и расчет многослойных зеркал, ЖТФ, 1984, т.54, с. 747-754.
40. Dhez P. Metallic multilayers: New possibilities in X-UV optics, Advances in Space Research, 1982, vol. 2, iss. 4, pp. 199-206.
41. Аристов В.В., Гапонов С.В., Генкин В.М., Ерко А.И., Салащенко Н.Н., Фокусирующие свойства профилированных многослойных зеркал, Письма в ЖЭТФ, 1986, т.44, с. 207-209.
42. Legrand F., Erko A., Dhez P., Chevalier P., Engrand C., LURE-IMT X-ray fluorescence microprobe: resolution and performances, Abstracts Of 4-th International Conference On X-ray Microscopy, Chegnogolovka, 1993, pp. 136-141.
43. Dhez P., Erko A., Khzmalian E., Vidal B., Zinenko V., Kirkpatrick-Baez microscope based on Bragg-Fresnel multilayer lenses, Preprint, Chernogolovka, 1992, p. 5.
44. Erko A., Agafonov Yu., Panchenko L., Yakshin A., Chevalier P., Dhez P., LeGrand F., Elliptical multilayer Bragg-Fresnel lenses with submicron spatial resolution for X-rays, Optics Communications, 1994, 106, pp. 146-150.

- 45.Chevallier P., Dhez P., Erko A., Firsov A., Legrand F., Populus P., X-ray microprobes, Nuclear Instruments & Methods in Physics Research B, 1996, v.113, pp. 122-127.
- 46.Firsov A., Svintsov A., Firsova A., Chevallier P., Populus P., Application of Bragg-Fresnel lenses for microfluorescent analysis and microdiffraction, Nuclear Instruments & Methods in Physics Research A, 1997, v.399, pp.152-159.
- 47.Yunkin V.A., Fischer D., Voges E., Reactive ion etching of silicon submicron-sized trenches in SF<sub>6</sub>C<sub>2</sub>Cl<sub>3</sub>F<sub>3</sub> plasma, Microelectronic Engineering, 1995, v.27, iss.1-4, pp. 463-466.
- 48.Michette A.G., No X-ray lens, Nature, 1991, 353, p. 510.
- 49.Suehiro S., Miyaji H., Hayashi H., Refractive lens for X-ray focus, Nature, 1991, 352, pp. 385-386.
- 50.B.X.Yang, Fresnel and refractive lenses for X-rays. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, 1993, v. A328, pp. 578-587.
- 51.Snigirev A., Kohn V., Snigireva I., Lengeler B., A compound refractive lens for focusing high energy X-rays, Nature, 1996, v.384, pp. 49-51.
- 52.Kohn V.G., Snigireva I., Snigirev A. Focusing and imaging properties of x-ray compound refractive lenses. Материалы совещания «Рентгеновская оптика-2002», Нижний Новгород, ИФМ РАН, 2002, стр. 9-21.
- 53.Snigirev A., Kohn V., Snigireva I., Souvorov A., Lengeler B., Allpied Optics, 1998, v.37, pp. 653-662.
- 54.Lengeler B., Schroer C., Tummler J., Benner B., Richwin M., Snigirev A., Snigireva I., Drakopoulos M. Imaging by parabolic refractive lenses in the hard X-ray range. Journal of Synchrotron Radiation, 1999, 6, pp. 1153-1167.
- 55.B. Cederström, R. N. Cahn, M. Danielsson, M. Lundqvist, D. R. Nygren, Focusing hard X-rays with old LPs. Nature, 2000, v.404, p. 951.
- 56.Dudchik Y., Kolchevsky N.N., Komarov F.F., Kohmura Y., Awaji M., Suzuki Y., Ishikava T. Glass capillary X-ray lens: fabrication technique and

