На правах рукописи

УДК 539.26:621.386.8

Чуриков Виктор Анатольевич

РЕЗОНАТОРЫ, КОНЦЕНТРАТОРЫ И МУЛЬТИЛИНЗЫ ДЛЯ РЕНТГЕНОВСКОГО И ВАКУУМНОГО УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

01.04.05 – Оптика

Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Томск – 2004

Работа выполнена на кафедре
Квантовой электроники и фотоники
Томского государственного университета

Научный руководитель:
кандидат физико-математических наук,
доцент Б. Н. Пойзнер

Научный консультант:
доктор физико-математических наук,
профессор В. Г. Багров

Официальные оппоненты:
доктор физико-математических наук,
профессор В. Ф. Тарасенко

кандидат технических наук, доцент С. П. Вавилов

Ведущая организация: Института проблем технологии микроэлектроники и особо чистых веществ РАН, Черноголовка, Московской обл.

Защита состоится 10 марта 2005 г. в 14^{30} часов
на заседании диссертационного совета Д.212.267.04 в Томском государственном университете по адресу: 634050, Томск, пр. Ленина 36, главный корпус, ауд. 119.

С диссертацией можно ознакомиться в Научной библиотеке
Томского государственного университета.

Автореферат разослан “ 01 ” февраля 2005 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета Б. Н. Пойзнер

Общая характеристика работы

Актуальность проблемы. Рентгеновская оптика имеет важное прикладное значение для многих областей техники, технологии и в различных направлениях науки: в физике, кристаллографии, химии, биологии, медицины, астрономии и т. д. Широко ведутся как теоретические, так и экспериментальные исследования часть из которых имеют фундаментальное значение. Развитие рентгеновской оптики актуально, для следующих областей:

1. Разработка и совершенствование различных источников рентгеновского излучения: *рентгеновских трубок*, *лазерной плазмы*, *лайнеров*, *синхротронов*, *ондуляторов* и др.;
2. Получение и использование *синхротронного* и *ондуляторного* излучения рентгеновского диапазона;
3. Разработка источников когерентного рентгеновского излучения (*рентгеновских лазеров*), таких как *плазменные лазеры*, *лазеры на свободных электронах* и другие;
4. Развитие *рентгеноскопии*, для исследования структуры материалов и выявления дефектов;
5. Разработка и совершенствование *рентгеновской литографии*;
6. Создание и совершенствование *рентгеновских микроскопов* и *рентгеновской микроскопии*;
7. Создание и совершенствование *рентгеновских телескопов*, и дальнейшее развитие *рентгеновской астрономии*;
8. Создание и развитие *рентгеновской голографии*;
9. Различные разновидности *рентгеновской спектроскопии*;
10. Исследование поверхности материалов с помощью рентгеновского излучения исходящего от исследуемой поверхности;
11. Исследование микроструктуры веществ с помощью разных методов *рентгеноструктурного анализа*;
12. *Рентгеновская топография*, как способ изучения дефектов в кристаллах с помощью дифракции рентгеновских лучей;
13. Исследование *тонких пленок* с помощью рентгеновского излучения;
14. *Рентгеновская рефрактометрия*;
15. *Рентгеновская томография*;
16. *Монохроматоры для рентгеновских лучей*;

Цели и решаемые задачи. Исследование и разработка рентгенооптических систем преломляющей рентгеновской оптики, а именно *мультиэлементной преломляющей оптики*.

Разработка рентгенооптических приборов на основе оптики скользящего падения – рентгеновских концентраторов и рентгеновских резонаторов.

Методы исследования. При решении поставленных задач использовались теоретические методы исследования: аналитические выводы и численные оценки. Расчёты рентгенооптических систем проводились на основе электродинамики сплошных сред: методы геометрической оптики, модифицированные для рентге-

новского излучения, методы оптики скользящего падения, в частности, методы, разработанные А. В. Виноградовым и др.

Научные положения, **выносимые на защиту:**

1. Концентрическое расположение N кольцевых микролинз повышает плотность потока собираемого в их общем фокусе излучения в N^2 раз, а апертуру такой системы – приблизительно в $2N$ раз по сравнению с отдельной сферической микролинзой с тем же радиусом кривизны R.

Для рентгеновского и нейтронного излучения радиусы кривизны микролинз, составляющих указанную систему, лежат в пределах $R = 0{,}01 \div 0{,}0001$ см, а характерные фокусные расстояния – в пределах $f = 0{,}1 \div 10$ см;

2. Для рентгеновского излучения с длинами волн $\lambda = 1 \div 30$ Å для создания систем микролинз наилучшими являются материалы, состоящие из химических элементов с зарядами ядер $Z = 1 \div 6$ с возможными примесями из лёгких элементов с $Z > 6$.

В области длин волн $\lambda = 100 \div 1000$ Å для различных металлических и диэлектрических материалов наилучшей является толщина микролинзы, близкая к 1000 Å.

Для нейтронного излучения с длинами волн $\lambda = 1 \div 30$ Å для создания систем микролинз наилучшими являются материалы с максимальной концентрацией рабочего изотопа;

3. В системах концентрически расположенных кольцевых микролинз с общим фокусом имеют место специфические аберрации. К последним относятся:

а. “Разброс фокусов микролинз” в системе микролинз, возникающий вследствие несовпадения их фокусов, что приводит к хаотическому размыванию изображения, получаемого системой микролинз;

б. “Кольцевые фокусы”, возникающие вследствие рассогласования значений корректирующих углов микропризм и радиусов кривизны кольцевых микролинз в системе микролинз. Вследствие этого изображение точки имеет форму замкнутой линии, близкой к кольцу;

в. “Угловые аберрации”, которые появляются при построении изображений в системе микролинз, снабженных корректирующими микропризмами, из-за поворота последними проходящих через них потоков излучения на малые углы α_n. В результате отдельные микролинзы формируют изображения, расположенные под различными углами друг относительно друга;

4. Замыкание рентгеновского излучения, распространяющегося путём многократных отражений под углами скольжения $\theta \underset{0/}{<} \theta_c = \sqrt{2\delta}$ вдоль вогнутых криволинейных поверхностей, образующих резонатор, формирует пучок лазерного рентгеновского излучения с типом симметрии, определяемым свойствами симметрии отражателей резонатора (θ_c – критический угол скольжения, δ – декремент преломления материала поверхности);

5. Плазменный источник рентгеновского излучения с характерным размером p в сочетании с отражателем, образованным совокупностью зеркал, плотно покрывающих полусферу, причём каждое из них, в свою очередь, состоит из совокупности вложенных отражающих поверхностей, близких к полусферам с харак-

терными размерами $R_g >> p$, концентрирует рентгеновское излучение в объёме с размерами порядка p;

6. Минимальный продольный размер устройств, использующих оптику скользящего падения и работающих в режиме распространения волн (например, рентгеновских) вдоль вогнутых поверхностей путём многократных отражений под углами скольжения $\theta \lesssim \theta_c = \sqrt{2\delta}$, равен $N\lambda$, где N – число отражений волн, λ – длина волны, θ_c – критический угол скольжения, δ – декремент преломления материала поверхности.

Достоверность полученных результатов. Достоверность защищаемых положений и других результатов диссертационной работы, с одной стороны, находят своё подтверждение в аналитических выводах, основанных на геометрической оптике применительно к рентгеновскому диапазону и конкретных численных расчётах. С другой стороны, эксперименты, проведённые другими авторами по частично пересекающейся тематике и опубликованные в печати, находятся в хорошем качественном и количественном согласии с полученными выводами и также подтверждают полученные результаты.

1. Правомерность первого защищаемого положения подтверждается аналитическими выводами, численными расчётами, при которых использовались те же приближения, что и у других авторов. Кроме того, достоверность полученных результатов по мультилинзам и мультипризмам подкрепляется экспериментами, проведёнными с рентгеновскими микролинзами и с продольными системами микролинз – *составными рентгеновскими линзами* (*A. Snigirev*, *V. Kohn at al.* (1996–1998), *P. Elleaume* (1998), *Ю. И. Дудчик*, *Н. Н. Кольчевский at al.* (1998), *В. Е. Асадчиков*, *А. В. Виноградов и др.* (2001), *Л. Г. Шабельников, Р. Э. Александрович и др.* (2002)). Эксперименты по прохождению рентгеновских лучей через алмазные микропризмы (*А. Г. Турьянский*, *Р. А. Пиршин*, *и др.* (2001)) и алмазные бипризмы (*Л. Г. Шабельников, И. А. Щёлоков и др.* (2002)) также подтверждают результаты, касающиеся микропризм в мультилнзах и мультипризмах.

Возможность создания мультилинз и мультипризм подтверждается технологиями, на основе которых созданы рентгеновские зонные пластинки (*N. M. Ceglio* (1981)), и особенно – рентгеновские *киноформные линзы* (*В. В. Аристов, А. И. Ерко* (1991)). Последние имеют геометрию и характерные размеры, аналогичные характеристикам мультилинз и мультипризм. О возможности создания мультилинз и мультипризм также свидетельствуют технологии изготовления составных рентгеновских линз (*А. Н. Артемьев, А. А. Снигирёв* (2004), *В. П. Назьмов, Е. Ф. Резникова* (2004)).

