

РЕФЕРАТ

Магистерская диссертация состоит из текстового документа на 126 страницах, содержит 36 рисунков, 20 таблиц, 34 источника.

Объектом исследования в данной работе являются эффекты преломления рентгеновских лучей на объектах простой геометрической формы.

Цель работы: Измерение, моделирование и количественная оценка изменений в распределении интенсивности, вызванных преломлением рентгеновского излучения при прохождении через цилиндрические объекты.

Ключевые слова: Рентгеновские лучи, фазовый контраст, распределение интенсивности, геометрическая оптика, волновая оптика.

Основные задачи исследования:

1. Экспериментальное измерение интенсивности преломленного на объекте излучения методом фазоконтрастного формирования изображений, используя увеличенное расстояние между образцом и детектором.

2. Моделирование распределения интенсивности преломленного излучения посредством геометрической оптики, основанной на законе Снелля и волновой оптики, применяя принцип Гюйгенса-Френеля.

3. Оценка разработанного алгоритма симуляции путем сравнительного анализа экспериментально полученных данных с результатами моделирования.

4. Анализ смоделированного распределения рентгеновских лучей, с целью объяснения значительного изменения интенсивности на внешней и внутренней границе полого цилиндрического объекта.

Методы исследования: метод фазоконтрастного формирования изображений с использованием синхротронного излучения и математическое моделирование.

Научная новизна: Разработан метод моделирования, позволяющий рассчитать искажение распределения интенсивности для объектов цилиндрической и сферической форм. Объяснен эффект искажения интенсивности в окрестности внутренней границы капилляра. Понятие каустики, известное в оптике видимого света, применено для рентгеновского излучения.

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	4
1. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ.....	6
1.1. Традиционная радиография.....	6
1.2. Распространение рентгеновского излучения в объекте с точки зрения волновой оптики.....	7
1.3. Принципы геометрической оптики для расчета преломления рентгеновского излучения.....	10
1.4. Практическое применение эффекта преломления рентгеновских лучей.....	13
2. МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ	16
2.1. Экспериментальная установка и параметры измерения	16
2.1.1. Синхротрон как источник рентгеновского излучения	16
2.1.2. Образец исследования и параметры эксперимента.	18
2.2. Обработка экспериментальных данных	20
3. МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭФФЕКТОВ ПРЕЛОМЛЕНИЯ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ	25
3.1. Метод, основанный на геометрической оптике	25
3.1.1. Цилиндрический объект	26
3.1.2. Полый цилиндрический объект	31
3.2. Метод, основанный на волновой оптике	38
4. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ.....	41
4.1. Результат моделирования методом геометрической оптики для цилиндрического объекта	41

4.2. Результат моделирования методом геометрической оптики для полого цилиндрического объекта	43
4.3. Результат моделирования методом волновой оптики для полого цилиндрического объекта	47
4.4. Сравнительный анализ измеренного и смоделированного распределений интенсивности	49
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	57
Список публикаций.....	58
Список используемых источников.....	59

ВВЕДЕНИЕ

На протяжении последних двух десятилетий одной из целей в области радиографии и компьютерной томографии было уменьшение влияния и коррекция эффектов рассеяния рентгеновских лучей, вызывающих нерезкость изображения. Однако, при исследовании слабопоглощающих объектов традиционные технологии, основанные на регистрации изменения коэффициента поглощения рентгеновских лучей различными участками объекта, не позволяют получить хорошо разрешимую картину с достаточным контрастом. Эта проблема особенно актуальна при исследовании биологических объектов. Применение методов на основе преломления (рассеяния) рентгеновских лучей, напротив, позволяют значительно увеличить контраст изображения при исследовании внутренней структуры слабопоглощающих объектов.

Основным направлением применения данных технологий является обнаружение и количественная оценка внутренних поверхностей в неоднородных материалах. Типичными материалами для исследования являются биологические вещества [23], [24], керамика и армированные композиты. Такие элементы микроструктуры как волокна, частицы, поры и трещины оказывают наибольшее влияние на механические свойства данных материалов [12], [13].

Перечисленные внутренние поверхности микроструктуры материала (поры, частицы и волокна), зачастую имеющие сферическую или цилиндрическую форму, вызывают преломления рентгеновского излучения. Значительные изменения в распределении интенсивности, связанные с этим эффектом, наиболее заметны в окрестностях границ объекта ввиду наибольших углов преломления.

В случае если объект имеет форму полого цилиндра эффекты, происходящие на внутренней границе и вызванные специфичным перераспределением преломленных лучей, не были исследованы с точки зрения фазоконтрастного получения радиографического изображения.