- ray tracing calculations. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, 2000, v. A454, pp. 512-519.
57. Потловский К.Г., Артемьев А.Н., Артемьев Н.А., Квардаков В.В., Кон В.Г. Разработка и исследование рентгеновской рефракционной линзы на Курчатовском источнике СИ. Материалы совещания «Рентгеновская оптика-2003», Нижний Новгород, ИФМ РАН, 2003, стр. 220-226.
58. A. Q. Baron, Y Kohmura, Y. Hishi, T. Ishikawa, A refractive collimator for synchrotron radiation. Applied Physics Letters, 1999, v.74, pp. 1492-1494.
59. A. Q. R. Baron, Y. Kohmura, V. V. Krishnamurthy, Yu. V. Shvyd'ko, T. Ishikawa, Beryllium and aluminium refractive collimators for synchrotron radiation. Journal of Synchrotron Radiation, 1999, v. 6, pp. 953-956.
60. A. I. Chumakov, R. Ruffer, O. Leupold, A. Barla, H. Thiess, T. Asthalter, B. P. Doyle, A. Snigirev, A. Q. R. Baron, High-energy-resolution x-ray optics with refractive collimators. Applied Physics Letters, 2000, v.77, pp. 31-33.
61. Б.Б. Аристов, А.И. Ерко, Рентгеновская оптика. М.: Наука, 1991, стр. 150.
62. V.V. Protopopov, K.A. Valiev. Theory of an ideal compound X-ray lens. Optics Communications, 1998, v. 151, pp. 297–312.
63. А. Мишетт, Оптика мягкого рентгеновского излучения. М.: Мир, 1989, стр. 13.
64. B. Lengeler, J. Tummler, A. Snigirev, I. Snigireva, C. Raven. Transmission and gain of singly and doubly focusing refractive x-ray lenses. Journal of Applied Physics. 1998, vol. 84, is. 11, pp. 5855-5861.
65. P. Elleaume. Two-Plane Focusing of 30 keV Undulator Radiation. Journal of Synchrotron Radiation. 1998, vol. 5, pp. 1-5.
66. P. Elleaume. Optimization of compound refractive lenses for X-rays. Nuclear Instruments and Methods In Physics Research. 1998, vol. A412, pp. 483-506.

- 67.B. Nohammer, J. Hoszowska, A. Freund, C. David. Focusing of hard x-ray using diamond refractive lenses. Programme and Abstracts of VII International Conference on X-ray Microscopy XRM-2002, 2002, p. 74.
- 68.L. Shabel'nikov, V. Nazmov, F.J. Pantenburg, J. Mohr, V. Saile, V. Yunkin, S. Kouznetsov, V.F. Pindyurin, I. Snigireva, A.A. Snigirev. X-ray lenses with kinoform refractive profile created by x-ray lithography. Proceedings of SPIE, 2002, vol. 4783, p. 21.
- 69.V.Aristov, M.Grigoiev, S.Kuznetsov, L.Shabelnikov, V.Yunkin, C.Rau, A.Snigirev, I.Snigireva, T.Weitkamp, M.Hoffmann, E.Voges. Silicon planar parabolic lenses. Proceedings of SPIE, 2001, vol. 4145, p. 285-293.
- 70.Yunkin V.A., Fischer D., Voges E., Reactive ion etching of silicon submicron-sized trenches in  $SF_6C_2Cl_3F_3$  plasma, Microelectronic Engineering, 1995, v.27, iss.1-4, pp. 463-466.
- 71.В.Ф. Лукичев, В.А. Юнкин. Масштабирование скорости травления и подобие профилей при плазмохимическом травлении. Микроэлектроника, 27(3), 1998, стр. 229-239.
- 72.V. Aristov, V. Yunkin, M. Grigoriev, S. Kuznetsov, L. Shabelnikov, M. Hoffmann, E. Voges, Silicon planar parabolic refractive lenses for hard X-rays, Proceeding of 11-th Micromechanics Europe Workshop (MME 00), Uppsala, Sweden, 2000, p. 18.
- 73.M. Drakopoulos, J. Zegenhagen, A. Snigirev, I. Snigireva, M. Hauser, K. Eberl, V. Aristov, L. Shabelnikov, V. Yunkin. X-ray standing wave microscopy: Chemical microanalysis with atomic resolution. Applied Physics Letters, 2002, vol. 81, iss. 12, pp. 2279-2281.