2. Правомерность второго защищаемого положения подтверждается расчётами на основе существующих теорий и экспериментальных данных приведённых во многих монографиях: по рентгеновской оптике (*М. А. Блохин* (1957), *А. В. Виноградов*, *И. А. Брытов и др.* (1989), *А. Мишетт* (1989)), по вакуумному ультрафиолетовому излучению (*Зайдель А. Н., Шрейдер Е. Я.* (1976)) и по физике нейтронов (*Ю. А. Александров* (1982), *Н. А. Власов* (1971)).

3. Правомерность четвёртого, пятого и шестого, защищаемых положений подтверждается теоретическими расчётами коэффициентов отражения зеркал R_r работающих в режиме скользящего падения и экспериментальными данными R_r для разных поверхностей и длин волн многих авторов (*И. В. Кожевников* (1989), *А. В. Виноградов*, *Н. Н. Зорев и др.* (1985), *М. Е. Плоткин*, *В. А. Слемзин* (1985), *А. В. Виноградов*, *Н. А. Коноплев и др.* (1982), *A. V. Vinogradov* , *I. V. Kozhevnikov at al.* (1983), *А. В. Виноградов*, *А. Н. Ораевский* (2001), *А. В. Виноградов*, *В. Ф. Ковалев и др.* (1985), *А. В. Виноградов*, *В. М. Елинсон и др.* (1987), *Ф. Ф. Комаров*, *А. И. Наумович и др.* (1986), *А. В. Виноградов*, *И. В. Кожевников* (1984), *В. А. Аркадьев*, *М. А. Кумахов* (1986)).

4. Правомерность четвёртого и пятого защищаемых положений в аспекте, касающемся выводов для широкоугольного и “тонкого” концентраторов, частично подтверждается результатами работы (*А. В. Виноградов*, *О. И. Толстихин* (1989)).

5. Дополнительно правомерность четвёртого защищаемого положения подтверждается результатами работы, в которой, в частности, обоснована независимость длины пути излучения с длиной волны λ, распространяющегося под углами скольжения $\theta \underset{0/}{<} \theta_c = \sqrt{2\delta}$ вдоль криволинейных поверхностей, от числа отражений N (*И. В. Кожевников* (1989)).

6. Дополнительно правомерность шестого защищаемого положения подтверждается как теоретическими, так и экспериментальными результатами статьи (*А. В. Виноградов*, *В. Ф. Ковалев и др.* (1985)).

Научная новизна полученных результатов.

В задачах преломляющей оптики (1, 2 и 3-е защищаемые положения)

1. Высказана и обоснована принципиальная возможность создания преломляющей рентгеновской оптики на основе систем микролинз и микропризм. Обоснована возможность использования *приближения тонкой линзы* для рентгеновских микролинз (1999).

2. Предложены конструктивные схемы собирающих и рассеивающих рентгеновских линз, а также рентгеновских призм, для которых предложен термин – *мультилинзы* и *мультипризмы*.

3. Сформулирован комплекс рекомендаций технологического и инженерно-конструкторского характера по созданию элементной базы и устройств мультиэлементной преломляющей оптики (1999–2003).

Получены формулы для расчёта характеристик мультилинз и мультипризм, таких как фокусное расстояние микролинз, корректирующие углы корректирующих микропризм, коэффициенты ослабления и др. Произведены некоторые расчёты оптических свойств предлагаемых рентгенооптических систем для конкретных параметров материалов (1999–2003).

3. Обоснованы рекомендации по выбору диапазонов длин волн, для которых целесообразно создание мультилинз: в коротковолновой части спектра вакуумного ультрафиолетового излучения и длинноволновой части спектра мягкого рентгеновского излучения (λ = 100 ÷ 1000 Å), а также в коротковолновой части

спектра мягкого рентгеновского излучения и длинноволновой части спектра жесткого рентгеновского излучения ($\lambda = 1 \div 30$ Å) (1999).

Показана возможность использования мультилинз и мультипризм для нейтронного излучения с длинами волн $\lambda = 1 \div 30$ Å (2003).

4. Даны рекомендации относительно выбора химических элементов, входящих в состав материалов для мультилинз (1999–2003).

Сделаны численные оценки поглощения рентгеновского излучения с длинами волн $\lambda = 0{,}1 \div 3$ Å для бериллия, алмаза и полиэтилена, а также предложен ряд других материалов, из которых можно изготавливать мультилинзы (2003).

Для нейтронов даны рекомендации по выбору изотопного состава материалов для мультилинз и мультипризм (2003).

5. Выявлены и проанализированы геометрические и оптико-физические факторы, снижающие чёткость изображений, получаемых с помощью мультилинз:

В вопросах создании концентраторов рентгеновского излучения (4 и 5-е защищаемые положения)

6. Предложены оптические схемы концентраторов для рентгеновского и вакуумного ультрафиолетового излучения, состоящих из зеркал скользящего падения:

а) концентратор, содержащий систему вложенных *криволинейных зеркал* скользящего падения, расположенных на полусфере;

б) “тонкий” рентгеновский концентратор.

В вопросах создания резонаторов рентгеновского излучения (6-е защищаемое положение)

7. Предложено несколько схем резонаторов для рентгеновского и вакуумного ультрафиолетового излучения, работа которых основана на законах оптики скользящего падения: а) *простой кольцевой резонатор* (2001); б) *кольцевой резонатор с возвратным кольцом* (1998); в) *резонатор с “грушевидными” отражателями* (2004); г) *резонаторы с “возвратными” зеркалами* (2001); д) *“полукольцевой” резонатор* (2003).

Рассчитаны оптико-физические характеристики предложенных рентгеновских резонаторов и получены условия, при которых они могут осуществлять обратную связь в лазерах.

Научная ценность работы. ***В 1, 2 и 3-м защищаемых положениях*** обоснована возможность нового направления рентгеновской и нейтронной оптики – *мультиэлементной преломляющей оптики*. Элементную базу её составляют *мультилинзы* и *мультипризмы*, которые формируются из согласованно работающих *микролинз* и *микропризм*. Часть рабочей области длин волн мультиэлементной преломляющей оптики лежит в диапазоне более жёсткого рентгеновского излучения, чем *многослойная* и *дифракционная рентгеновская оптика*.

Другая часть рабочей области длин волн лежит в диапазоне вакуумного ультрафиолетового излучения: от 1000 Å до 100 Å, для которого до настоящего времени возможность осуществления преломляющей оптики не была доказана.

Для нейтронов с длинами волн от 1 Å до 30 Å продемонстрирована возможность создания мультиэлементной преломляющей нейтронной оптики – аналога мультиэлементной преломляющей рентгеновской оптики.

Тем самым создаётся основа для представления техники рентгеновской оптики, оптики вакуумного ультрафиолетового излучения и нейтронного излучения в неосвоенные и малоосвоенные области длин волн.

Широкоугольный концентратор, предложенный ***в 4-м защищаемом положении***, способен собирать и фокусировать рентгеновское излучение от компактного источника рентгеновского излучения с телесного угла близкого к 4π и превосходит предложенные ранее по количеству собираемого от источника излучения.

“Тонкий” рентгеновский концентратор, ***предложенный в 5-м защищаемом положении***, имеет небольшие продольные размеры.

В 6-м защищаемом положении предложен ряд новых рентгеновских резонаторов, которые обеспечивают обратную связь в рентгеновских лазерах. Для данных резонаторов рассчитаны коэффициенты отражения рабочих поверхностей и критические инверсии при превышении которых резонаторы будут осуществлять обратную связь в рентгеновских лазерах.

Найдены условия функционирования предложенных резонаторов, в частности, получены формулы для критической инверсии, с превышением которой в резонаторе возможно осуществление обратной связи в рентгеновских лазерах.

Отметим, что из тридцати наиболее важных проблем стоящих перед физикой в XXI в., по В. Л. Гинзбургу, на двенадцатом месте стоит задача создания лазеров рентгеновского и гамма- диапазонов (*В. Л. Гинзбург* (2001)).

Практическая значимость. Мультиэлементные преломляющие системы – мультилинзы и мультипризмы, рассмотренные ***в 1 – 3-м защищаемых положениях,*** позволяют работать с электромагнитным излучением в диапазонах $\lambda \approx 1000 \div 100$ Å и $\lambda \approx 30 \div 1$ Å. Аналогичная оптика реализуема для нейтронного излучения с длинами волн $\lambda \approx 30 \div 1$ Å. *Дифракционные* и *интерференционные рентгенооптические системы – зонные пластинки* и *многослойные зеркала*, работают в области длин волн $\lambda \approx 1000 \div 100$ Å, но в области $\lambda \approx 30 \div 1$ Å их создание проблематично, что придаёт дополнительную привлекательность мультиэлементной преломляющей оптике.