Это является причиной создания и реализации в настоящей работе алгоритма для расчета эффектов преломления и распределение интенсивности после взаимодействия рентгеновских лучей с объектами простой геометрической формы. Алгоритм позволит варьировать различные параметры объекта, такие как геометрические размеры, материал, линейный коэффициент ослабления и декремент показателя преломления, а также параметры эксперимента: расстояние объект-детектор, энергия излучения. Все это позволит использовать моделирование для получения данных о распределении интенсивности без непосредственного его измерения, для последующего подбора наиболее рациональных параметров эксперимента.

1. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ

1.1. Традиционная радиография

Рентгеновское излучение широко используется в промышленности и медицине вследствие его способности проникать в объекты непрозрачные для видимого излучения. Радиационные методы неразрушающего контроля (наравне с ультразвуковыми методами) позволяют получить объемную информацию о внутренней структуре исследуемого объекта.

В настоящее время наибольшая часть существующих методов НК, использующих рентгеновское излучение, основана на измерении интенсивности излучения и анализе ее изменения после взаимодействия с материалом, вызванной способностью веществ частично или полностью поглощать рентгеновские лучи. Общая схема контроля в данном случае состоит из источника ионизирующего излучения, расположенного перед объектом контроля и детектором проходящего излучения позади него.

Интенсивность ионизирующего излучения или, другими словами, количество фотонов при прохождении через вещество уменьшается с экспоненциальной зависимостью вследствие влияния эффектов поглощения и рассеивания. Число фотонов, прошедших через материал зависит от толщины, плотности и атомного номера вещества, и энергии каждого отдельного фотона [1].

В случае низкоэнергетического излучения полная энергия фотонов, взаимодействующих с атомами вещества, направлена на выбивание электронов с внутренней орбиты атома. Данный вид взаимодействия известен как фотоэлектрический эффект. При более высоких энергиях сечение фотоэлектрического эффекта уменьшается, и преобладающим становится эффект комптоновского рассеяния, заключающийся в неупругом рассеянии фотона, часть энергии которого передается свободным электронам на внешней орбите атома. При этом фотон сохраняет часть энергии и отклоняется от первоначальной траектории. Помимо фотоэлектрического и комптоновского

рассеяния при высоких энергиях ионизирующего излучения (удвоенная энергия покоя электрона равная $\sim 1,02$ МэВ) происходит эффект образования пар. Однако, в случае традиционной радиологии используемые энергии ионизирующего излучения значительно меньше и данным типом взаимодействия можно пренебречь.

Интенсивность пучка рентгеновских лучей при прохождении через однородный объект уменьшается согласно закону Бугера-Ламберта-Бера.

$$I = I_0 \exp(-\mu d) \quad (1.1)$$

где I_0 интенсивность пучка монохроматического излучения до взаимодействия с веществом, I интенсивность пучка монохроматического излучения после взаимодействия с веществом с толщиной d , μ - линейный коэффициент ослабления излучения.

Линейный коэффициент ослабления излучения μ характеризует относительное изменение интенсивности на единицу толщины поглотителя (ослабление рентгеновских лучей). Данный коэффициент значительно возрастает с увеличением атомного номера вещества-поглотителя и, в то же время, уменьшается с уменьшением длины волны рентгеновского излучения [1].

Формирование контраста рентгеновского изображения в традиционной радиологии основано на регистрации ослабления излучения вследствие поглощающих свойств элементов, составляющих объект контроля. Поэтому, наилучший контраст достигается при контроле объектов состоящих из веществ с большим атомным номером. В случае легких материалов полученный контраст не позволяет обнаружить мелкие детали на снимке или провести различие между объектами с близкими значениями линейного коэффициента ослабления излучения.

1.2. Распространение рентгеновского излучения в объекте с точки зрения волновой оптики.

Кроме традиционной радиологии с визуализацией поглощающих свойств вещества, существуют методы, позволяющие получить информацию о

преломляющих свойствах исследуемого объекта. К методам, основанным на формировании фазоконтрастных рентгеновских изображений, относятся все формы получения рентгеновского изображения, реализуемые на основе преломляющих свойств объекта контроля [2].

Данные методы позволяют получить выделение контура за счет увеличения расстояния между объектом контроля и детектором или применения специальных оптических элементов (кристалл-анализатор, фазовая решетка), что ведет к значительному увеличению контраста получаемого изображения.

В отличие от поглощения рентгеновского излучения, изменение фазы не может быть измерено напрямую, но может быть рассчитано как мнимая часть волновой функции до и после взаимодействия с объектом [3,4].