Мультилинзы и мультипризмы пригодны для создания рентгеновских и нейтронных микроскопов, телескопов, спектрометров и других сложных приборов, работающих в диапазоне длин волн $\lambda \approx 1000 \div 100$ Å и в области $\lambda \approx 30 \div 1$ Å для электромагнитного излучения, а также для нейтронного излучения с длинами волн в диапазоне $\lambda \approx 30 \div 1$ Å.

Возможность получения высокой степени концентрации рентгеновского или нейтронного излучения в фокус мультилинз делает их во многих случаях более предпочтительными, чем отдельные микролинзы или составные линзы, которые являются системами микролинз, расположенных вдоль оптической оси.

В технологическом аспекте разработаны рекомендации по выбору конфигурации и материалов для изготовления мультилинз и мультипризм. Показано, что

их целесообразно выполнять из множества микролинз и микропризм с характерными размерами $R = 0{,}01 \div 0{,}0001$ см и меньше. При этом микролинзы и микропризмы должны быть определённым образом сориентированы в пространстве. Даны условия согласования работы микролинз и микропризм в мультилинзах.

Мультиэлементная преломляющая оптика может быть использована для создания сложных оптических приборов, таких как микроскопы, телескопы, спектрографы, которые могут работать в области вакуумного ультрафиолетового и рентгеновского диапазонов, а также в области длинноволнового нейтронного излучения.

Предложенные ***в 4 и 5-м защищаемых положениях*** концентраторы пригодны для получения высоких плотностей излучения вакуумного ультрафиолетового, рентгеновского и нейтронного излучения. В частности, широкоугольный и “тонкий” рентгеновские концентраторы пригодны для осуществления фотонакачки в плазменных рентгеновских лазерах, в спектрографах, в рентгеновских датчиках.

Широкоугольный рентгеновский концентратор позволяет собирать и концентрировать рентгеновское излучение от компактного источника с телесного угла близкого к 4π.

Возможна минимизация до значения $N\lambda$ продольных размеров устройств, в которых используется режим распространения волн, например рентгеновских, вдоль вогнутой поверхности путём многократных отражений под углами скольжения $\theta \underset{0/}{<} \theta_c = \sqrt{2\delta}$. В “тонком” рентгеновском концентраторе возможно сокращение его габаритов вдоль оптической оси по сравнению с поперечными размерами. Проведённые исследования демонстрируют, что в ряде ситуаций функциональные возможности концентратора аналогичны линзам, но позволяют выигрывать в габаритах и расходе материала.

Предлагаемые ***в 6-м защищаемом положении*** резонаторы обеспечивают положительную обратную связь в рентгеновских лазерах. В настоящее время в немногочисленных рентгеновских лазерах резонаторы, как правило, не используются, излучение происходит в *однопроходном режиме* (или *режиме излучения)*. Предлагаемые резонаторы способны существенно повысить мощность излучения лазеров и улучшить когерентность излучения рентгеновских лазеров, которые в этом случае способны работать в *режиме генерации*.

Большая часть предложенных резонаторов позволяют формировать аксиально-симметричные пучки лазерного рентгеновского излучения.

Найдены условия, при которых коэффициент отражения рентгеновских лучей K в отражателях резонаторов под малыми углами скольжения достигает 0,5 и выше.

Личный вклад автора. Представленные в диссертационной работе выводы получены лично автором. Им был внесен определенный вклад, выраженный в выборе программы исследования, постановке целей и задач, а также проведены все необходимые работы, связанные с достижением поставленных целей и решением поставленных задач.

Апробация работы. Результаты работы докладывались на семинарах Института сильноточной электроники (ИСЭ СО РАН), 1990 г. и 2003 г.; Томского политех. ун-та (ТПУ), 1991 г.; Томского гос. пед. ун-та (ТГУ), 2000 г.; Томского ун-та сис. управл. и радиоэлектрон. (ТУСУР), 2002 г.; Томского гос. ун-та (ТГУ), 2000 г. НИИ Ядерной физики при Томском политех. ун-те, 2003 г.

Доклады на конференциях: На IV межвуз. конф. студентов, аспирантов и молодых ученых “Молодежь, наука и образование: проблемы и перспективы” в Томском гос. пед. ун-те, 24–29 апр. 2000 г.; На регион. научно-практич. конф. “Сибирская школа молодого ученого”, г. Томск, 21–23 дек. 1998 г.; В Томском гос. пед. ун-те, на 4-й, 5-й и 6-й междунар. конф. “Импульсные лазеры на переходах атомов и молекул” (ИЛПАМ–99, ИЛПАМ–01, ИЛПАМ–03) в Институте оптики атмосферы СО РАН, г. Томск, 1999 г., 2001 г. и 2003 г. XV междунар. конф. по использованию синхротронного излучения (SR–2004) в Институте ядерной физике СО РАН, г. Новосибирск, 2004 г. Всего 12 докладов.

Публикации. По теме диссертации опубликовано 38 работ, из которых 12 тезисы докладов в материалах конференций и 26 статей. Из статей 7 в центральных рецензируемых журналах, включая 1 обзор.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, четырёх глав, заключения и 7 приложений. Она изложена на 171 странице, из которых 32 составляют приложения. В основном тексте содержится 40 рисунков, 4 таблицы и 120 библиографических ссылок.

Содержание работы

Во введении обосновывается актуальность темы, формулируются цели работы, защищаемые положения, научная новизна, практическая значимость работы и структура диссертации.

Глава 1 обзорная. В ней рассмотрены физические принципы рентгеновской оптики и дано краткое изложение материалов, которые необходимы для понимания следующих глав. Описана геометрическая оптика применительно к рентгеновскому диапазону, приведены формулы Френеля для отражения и преломления в рентгеновском диапазоне для разных случаев и рассмотрены их особенности в рентгеновском диапазоне. Рассмотрена рентгеновская *оптики скользящего падения* и её частный случай – *капиллярная рентгеновская оптика*.

В главе 2 обосновывается принципиальная возможности создания мультиэлеметной преломляющей рентгеновской оптики. Для этого предложены рентгенооптические системы, такие как *мультилинзы* (собирающие и рассеивающие) и *рентгеновские мультипризмы*.

Построение собирающей мультилинзы из микролинз можно осуществить различными способами. Вот один из них. Перпендикулярно оси z, которую будем называть *главной фокальной осью мультилинзы*, расположена сферическая микролинза, которую будем называть *центральной микролинзой* L_0. Главная фокальная ось мультилинзы и оптическая ось центральной микролинзы совпадают (Рис. 1, слева). Вокруг центральной микролинзы L_0 расположена *первая кольцевая микролинза* L_1, под некоторым углом, таким, чтобы лучи, проходящие через линзу L_1 сходились в фокусе мультитилинзы. Аналогично вокруг микролинзы L_1

расположена *вторая кольцевая микролинза* L_2 с фокусом в F и т. д. Для обеспечения общего фокуса всех микролинз мультилинзы необходимо, чтобы фокальная ось кольцевых линз была под некоторым углом α_n ($n = 1, 2, 3... N$) к главной фокальной оси мультилинзы. Или, другими словами, необходимо, чтобы поток рентгеновских лучей при распространении параллельно главной фокальной оси мультилинзы z и, падая на кольцевые микролинзы, изменял свое направление на углы α_n, где для каждой микролинзы свой угол отклонения. Такую корректировку направления потока рентгеновских лучей можно осуществить с помощью призм, которые можно расположить за кольцевыми линзами. Такие призмы будем называть *корректирующими* призмами.

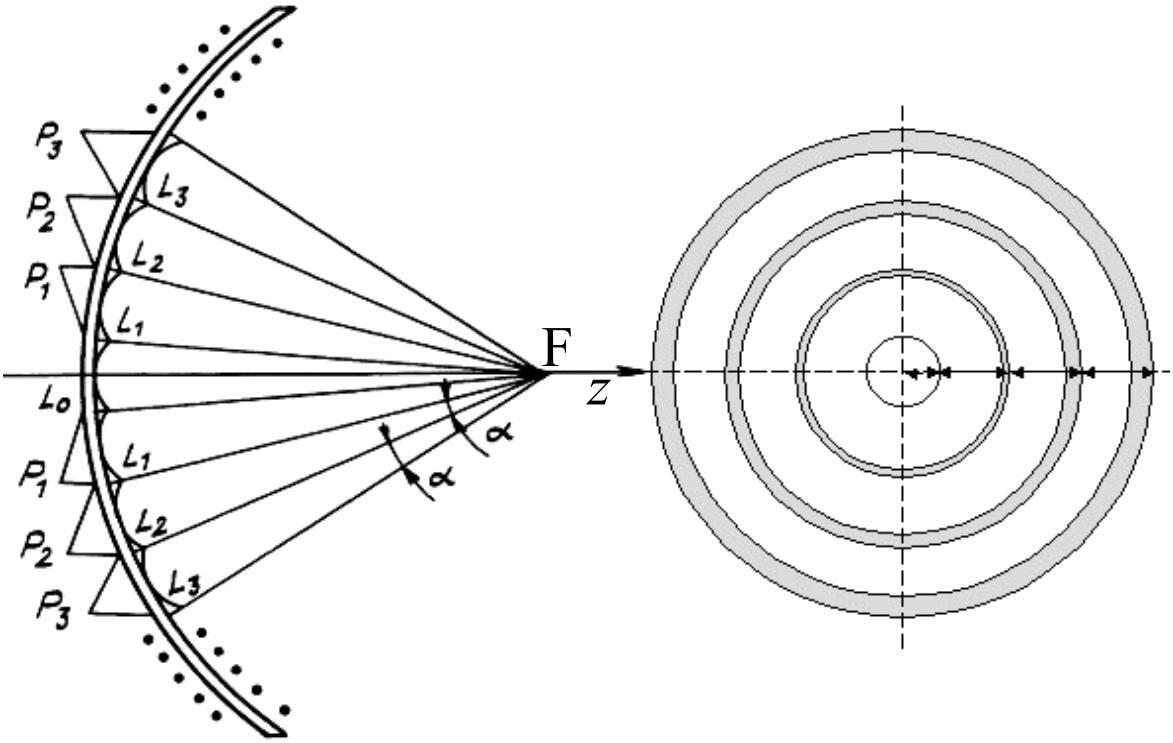

Рис. 1. Профиль мультилинзы (слева) и “слепые” участки в мультилинзе изображённые серым фоном