Падающая плоская волна, распространяющаяся в направлении z и имеющая волновое число k ($k = 2\pi/\lambda$), выражается как

$$\Psi(z) = \exp(ikz) \quad (1.2)$$

Объект, с которым взаимодействует волна, характеризуется комплексным показателем преломления.

$$n = 1 - \delta + i\beta \quad (1.3)$$

где $\delta \approx \rho \cdot \lambda^2$ – декремент показателя преломления (ρ – плотность вещества, λ – длина волны излучения), величина β определяется поглощающими свойствами образца ($\mu = 2k\beta = 4\pi\beta/\lambda$).

После прохождения через образец волновая функция может быть выражена как:

$$\Psi(z) = \exp(iknd(z)) = \exp(-k\beta d(z)) \exp(ik(1 - \delta)d(z)) = A \exp(i\varphi) \quad (1.4)$$

Из выражения (1.3) видно, что величина β отвечает за затухание волны (уменьшение амплитуды, обозначенной A), в то время как δ изменяет волновое число в материале образца:

$$k_{mat} = k_{vak}(1 - \delta) \quad (1.5)$$

Волновое число напрямую связано с длиной волны. Поэтому его изменение приводит к изменению длины волны излучения [5]:

$$\lambda_{mat} = \lambda_{vak} / (1 - \delta) \quad (1.6)$$

После выхода волны из образца изменение длины волны приводит к позиционно-зависимым фазовым сдвигам, которые коррелируют с толщиной слоя вещества $d(z)$, через которое проходит рентгеновское излучение (Рисунок 1.1).

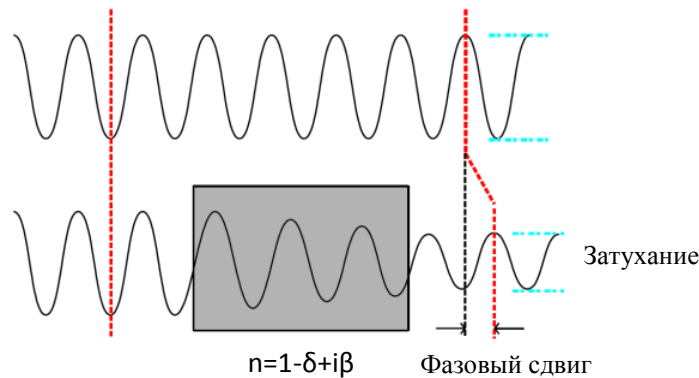


Рисунок 1.1 – Схематичное изображение волн, распространяющихся в вакууме (верхняя волна) и в объекте с комплексным показателем преломления n . Красная пунктирная линия иллюстрирует фазовый сдвиг, тогда как синяя показывает затухание.

Предполагая, что объект состоит из одного материала, из формулы (1.4) можно выразить фазу волнового фронта сразу после прохождения через объект как функцию его толщины $d(z)$ [6]:

$$\varphi(z) = \frac{2\pi\delta}{\lambda} d(z) \quad (1.7)$$

Данный фазовый сдвиг схематично изображен на Рисунке 1.1. Затухание волны описывается, приведенным в разделе 1.1 законом Бугера-Ламберта-Бера.

Фазовый сдвиг, приводящий к изменению фазовой скорости волны, является причиной изменения направления распространения волны после прохождения через границу раздела двух сред.

1.3. Принципы геометрической оптики для расчета преломления рентгеновского излучения

В соответствии с электромагнитной теорией света в облучаемом образце под влиянием электромагнитной волны возникают вынужденные колебания электронов, что приводит к возникновению индуцированной волны. Наложение индуцированной волны на первичную дает результирующую волну, которая распространяется в измененном направлении. То есть при переходе из вакуума в некоторую среду происходит преломление электромагнитного излучения. Преломление происходит при любой длине волны падающего на образец излучения, и все закономерности этого взаимодействия для видимой области спектра [7] справедливы для рентгеновского излучения. В частности, в рентгеновской области справедлив закон Снелля для преломления луча на границе двух сред:

$$\frac{\cos(\beta_1)}{\cos(\beta_2)} = \frac{n_2}{n_1} \quad (1.8)$$

где β_1 и β_2 углы скольжения для падающего и преломленного излучения, n_1 и n_2 показатели преломления для контактирующих сред (Рисунок 1.3).

Важно отметить, что для легковесных материалов, облучаемых жестким рентгеновским излучением значение декремента δ много больше величины β , отвечающей за поглощение.

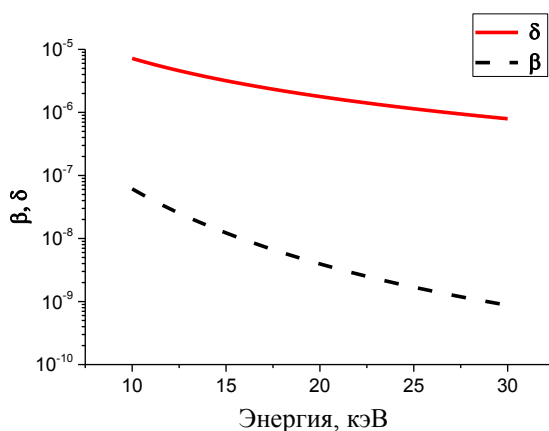


Рисунок 1.2 – Зависимость величин δ и β от энергии излучения в интервале от 10кэВ до 30кэВ для стекла (SiO_2).

На Рисунке 1.2 показана зависимость величин δ и β от энергии излучения для стекла, имеющего плотность 2.3 g/cm^3 . Из графика видно, что в представленном интервале энергий декремент δ до тысячи раз больше величины β .

Таким образом, в случае легковесных материалов с низкой поглощающей способностью мнимой частью комплексного коэффициента преломления, отвечающей за поглощение излучения, можно пренебречь. Выражение (1.3) примет вид:

$$n = 1 - \delta \quad (1.9)$$

где $\delta \approx 10^{-6}$ для стекла при энергии излучения, равной 20кэВ [8].

Принимая во внимание значение декремента δ , лежащее в интервале $10^{-5} \dots 10^{-7}$, очевидно, что значение коэффициента преломления n близко к единице. Из этого следует, что эффекты рассеяния рентгеновских лучей происходят на очень малые углы.

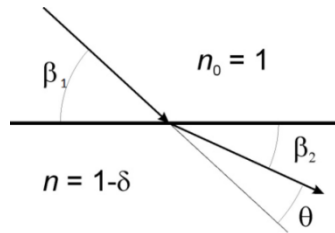


Рисунок 1.3 – Преломление рентгеновского луча на плоской границе раздела двух сред. β_1 и β_2 углы скольжения для падающего и преломленного излучения соответственно.

Учитывая закон Снелля, угол отклонения луча от первоначального направления θ выражается как

$$\theta = \beta_1 - \beta_2 = \beta_1 - \arccos\left(\frac{\cos(\beta_1)}{n}\right) \quad (1.10)$$

Основное отличие преломления рентгеновского излучения от видимого света состоит в его отклонении в сторону поверхности, а не нормали при

переходе из вакуума (оптически толстой среды) в вещество (оптически тонкой среды). Это означает, что в случае выпуклых объектов нелинейной формы наблюдается расхождение лучей. То есть, в отличие от видимого света, объекты цилиндрической или сферической формы действуют как рассеивающая линза для излучения в рентгеновском спектре.

Рассмотрим прохождение рентгеновских лучей через объект цилиндрической формы (Рисунок 1.4 а). Для данного типа объектов угол падения рассчитывается (допуская, что радиус цилиндра равен 1) как:

$$\beta_1 = \arccos(x) \quad (1.11)$$

Заменив данным выражением угол падения луча β_1 в формуле (1.10), получим формулу для расчета угла отклонения в зависимости от начальной позиции луча, применимую для цилиндрических объектов с единичным радиусом.

$$\theta(x) = \text{sign}(x) \left[\arccos(x) - \arccos\left(\frac{x}{n}\right) \right] \quad (1.12)$$

График изменения угла отклонения при падении луча на цилиндрическую поверхность приведен на рисунке 1.4б [9].