Найдем соотношения, которым должна удовлетворять мультилинза, построенная из $N+1$ микролинзы с одинаковым для всех микролинз радиусом кривизны R и с одинаковой полушириной всех микролинз ρ.

В рентгеновском диапазоне собирающие линзы будут вогнутыми, а рассеивающие – выпуклыми.

Чтобы микролинзы имели общий фокус, их, следует располагать на *несущем слое*, который для данного типа мультилинз представляет сегмент сферы (Рис. 2), тогда угол между главной осью мультилинзы и главной оптической осью n-й микролинзы будет $\alpha_n = \alpha \cdot n$, $n = 0, 1, 2... N$

$$\alpha = 2\,\mathrm{arctg}\,(\rho\delta / R).$$

Для углов γ_n в корректирующих призмах будет справедливо

$$\gamma_n = \mathrm{arctg}(\sin((n\cdot\alpha)/(\cos(n\cdot\alpha) - 1 + \delta))).$$

Ширина выступа BC (Рис. 2) n-й корректирующей призмы t_n, будет

$$t_n = 2\rho\cos(n\cdot\alpha)\cdot \mathrm{tg}\gamma_n \cos^{-1}(\gamma_n - n\cdot\alpha).$$

Длина стороны призмы АВ – P_n будет $P_n = 2\rho_n\cos(n\cdot\alpha)$.

Особенностью такой мультилинзы является наличие в каждой кольцевой микролинзе участков, через которые не будут проходить рентгеновские кванты. Это связано с тем, что в точке В, на угле корректирующей призмы поток фотонов будет разделяться на два. Один из них будет претерпевать преломление в призме, а другой будет распространяться вдоль ВС, без преломления. В результате в кольцевой линзе будет кольцевой участок, через который не будут проходить излучение. Такое кольцо в дальнейшем будем называть *“слепым” кольцом* (Рис. 1, справа и Рис. 2). Ширина “слепого” кольца ξ_n в микролинзах будет

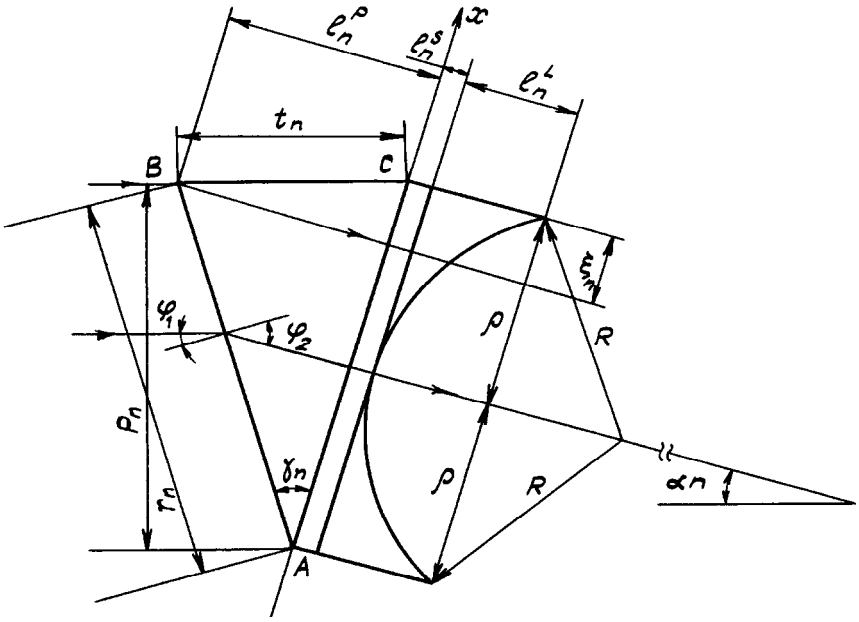

Рис. 2. Микропризма и микролинза и ход лучей в них

$$\xi_n = 2\rho\sin(n\cdot\alpha)\sin\gamma_n\cos^{-1}(\gamma_n - n\cdot\alpha).$$

Потери в мультилинзах. При прохождении потока излучения I_0 через мультилинзу, часть его будет теряться на поглощение и на рассеяние материалом мультилинзы, на отражение от её поверхности и на дифракционные потери. Эти потери можно выразить соотношением

$$I = I_0 K_{\mathrm{D}} K_{\mathrm{O}} \exp(-\mu\overline{l}_{\mathrm{opt}}) \approx I_0(1-\mu\overline{l}_{\mathrm{opt}}),$$

где I – плотность потока излучения прошедшего через мультилинзу, K_{D} и K_{O} – коэффициенты дифракционных потерь и потерь на отражение, $\overline{l}_{\mathrm{opt}}$ – средний оптический путь в мультилинзе, вычисление которого громоздкое. Приближенно его можно выразить через радиус кривизны микролинзы $\overline{l}_{\mathrm{opt}} \approx 2R$, μ – коэффициент ослабления рентгеновских квантов в веществе, который равен сумме коэффициента поглощения τ и коэффициента рассеяния σ. Дифракционными потерями и потерями на отражение можно пренебречь, ввиду их малости.

На рис. 3 даны зависимости коэффициентов поглощения рентгеновского излучения τ материалов мультилинзы от заряда ядра Z и λ.

Фокусировка излучения в собирающей мультилинзе. Излучение, прошедшее через мультилинзу будет концентрироваться в мультифокусе мультилинзы, который в идеальном случае будет представлять совмещение фокусов всех микролинз. Площадь фокусировки излучения от n-й микролинзы s_{F}^n в идеальном случае будет определяться волнами с наибольшей длиной волны λ_{M} в потоке

$s_{\mathrm{F}}^{n} \approx 2\pi\lambda_{\mathrm{M}}^{2}$. Достичь полного совмещения фокусов и указанного предела концентрации практически невозможно из-за дефектов построения изображений в мультилинзах. Реально фокусы микролинз будут размыты и иметь радиусы $r_f^n > \lambda_{\mathrm{M}}$, а площади больше чем s_{F}^{n}. Кроме того, фокусы микролинз обычно будут совмещаться не полностью или вообще не совмещаться, а будут рассредоточены в некоторой *области фокусировки* F мультилинзы. Степень разброса фокусов всех микролинз δ_{F} можно определить

$$\delta_{\mathrm{F}} = \max|\mathbf{f}_n - \mathbf{f}_j|,$$

где $\mathbf{f}_i$ и $\mathbf{f}_j$ векторы координат центров фокусов n-й и j-й микролинз.

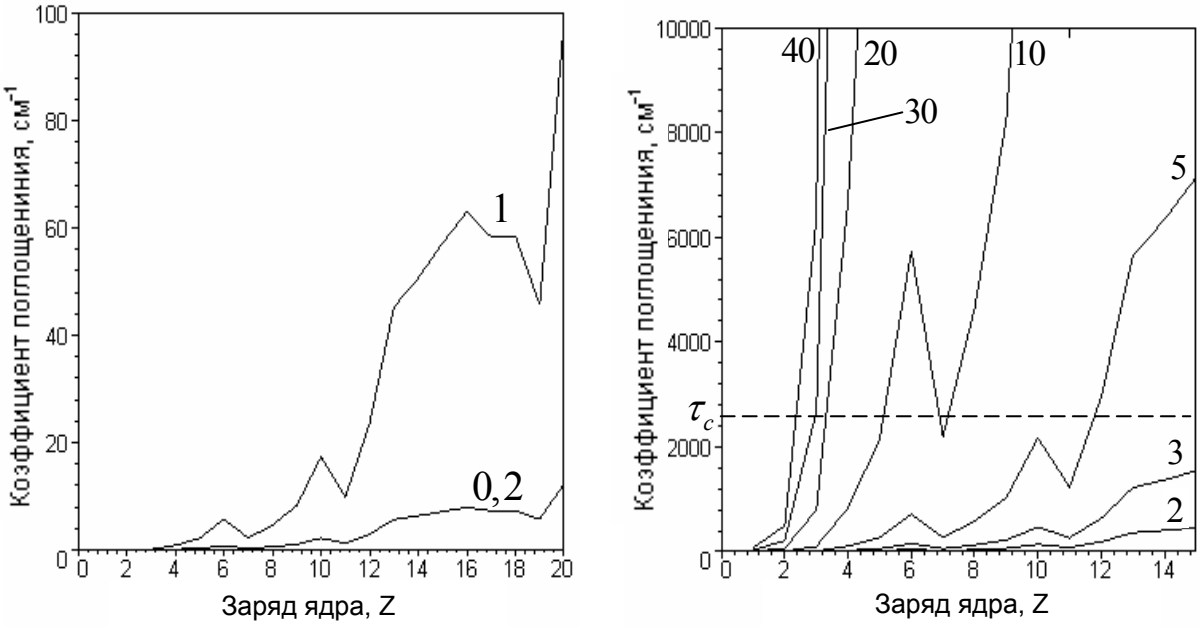

Рис. 3. Зависимость коэффициента поглощения рентгеновского излучения τ материала мультилинзы (без учёта резонансных взаимодействий) от Z для разных длин волн проходящего излучения λ (в Å). Пунктиром показан критический коэффициент поглощения мультилинзы τ_c, когда усиление и поглощение уравновешиваются $\tau_c \approx 2500$ см$^{-1}$

Фокусировка лучей, прошедших через мультилинзу с учетом разброса и размытия фокусов будет на площади s_{F}, без учета других отклонений

$$s_{\mathrm{F}} \approx \frac{\pi}{2}(\delta_{\mathrm{F}} + \overline{r}_f)^2, \; \overline{r}_f = \frac{1}{N}\sum_{i=0}^{N} r_f^n,$$

где введен средний радиус фокуса микролинз $\overline{r}_f$.

Степень разброса фокусов δ_{F} и их средний радиус $\overline{r}_f$ будут определяться, главным образом, отклонениями от “идеальной” мультилинзы, т. е. точностью ее изготовления, которая зависит от возможностей технологии. Для оценки линейного размера области фокусировки мультилинзы можно принять пропорционой радиусу кривизны микролинзы $\delta_{\mathrm{F}} + \overline{r}_f \approx 2\rho \approx R$.

Коэффициент усиления излучения мультилинзой k_{ml} можно выразить через площадь мультилинзы S, которая представляет сумму площадей микролинз s_{n}, ширину микролинз ρ и через потери в мультилинзе

$$k_{\mathrm{ml}} \approx \frac{S}{s_{\mathrm{F}}} K_{\mathrm{D}} K_{\mathrm{O}} \exp(-2\mu R),\ S = \sum_{i=0}^{N} s_n \approx \pi (n\rho)^2,\ s_{\mathrm{F}} \approx \pi\rho^2 .$$

Если дифракционными потерями и потерями на отражения пренебречь ввиду их малости по сравнению с потерями на поглощение и рассеяние, получим

$$k_{\mathrm{ml}} \approx n^2 (1 - 2\mu R) .$$

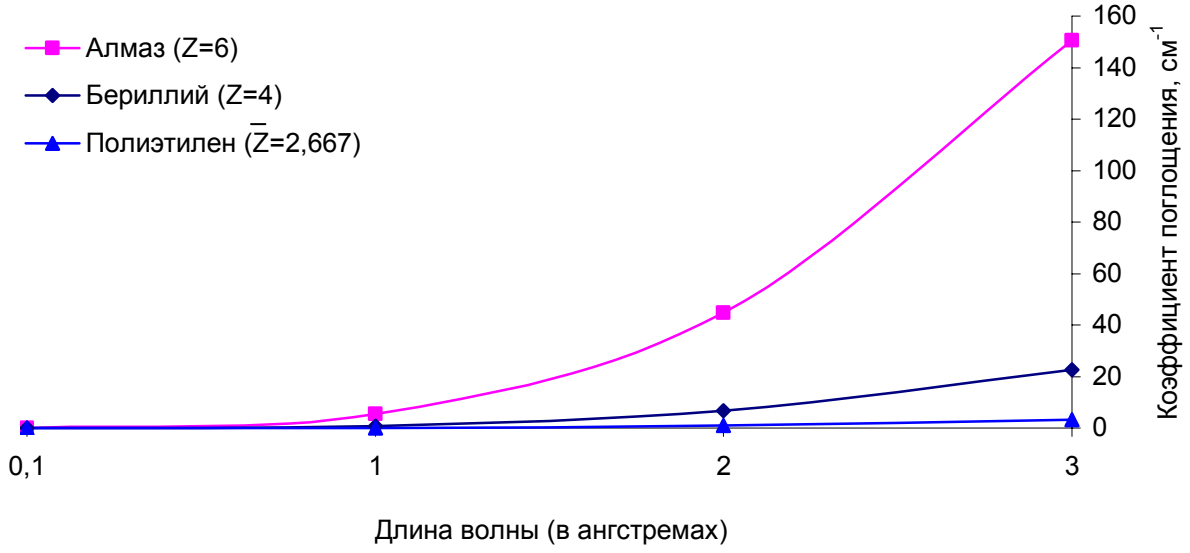

Рис. 4. Зависимость коэффициента поглощения в алмазных (Z = 6), бериллиевых (Z = 4) и полиэтиленовых ($\bar{Z}$ = 2,667) мультилинзах от длины волны λ = 0,1 ÷ 3 Å

На рис. 5 показана фокусирующая способность собирающей мультилинзы рентгеновского излучения длиной $\lambda = 1$ Å от количества микролинз и величины коэффициента поглощения материала мультилинзы τ.

Аналогично устроены рассеивающие мультилинзы, только микролинзы у них должны быть выпуклыми, а ориентация корректирующих микропризм относительно оптической оси должна быть обратной, а именно их выступы должны быть ближе к оптической оси мультилинзы, чем вершины.

Преломляющая рентгеновская оптика будет наиболее эффективна в диапазоне длин волн 1 Å $\leq \lambda \leq$ 30 Å, или энергий 12,4 кэВ $\geq h\nu \geq$ 1,9 кэВ.

Наиболее подходящими для преломляющей рентгеновской оптики представляются вещества с зарядом ядер Z = 3 ÷ 6. В частности для Z = 3 (Li) $\lambda_{\max} \approx 30$ Å, а для Z = 6 (C) $\lambda_{\max} \approx 8$ Å. Вещества с Z = 3 ÷ 6 должны составлять основу материалов рентгеновских мультилинз.

Для многих веществ в области коротковолновой части спектра вакуумного ультрафиолетового диапазона 1000 Å $\geq \lambda \geq$ 400 Å и длинноволновой части спектра мягкого рентгеновского излучения 400 Å $\geq \lambda \geq$ 100 Å характерно резкое повышение прозрачности, когда их толщина уменьшается до определённого критического значения. Критические толщины материалов обычно лежат в области

около 1000 Å. Прозрачность таких плёнок зависит от длины волны. Примером таких веществ (и область их наибольшей прозрачности) служат Al (170–780 Å), Sn (500–700 Å), Cd, Be (110–200 Å), Mg, C, Ti, Se, Te, Ag, Au, In, Bi, Cr, Sb, Mn, Fe, Co, Cu, Ni, Zn, Ga, Ge, Si, Ir, Pb,. SiO, SiO_2, Al_2O_3, MgO, BeO и др.

Увеличение прозрачности материалов для длин 1000 Å $\geq \lambda \geq$ 100 Å позволяет создавать мультилинзы, средняя толщина и радиусы кривизны которых сравнима с критическими толщинами материалов. Фокусные расстояния в мультилинзах в данном диапазоне могут быть на 1–2 порядка меньше, чем для диапазона 1 Å $\leq \lambda \leq$ 30 Å.

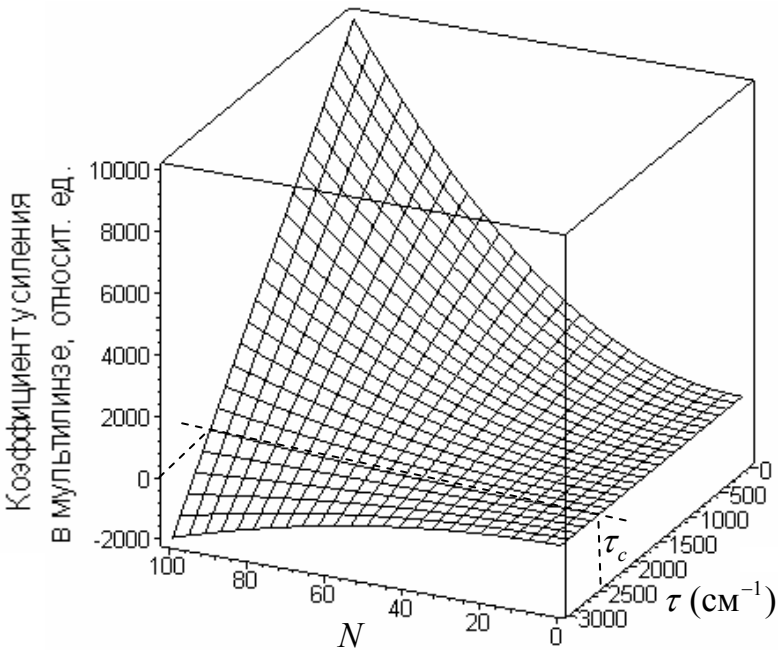

Рис. 5. Зависимость коэффициента усиления в мультилинзы от количества микролинз N и коэффициента поглощения материала мультилинзы τ. Показано критическое значение коэффициента поглощения τ_c, при котором усиление проходящего через мультилинзу излучения и его поглощения в мультилинзе уравновешиваются, $\tau_c \approx 2500$ см$^{-1}$. Средний поперечный размер области фокусировки в мультилинзе принят равным $2R$, а $R \approx 0{,}0001$ см.