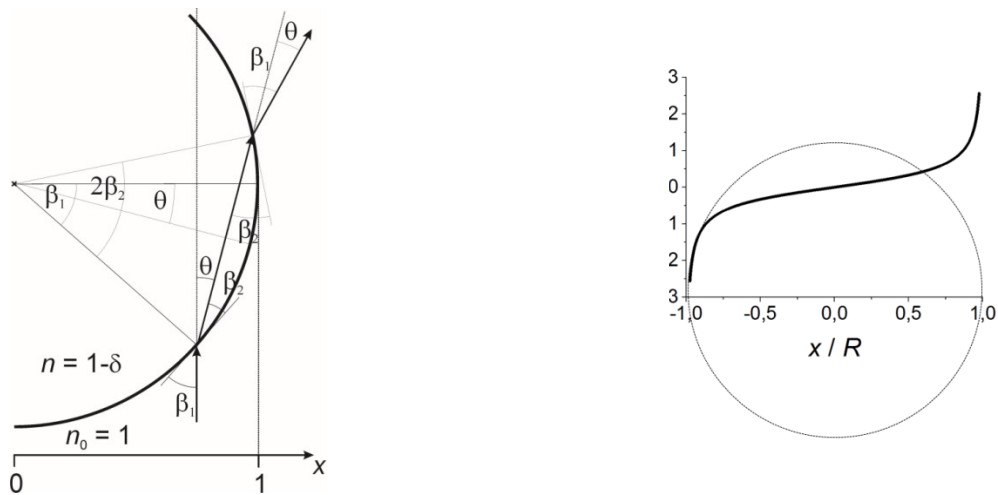


Рисунок 1.4 – а) Схема отклонения единичного узкого луча при прохождении через цилиндрический объект. б) Угол отклонения в зависимости от начальной позиции луча с наложенным изображением сечения цилиндра.

Как видно из графика на Рисунке 1.4б, наибольшее отклонение происходит при падении луча на участки близкие к краю объекта. При этом в центральной части, где угол падения равен 90° отклонение равно нулю. Как было замечено ранее, угол отклонения очень мал и достигает максимальных значений в несколько угловых минут.

Частным случаем преломления рентгеновских лучей является их полное отражение, достигаемое при углах падения меньше критического. Критическим называется угол, при котором преломление лучей не наблюдается, и, соответственно, угол преломления равен нулю.

Таким образом, закон Снелля принимает вид:

$$\cos \beta_{crit} = n \quad (1.13)$$

Так как коэффициент преломления близок к единице, критический угол β_{crit} должен быть близок к нулю, а, следовательно, косинус может быть представлен первыми двумя членами ряда Тейлора:

$$\cos \beta_{crit} \approx 1 - \frac{\beta_{crit}^2}{2} \approx n \quad (1.14)$$

Подставив в формулу (1.10) выражение для коэффициента преломления, пренебрегая мнимой частью, получим:

$$\beta_{crit} \approx \sqrt{2\delta} \quad (1.15)$$

Как видно из формулы (1.15) критический угол имеет очень малые значения. Поэтому в дальнейших расчетах полное отражение не учитывается.

1.4. Практическое применение эффекта преломления рентгеновских лучей

Технологии, основанные на эффектах рассеяния рентгеновских лучей, относятся к неразрушающим методам исследования внутренней структуры объектов. Они направлены на обнаружение и количественную оценку внутренних поверхностей в неоднородных материалах. Такие внутренние поверхности включают в себя границы раздела между основным материалом и

порами, частицами, трещинами или волокнами. Типичными классами исследуемых материалов являются биологические вещества и керамика, ввиду их низких поглощающих свойств. Однако, наиболее значимые разработки были сделаны для исследования армированных композиционных материалов (армированный стеклянным или углеродным волокном пластик) рефракционными методами [10, 11]. Стоит отметить, что металлы (за исключением алюминия) не могут быть объектами исследования рефракционными методами из-за их высоких поглощающих способностей.

Механические свойства композиционных материалов зачастую зависят от количества внутренних дефектов, таких как поры в матрице, дефекты матрицы в промежутках между волокнами (микропоры, микротрещины, микровключения) [12], расслоение, трещины в волокнах и матрице. Данные дефекты возникают в процессе изготовления композита, процессе изготовления составляющих материалов компонента, в процессе эксплуатации под нагрузкой.

Эффекты преломления, являющиеся основой технологией, использующей малоугловое рассеяние рентгеновских лучей (Small angle X-ray scattering – SAXS), могут сыграть важнейшую роль в неразрушающем контроле передовых композиционных материалов. В отличие от дифракционных методов, основанных на когерентном рассеянии электромагнитных волн на атомных решетках вещества, рефракция рентгеновского излучения основана на отклонении лучей при взаимодействии с **поверхностями и внутренними границами** раздела материалов с разной плотностью (Рисунок 1.5) [13].

Вследствие того, что рентгеновское излучение имеет длину волны порядка 0,1 нм, можно получать информацию о внутренних поверхностях в материале, имеющих нанометровые размеры [14]. Субмикронные частицы, трещины или поры могут быть обнаружены методами рентгеновской рефрактометрии без нарушения целостности образца, в отличие от методов микроскопии. Однако, необходимо отметить, что учитывая разрешение детектора, структурные нанометровые преломляющие элементы внутри

материала в большинстве случаев не могут быть визуализированы как индивидуальные объекты.