Мультиэлементная оптика может стать основой для преломляющей нейтронной оптики, которая осуществима также в диапазоне 1 Å $\leq \lambda \leq$ 30 Å, что для нейтронного излучения соответствует области холодных и тепловых нейтронов. Для таких нейтронов, материалы имеют величины декрементов затухания $|\delta_n|$ по порядку величин совпадающие со значениями для рентгеновского излучения $10^{-4} \leq |\delta| \leq 10^{-6}$. В отличие от рентгеновского излучения, для которого $\delta < 0$, для нейтронного возможно как $\delta_n < 0$, так и $\delta_n > 0$, но реже, в зависимости от нуклидов материала мультилинзы.

Нейтроны в рассматриваемом диапазоне поглощаются в материалах меньше, чем рентгеновское излучение, поэтому для нейтронов мультилинзы могут оказаться более эффективными.

В мультиэлементной преломляющей оптике будут проявляться свойственные ей искажения (*аберрации*) и некоторые особенности работы, которые будут ухудшать работу мультилинз и мультипризм.

Глава 3 посвящена описанию широкоугольного и “тонкого” концентраторов для рентгеновского и ВУФ излучения.

В широкоугольном концентраторе используется система вложенных зеркал скользящего падения для увеличения его эффективности, что позволит собирать рентгеновское или вакуумное ультрафиолетовое излучение от компактного рент-

геновского источника с телесного угла близкого к 4π (Рис. 6).

Концентратор состоит из системы возвратных зеркал 1 и система, выводящая и фокусирующая излучение 2. Возвратное зеркало состоит из совокупности *малых зеркал* покрывающих полусферу радиуса R_g. Малые зеркала состоят из системы вложенных друг в друга и соосных вогнутых поверхностей, близких к полусферам. Внешняя поверхность малых зеркал со стороны входа излучения ограничена правильным пятиугольником, что позволяет плотно закрыть полусферу. Отражение лучей в зеркале осуществляется путем их поворота на 180° при многократных отражениях от поверхностей малых зеркал на малых углах скольжения $\theta \le \theta_c = \sqrt{2\delta}$.

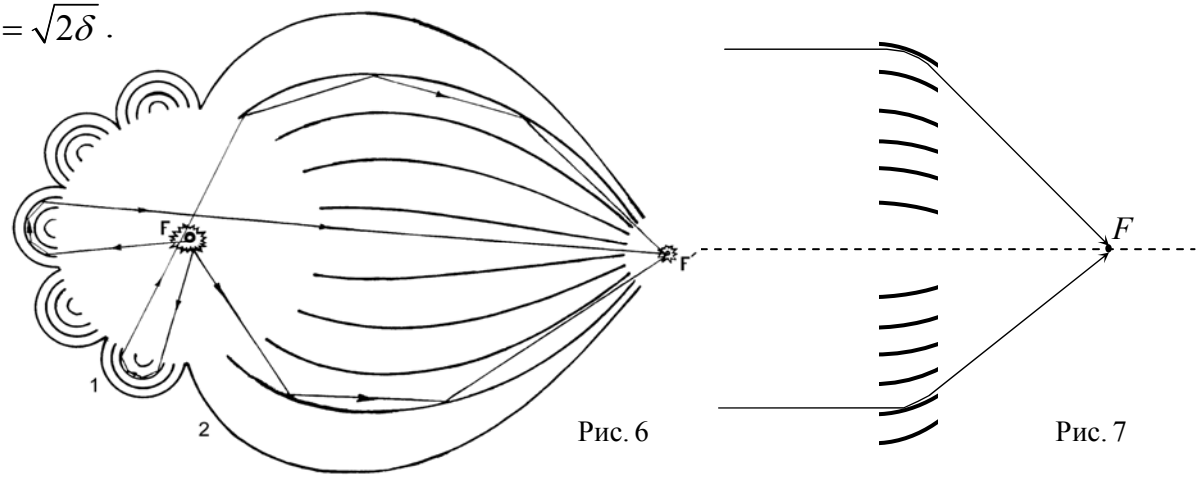

Рис. 6 Рис. 7

Рис. 6. Широкоугольный концентратор
Рис. 7. “Тонкий” концентратор

Коэффициент отражения k излучения в возвратном зеркале будет

$$k = (1 - s/S)\exp(-\psi\beta\delta^{-3/2}),\ \delta >> \beta,\ \theta \le \theta_c,$$

где S – площадь возвратного зеркала s – сумма площадей участков зеркала не участвующих в отражении, ψ – угол поворота лучей в зеркале равный 180º.

Другая полусфера служит для вывода и концентрации излучения, которое транспортируется вдоль поверхностей 2. Расстояния между проводящими поверхностями уменьшаются, что уменьшает фокусное расстояние f. Это будет способствовать лучшей фокусировке излучения. Коэффициент отражения излучения под малыми углами скольжения k' через эту систему поверхностей будет

$$k' = \frac{1}{4\pi}\left(1 - \frac{s'}{S}\right)\sum_{i}^{N}\Omega_i \exp(\psi_i\beta\delta^{-3/2}),$$

где N – число проводящих поверхностей, s' – суммарная площадь, на которой полностью поглощается излучение, S – площадь полусферы с которой выводится излучение ($S >> s'$), Ω_i – телесный угол, с которого собирается излучение i-й поверхностью, ψ_i – угол поворота в i-й поверхности.

Доля выводимого из концентратора излучения будет

$$K = 2^{-1}(k' + k'k) = 2^{-1}k'(1 + k).$$

Если размер источника p удовлетворяет условию $p << R$, то коэффициент K можно довести до 0,2 ÷ 0,3.

В “*тонком*” концентраторе используется свойство независимости эффектив-

ности транспортировки лучей вдоль поверхностей от длины пути. Это даёт возможность создавать концентраторы с малыми продольными размерами (Рис. 7).

Минимальную толщину концентратора $h_{\min}$ можно оценить

$$h_{\min} \approx N\lambda = 2^{-1}\lambda\psi\theta_{\text{c}}^{-1} = 2^{-1}\psi\lambda(2\delta)^{-1/2} \ ,$$

где N – количество отражений при повороте на угол ψ. Реальные продольные размеры тонкого концентратора для большинства случаев могут составлять от миллиметров до тысячных долей миллиметра и меньше. Это даёт возможность использовать тонкие концентраторы как своеобразные линзы.

Глава 4 посвящена описанию пяти резонаторов, работающих на оптике скользящего падения, показана их эффективность для обеспечения положительной обратной связи в рентгеновских лазерах. Рассмотрим два из них.

Кольцевой резонатор с возвратными зеркалами состоит из двух зеркал скользящего падения расположенных соосно, между которыми расположено рабочее тело (Рис. 8). Излучение в зеркалах распространяется вдоль поверхности путем многократных отражений под малыми углами скольжения $\theta \le \theta_c = \sqrt{2\delta}$, где δ – декремент показателя преломления материала зеркала.

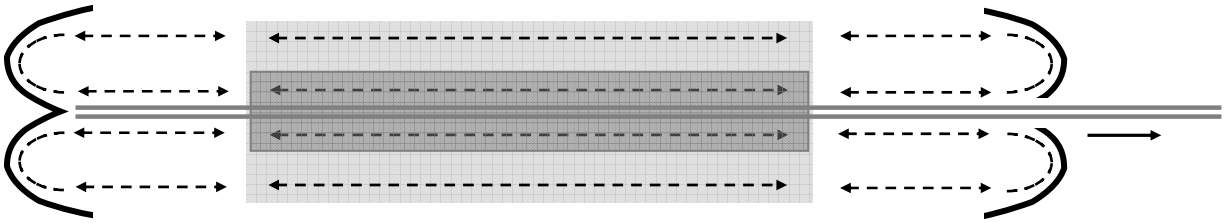

Рис. 8. Кольцевой резонатор с возвратными зеркалами

Такой резонатор аксиально-симметричный и открытый. Замкнутые траектории квантов внутри него говорят, что это своеобразный кольцевой резонатор.

Индуцированное излучение в таком резонаторе будет формироваться в двух противоположно направленных бегущих волнах.

В правом зеркале часть рентгеновского излучения внутренней части главного пучка отводится через центральное отверстие, а другая часть направляется по кольцевой траектории через рабочее тело лазера, где оно усиливается (рис. 8). При работе лазера с таким резонатором возможна организация работы, при которой через рабочее тело проходит и испытывает усиление только внутренняя часть главного пучка (*однопроходный режим*), или обе части пучка, как внутренняя, так и внешняя (*двухпроходный режим*), как на рис. 8. Вынужденное излучение квантов осуществляется при их прохождении через рабочее тело, и чем больше расстояние, проходимое квантом в рабочем теле, тем лучше усиление. Работа лазера в двухпроходном режиме повысит эффективность резонатора.

Для интенсивности лазерного пучка за одно прохождение рентгеновского излучения по резонатору, в области далёкой от насыщения, будет выполняться следующее соотношение

$$I = I_0 kR(1 - \beta_1 - \beta_2)\cdot\exp(qbl\sigma\Delta N),$$

где I – интенсивность пучка после завершения полного цикла, а I_0 – его начальная интенсивность, $\Delta N = N_2 - (g_2/g_1)N_1 > 0$ – инверсия населенностей лазерных уров-

ней, N_1 и N_2 концентрации единичных излучающих систем (например, ионов), находящихся на верхнем и нижнем лазерных уровнях, а g_1 и g_2 – статистические веса уровней, l – длина рабочего тела лазера, $\sigma = (8\pi)^{-1}\nu^{-2}c^2A_{21}g(\nu-\nu_0)$ – сечение индуцированного излучения, где, A_{21} – вероятность спонтанного перехода между лазерными уровнями, $g(\nu-\nu_0)$ – профиль линии, ν и ν_0 частота излучения и резонансная частота лазера. Коэффициенты q и b принимают значения $q = 1$ для однопрохо́дного режима работы и $q = 2$ для двухпрохо́дного. В этом случае $b = 1$ для случая, когда в резонаторе для генерации используется только главный пучок и $b = 2$, когда используется как главный, так и обратный пучки. Далее β_1 и β_2 – потери на рассеяние и на поглощение в среде, k – часть потока рентгеновского пучка остающаяся в резонаторе после выделения лазерного луча ($1 \geq k \geq 0$). R – коэффициент отражения рентгеновских лучей под малыми углами скольжения от поверхности зеркала резонатора будет

$$K(\psi) = \exp(-\psi\beta\delta^{-3/2}).$$

Коэффициент отражения рентгеновских лучей под малыми углами скольжения в зеркалах такого резонатора может достигать 04 ÷ 05. Генерации лазера возможна при достижение критической инверсии ΔN_c

$$\Delta N_c = 8\pi\nu^2(c^2qblA_{21}g(\nu_0))^{-1}\{360^o\gamma\delta^{-3/2} - \ln(k(1-\beta_1-\beta_2))\},$$

где учтено, что угол поворота $\psi = 360°$ и профиль линии взят при $\nu = \nu_0$.

Резонатор с грушевидными отражателями (Рис. 9) состоит из двух отражателей *грушевидной формы* 1 и 2, поверхности которых являются зеркалами скользящего падения. Отражатели сориентированы друг к другу входными отверстиями 3 вдоль общей оптической оси. В одном из отражателей 2 есть отверстие для вывода части излучения из рабочего тела 4. Между отражателями резонатора находится рабочее тело лазера 5. Отражатели состоят из двух секций.

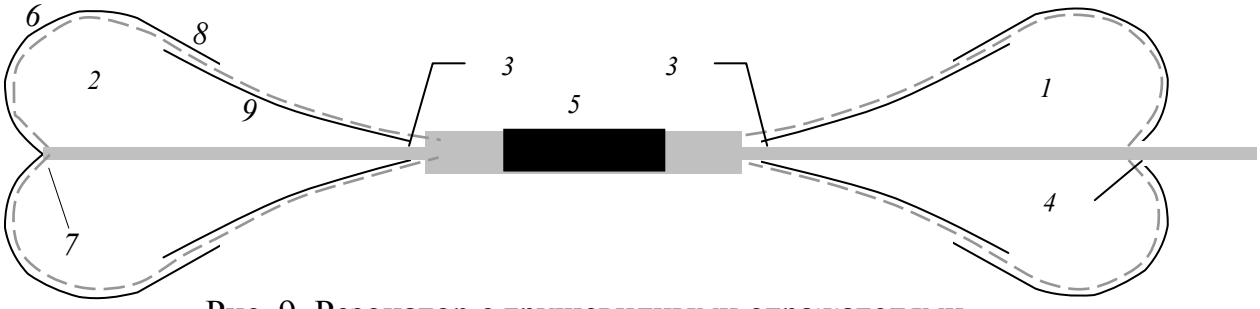

Рис. 9. Резонатор с грушевидными отражателями

Пучок рентгеновского излучения, падающий на *входное отверстие отражателя* 3, делится на два потока – *внутренний* и *внешний*. Внутренний пучок распространяется внутри большей секции отражателя 6 и, падая на “*конус*” резонатора 7 радиально расходится по ее внутренней поверхности, вдоль которой рентгеновские кванты транспортируются до *щели* резонатора 8, где “перескакивают” на *зеркало внешней транспортировки* 9, и распространяясь вдоль поверхности которого, рентгеновские кванты возвращаются в рабочее тело с той же стороны, но с обратным направлением. Поверхность зеркала внешней транспортировки и “конус” возвратного зеркала будут вогнуты вдоль оптической оси резонатора, но

перпендикулярно этому направлению она будет выпуклой. Поэтому распространение пучка здесь неустойчиво, из-за которой часть квантов может теряться из-за преломления и рассеяния на неровностях поверхности и теряться, понижая эффективность резонатора.

Внешний поток после разделения падающего пучка проходит тот же путь, что и внутренний пучок, но в обратном направлении.

Полный угол поворота рентгеновских лучей ψ в отражателях зависит от конкретной геометрии зеркал и лежит в пределах $360 > \psi > 180°$ и равен

$$\psi = 180° + 2\alpha,\ \alpha = \mathrm{arctg}((R_b - r)/d) \approx \mathrm{arctg}(R_b/d),\ R_b >> r,$$

где R_b – радиус отражателя, r – радиус входного отверстия отражателя, d – часть продольного расстояния от входа до плоскости проходящей через сечение отражателя с максимальной площадью, α – *угол отклонения* в отражателе.

Отражатели могут иметь полный угол поворота $\psi = 210° \div 270°$.

Для различных веществ и различных длин волн значение коэффициента K обычно лежит в пределах $0{,}1 \div 0{,}5$. Для некоторых веществ, длин волн и разных факторов удлинения проведены оценки значений коэффициентов отражения рентгеновских лучей под малыми углами скольжения на основе экспериментальных данных и приведены в таблице.

Таблица. Коэффициенты отражения рентгеновского излучения при малых углах скольжения K для разных веществ и разных длин волн при углах поворота ψ=210° и ψ=270°

Материал	**λ, Å**	**K при повороте на 270°, (R/d=1)**	**K при повороте на 210°, (R_b/d≈0,27)**
Ru	120	0,51	0,6
Ag	100–125	0,31	0,41
In	76	0,16	0,24

Для увеличения интенсивности лазерного пучка I при прохождении резонансного излучения за M отражений в зеркалах, до достижения стадии насыщения, при начальной интенсивности I_0, будет описываться соотношением

$$I = I_0 (k\gamma_1^1\gamma_1^2 K_1 \gamma_2^1\gamma_2^2 K_2 (1 - \beta_1 - \beta_2))^M \exp(MlG),\ G = \Delta N\sigma,$$

где K_1, K_2 – коэффициенты отражения первого и второго отражателей, G – коэффициент усиления в центре линии ($\nu = \nu_0$) для малого сигнала без насыщения, l – длина рабочего тела, k – часть излучения остающаяся в резонаторе после выведения лазерного луча ($1 \geq k \geq 0$), β_1 и β_2 – потери на рассеяние и на поглощение в среде. Коэффициенты γ, характеризующие степень устойчивости пучков относительно рассеяния и преломления квантов на неровностях поверхности “конуса” (верхний индекс 1) и с зеркала внешней транспортировки (верхний индекс 2), а нижние индексы соответствуют первому и второму отражателям. Условием работы лазера с данным резонатором, является достижение критической инверсии ΔN_c,

$$\Delta N_c = \frac{8\pi\nu^2}{c^2 l A_{21} g(\nu_0)} \{\psi\gamma\delta^{-3/2} - \ln(k\gamma_1^1\gamma_2^1\gamma_2^2\gamma_1^2(1 - \beta_1 - \beta_2))\}.$$

Заключение. 1. Высказана и обоснована принципиальная возможность создания преломляющей рентгеновской оптики на основе микролинз и микропризм. Впервые предложены схемы создания собирающих и рассеивающих рентгеновских линз, а также рентгеновских призм состоящих из согласованно работающих микролинз и микропризм, для которых был предложен термин – *мультилинзы* и *мультипризмы*. Произведены расчеты оптических свойств, предлагаемых рентгенооптических систем.