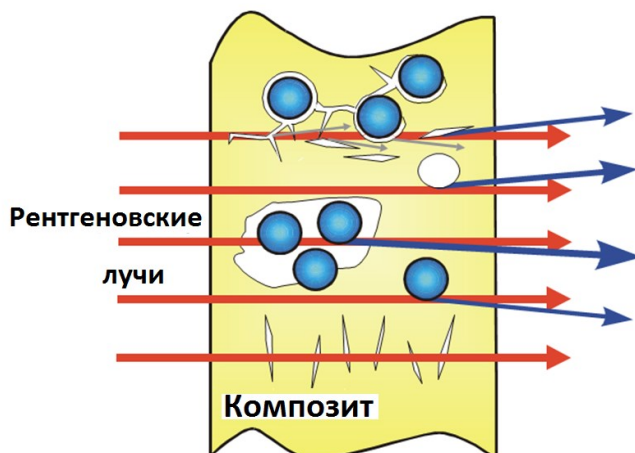


Рисунок 1.5 – Преломление рентгеновских лучей на различных объектах в микроструктуре композиционного материала.

На основании теоретических данных (закон Снелля), отмеченных в разделе 1.3, преломление рентгеновских лучей сильно зависит от ориентации дефектов [15]. Особенно это видно в случае вертикальных трещин на Рисунке 1.5, ориентированных перпендикулярно направлению распространения излучения, когда преломление не происходит. Поэтому, для получения полноценной информации о внутренней структуре объекта измерение проводится как минимум для двух ориентаций объекта относительно излучения.

2. МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

2.1. Экспериментальная установка и параметры измерения

2.1.1. Синхротрон как источник рентгеновского излучения

Экспериментальная часть работы была выполнена с использованием синхротронного излучения накопительного кольца BESSY II, расположенного в Берлине, Германия. BESSY II является синхротроном третьего поколения, эксплуатирующимся с 1998 года с энергией электронного пучка 1,7 ГэВ [16].

Измерения были выполнены на экспериментальной станции BAMline, оборудованной для проведения рентгенфлуоресцентного анализа, компьютерной томографии, абсорбционной спектроскопии, рефлектометрии, калибровки детекторов рентгеновского излучения, дозиметрии, а также получения рентгеновских изображений с использованием фазочувствительных методов.

Синхротронное излучение, непосредственно выводимое на экспериментальные линии, имеет энергетический спектр со сравнительно низким средним значением энергии. Данный спектр зависит от величины потока вектора магнитной индукции поворотных магнитов и энергии электронного пучка. Экспериментальная станция BAMline оснащена сверхпроводящим вигглером с магнитным полем 7 Тесла, превышающим магнитное поле поворотных магнитов. Это позволяет сдвинуть спектр энергии фотонов в более высокий энергетический интервал.

Схема экспериментальной станции BAMline приведена на Рисунке 2.1 [17]. Основными оптико-механическими элементами станции являются двойной многослойный монохроматор (DMM), состоящий из W/Si слоев и двух кристалльный монохроматор (DCM), представляющий собой кристаллы кремния Si (111). Принцип работы монохроматоров основан на законе Брэгга:

$$2d \sin(\theta) = n\lambda \quad (2.1)$$

где d – межплоскостное расстояние, θ – угол скольжения (брэгговский угол), n – порядок дифракционного максимума, λ – длина волны.

Данный закон определяет направление максимумов дифракции упруго рассеянного на кристалле рентгеновского излучения [18]. При изменении угла падения излучения на кристалл монохроматора (межплоскостное расстояние, в данном случае является неизменяющимся параметром) изменяется длина волны, а соответственно и энергия, дифрагированного излучения. Это позволяет экспериментально изменять энергию выходящего излучения, изменяя углы наклона монохроматоров.

Энергии, достигаемые на BAMline, лежат в диапазоне от 5 кэВ до 90 кэВ с шириной энергетической зоны 1.7% (DMM) [19].

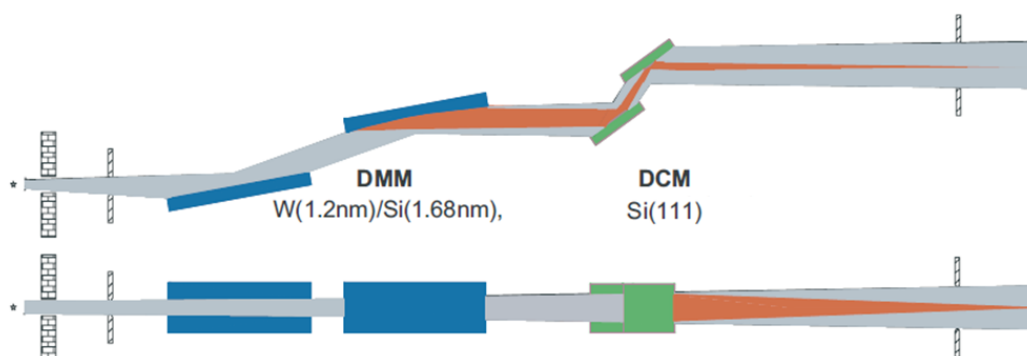


Рисунок 2.1 – Схема экспериментальной станции BAMline.

В качестве детектора выступает камера с ПЗС-матрицей, оснащенная набором объективов и сцинтиллятором. Рентгеновское излучение, проходя через сцинтиллятор, преобразуется в излучение видимого спектра и регистрируется камерой. Во избежание повреждения чувствительных элементов, детектор размещен таким образом, чтобы избежать прямого воздействия высокоинтенсивного синхротронного излучения (Рисунок 2.2). Набор объективов с 2-х, 4-х и 10-ти кратным увеличением позволяет изменять размер поля зрения и разрешающую способность, выражаемую в размере пикселя и изменяющуюся в интервале от 0,4мкм до 5мкм.

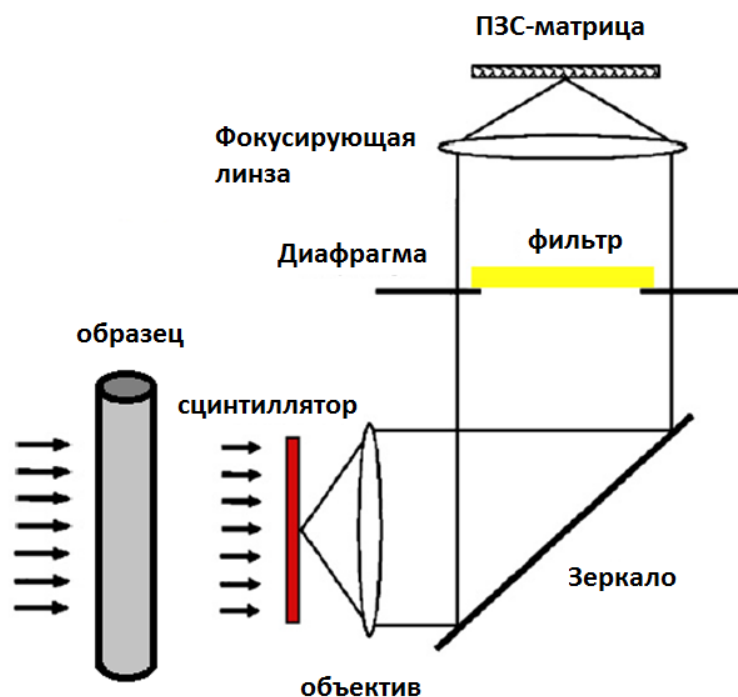


Рисунок 2.2 – Схема расположения ПЗС-камеры и оптических элементов.

2.1.2. Образец исследования и параметры эксперимента.

Согласно цели, поставленной в данной работе, объектом исследования должен быть однородный объект с простой геометрической формой и известными поглощающими и преломляющими свойствами для рентгеновского излучения. Исходя из этого, был выбран полый цилиндр (капилляр) изготовленный из стекла. Размеры капилляра, линейный коэффициент ослабления и коэффициент преломления для стекла приведены в таблице 2.1.

Таблица 2.1 – Параметры исследуемого стеклянного капилляра.

Параметр объекта	Значение
Наружный радиус	0,5 мм
Внутренний радиус	0,35 мм
Линейный коэффициент ослабления	$2,135 \text{ см}^{-1}$
Коэффициент преломления	$1,4 \cdot 10^{-7}$

Как было упомянуто выше, в традиционной радиографии расстояние между объектом исследования и плоскостью детектора устанавливается наименьшим возможным, чтобы избежать нерезкости изображения. Однако, в данной работе стоит обратная задача: получение фазового контраста, заключающегося, в конечном итоге, в выделении контуров объекта.

При воздействии на объект пространственно когерентным рентгеновским излучением и условии наличия достаточного расстояния между объектом и детектором наблюдается улучшение контраста на краях объекта без использования каких-либо оптических элементов (Рисунок 2.3). В предыдущих научных работах это явление рассматривается с точки зрения дифракции Френеля для жесткого рентгеновского излучения [4], [6], [20].