2. Показано, что наиболее подходящими материалами для преломляющей рентгеновской оптики являются вещества, состоящие из элементов с $Z = 1 \div 6$ с возможной примесью лёгких элементов $Z > 6$.

3. Показано, что наиболее эффективная преломляющая рентгеновская оптика возможно в области рентгеновского излучения от 1,9 кэВ до 12,4 кэВ где, создание дифракционной и многослойной рентгеновской оптики проблематично.

4. Показана возможность создания мультиэлементной преломляющей оптики для коротковолновой части спектра вакуумного ультрафиолетового излучения $\lambda = 400 \div 1000$ Å и для длинноволновой части спектра мягкого рентгеновского излучения $\lambda = 100 \div 400$ Å.

5. Показана возможность создания мультиэлементной преломляющей оптики для нейтронного излучения с рабочим диапазонам длин волн лежащей в пределах $\lambda = 1 \div 30$ Å.

6. Рассмотрены дефекты свойственные мультиэлементной преломляющей оптике. С одной стороны это дефекты обычные как для преломляющей рентгеновской оптики, так и для преломляющей оптики видимого диапазона, а с другой, дефекты присущие только преломляющей рентгеновской оптике и не свойственные преломляющей оптике видимого диапазона.

7. Предложены концентраторы рентгеновского излучения, которые могут быть по некоторым параметрам более эффективными, чем предложенные ранее.

Система вложенных зеркал скользящего падения дает возможность создать концентратор для сбора излучения от компактного источника с поверхности близкой к телесному углу 4π;

Независимость эффективности транспортировки лучей вдоль поверхностей от длины пути, позволяет уменьшать продольные размеры поверхностей, вдоль которых лучи в концентраторе распространяются под углами скольжения θ меньше критического $\theta \underset{0/}{<} \theta_c = \sqrt{2\delta}$. Это даёт возможность создавать концентраторы с очень малыми продольными размерами. Минимальная толщина концентратора равна $h_{\min} \approx N\lambda$, где N — количество отражений при повороте на угол ψ, δ — декремент преломления материала поверхности, $N \approx \psi / 2\theta_c$.

8. Предложено несколько схем рентгеновских резонаторов для рентгеновских лазеров, работающих на оптике скользящего падения: а) простой кольцевой резонатор; б) кольцевой резонатор с возвратным кольцом; в) резонатор с грушевидными отражателями; г) резонаторы с возвратными зеркалами;

Рассчитаны характеристики предложенных резонаторов и получены условия, при которых они могут осуществлять обратную связь в лазерах.

Публикации по теме диссертации (без тезисов)

1. *Чуриков В. А.* Кольцевой резонатор для рентгеновского лазера // Вестник ТГПУ.– 1998.– № 5.– С. 56–57.

2. *Чуриков В. А.* Концентратор рентгеновского излучения // Вестник ТГПУ (Серия: Естественные науки).– 2000.– № 9(25).– С. 46–47.

3. *Чуриков В. А.* Преломляющая рентгеновская оптика. М., 2000.– 31 с. Деп. в ВИНИТИ 20. 12. 2000, № 3205-В00.

4. *Чуриков В. А.* Кольцевой резонатор для рентгеновского лазера на зеркалах скользящего падения // Оптика атмосферы и океана.– 2002.– Т. 15.– № 3.– С. 271–274.

5. *Чуриков В. А.* Резонатор для рентгеновского излучения с грушевидными отражателями // Квантовая электроника.– 2003.– Т. 33.– № 11.

6. *Чуриков В. А.* Собирающая мультилинза для преломляющей рентгеновской и нейтронной оптики // Письма в журнал технической физики.– 2003.– Т. 29.– № 23.– С. 75–83.

7. *Эпп В. Я.*, *Чуриков В. А.* Релятивистский гармонический осциллятор // Известия вузов. Физика.– 1984.– № 8.– С. 121–122.

8. *Чуриков В. А.* О принципиальной возможности создания преломляющей рентгеновской оптики / Труды региональной научно-практической конф. студентов, аспирантов и молодых ученых “Сибирская школа молодого ученого”. 21–23 декабря 1998.– Т. IV. Физика, математика, информационные технологии. Томск: Изд.-во Томского гос. пед. ун.-та.– 1999.– С. 56–57.

9. *Чуриков В. А.* Особенности гамма-лазеров и некоторые изомеры для их возможной реализации / Труды региональной научно-практической конф. студентов, аспирантов и молодых ученых “Сибирская школа молодого ученого”.– 21–23 декабря 1998.– Т. IV.– Физика, математика, информационные технологии.– Томск: Изд-во Томского гос. пед. ун.-та.– 1999.– 58 с.

10. *Чуриков В. А.* Способ получения инверсии населенности уровней в гамма-лазерах на ядерных изомерах // Вестник ТГПУ.– 1988.– № 5.– С. 55.

11. *Чуриков В. А.* Резонаторы на основе оптики скользящего падения для вакуумного ультрафиолетового и мягкого рентгеновского излучения // Оптика атмосферы и океана.– 2004.– Т. 17.– № 2–3.– С. 188–195.

12. *Чуриков В. А.* Особенности кинетики излучения аннигиляционных гамма-лазеров // Известия вузов. Физика.– 2003.– № 12.– С. 82–84.

13. *Чуриков В. А.* К вопросу создания гамма-лазера // Оптика атмосферы и океана.– 1999.– Т. – 12.– № 11.– С. 1010–1012.

14. *Чуриков В. А.* Мультилинзы френелевского типа для вакуумного ультрафиолетового, рентгеновского и нейтронного излучения / В сб. Работы по физике. М., 2004.– 99 с. Деп. в ВИНИТИ 27. 12. 2004, № 2061-В2004.– С. 3–8.

15. *Чуриков В. А.* Разнофокусные мультилинзы для вакуумного ультрафиолетового, рентгеновского и нейтронного излучения / В сб. Работы по физике. М., 2004.– 99 с. Деп. в ВИНИТИ 27. 12. 2004, № 2061-В2004.– С. 9–19.

16. *Чуриков В. А.* О максимальном количестве микролинз в мультилинзах / В сб. Работы по физике. М., 2004.– 99 с. Деп. в ВИНИТИ 27. 12. 2004, № 2061-В2004.– С. 19–20.

17. *Чуриков В. А.* Угловые аберрации в мультилинзах / В сб. Работы по физике. М., 2004.– 99 с. Деп. в ВИНИТИ 27. 12. 2004, № 2061-В2004.– С. 20–22.

18. *Чуриков В. А.* Особенности хроматических аберраций в мультилинзах / В сб. Работы по физике. М., 2004.– 99 с. Деп. в ВИНИТИ 27. 12. 2004, № 2061-В2004.– С. 23–25.

19. *Чуриков В. А.* Кольцевые аберрации в мультилинзах / В сб. Работы по физике. М., 2004.– 99 с. Деп. в ВИНИТИ 27. 12. 2004, № 2061-В2004.– С. 25–29.

20. *Чуриков В. А.* Составные микролинзы с разными радиусами кривизны / В сб. Работы по физике. М., 2004.– 99 с. Деп. в ВИНИТИ 27. 12. 2004, № 2061-В2004.– С. 29–30.

21. *Чуриков В. А.* Особенности полукольцевых рентгеновских резонаторов для рентгеновского диапазона / В сб. Работы по физике. М., 2004.– 99 с. Деп. в ВИНИТИ 27. 12. 2004, № 2061-В2004.– С. 30–32.

22. *Чуриков В. А.* Резонатор с грушевидными отражателями второго типа / В сб. Работы по физике. М., 2004.– 99 с. Деп. в ВИНИТИ 27. 12. 2004, № 2061-В2004.– С. 32–34.

23. *Чуриков В. А.* Рентгеновские резонаторы с усовершенствованными грушевидными отражателями / В сб. Работы по физике. М., 2004.– 99 с. Деп. в ВИНИТИ 27. 12. 2004, № 2061-В2004.– С. 34–37.

24. *Чуриков В. А.* Образование рентгеновской искры в области высокой плотности рентгеновского излучения / В сб. Работы по физике. М., 2004.– 99 с. Деп. в ВИНИТИ 27. 12. 2004, № 2061-В2004.– С. 38–40.

25. *Чуриков В. А.* О возможности получения переохлаждённой плазмы, некоторые ее свойства и возможные применения / В сб. Работы по физике. М., 2004.– 99 с. Деп. в ВИНИТИ 27. 12. 2004, № 2061-В2004.– С. 40–43.

26. *Чуриков В. А.* О возможности создания рентген-нейтронной оптики / В сб. Работы по физике. М., 2004.– 99 с. Деп. в ВИНИТИ 27. 12. 2004, № 2061-В2004.– С. 43–46.

Отпечатано в типографии
ЗАО “Сибмедимпэкс”
г. Томск, ул. Яковлева, 12 - 13

Заказ № 3 от 27.01.2005 г. Тираж 100 экз.