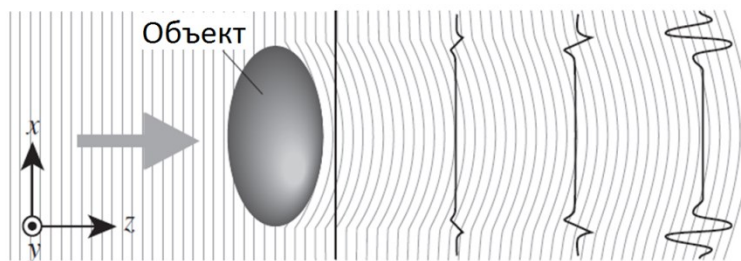


Рисунок 2.3 – Формирование улучшенного контраста на краях объекта при прохождении через него рентгеновского излучения [21].

Для того чтобы последовательно наблюдать развитие эффектов выделения контура, в данной работе положение детектора изменялось от 80мм до 800мм относительно объекта с инкрементом 40мм. Образец был размещен на платформе, позволяющей с высокой точностью настроить положение объекта относительно направления распространения излучения.

Параметры эксперимента приведены в таблице 2.2.

Таблица 2.2. – Параметры эксперимента.

Параметр	Значение
Энергия излучения	34 кэВ
Время экспозиции	10 сек

Минимальное расстояние объект-детектор	80 мм
Максимальное расстояние объект-детектор	800 мм
Инкремент	40 мм
Разрешение ПЗС-матрицы детектора	4008x1336
Размер пикселя	0,438мкм
Поле зрения камеры	1,7x1,2 мм ²

2.2. Обработка экспериментальных данных

В реальных измерительных системах, использующих синхротронное излучение, при получения изображения объекта регистрируемый сигнал искажен даже при отсутствующем образце (фоновый сигнал). Поэтому кроме радиографического изображения образца при каждом положении детектора было также получено фоновое изображение (радиографический снимок без объекта) и темновое изображение (снимок без рентгеновского излучения) для последующей процедуры коррекции фоновых искажений. Процедура коррекции фона позволяет избавиться от артефактов на результирующем изображении. Данные артефакты вызваны несколькими факторами: неоднородным распределением интенсивности в сечении луча, пылью или царапинами на оптических элементах детектора или вариациями чувствительности пикселей ПЗС-матрицы [6]. Коррекция была выполнена согласно формуле:

$$I_{result} = \frac{I_{meas} - I_{dark}}{I_{flat} - I_{dark}} \quad (2.2)$$

где I_{result} , I_{dark} , I_{flat} , I_{meas} – Результирующее, темновое, фоновое и изображение с объектом соответственно. Формула (2.2) проиллюстрирована на примере измеренных радиографических изображений на Рисунке 2.4.

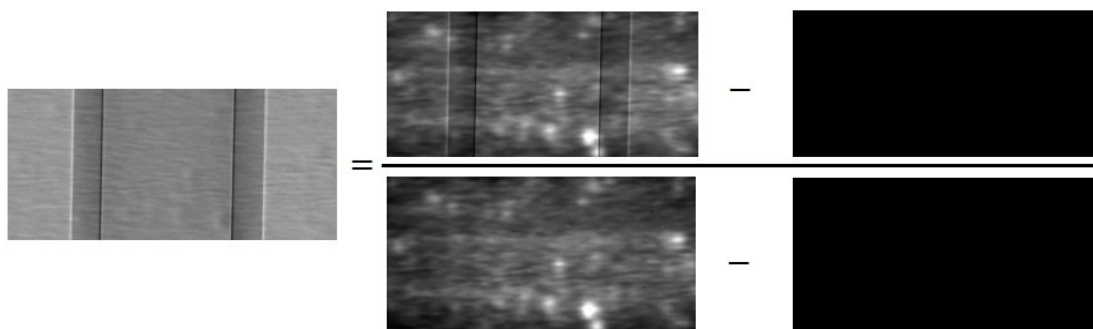


Рисунок 2.4 – Иллюстрация алгоритма коррекции артефактов фона

Необходимо отметить, что с движением детектора по оси z колеблется его положение относительно объекта по осям y и x . Эти смещения лежат в районе сот микромеров, однако, они могут повлиять на последующую обработку. Поэтому данные смещения измеренных изображений относительно первого, принятого за базовое, были устранены с использованием разработанного и реализованного в среде разработки LabVIEW алгоритма коррекции. Данный алгоритм при помощи регистрации пиковых значений на внешних краях капилляра позволил определить его центр по оси x для каждого изображения. Далее все изображения были смещены таким образом, чтобы центр капилляра на каждом из них совпадал с центром на первом изображении.

После коррекции, полученные при варьировании расстояния объект-детектор, индивидуальные проекции были проинтегрированы вдоль оси y (Рисунок 2.5), чтобы получить кумулятивные линейные профили. Это позволяет дать не только качественную, но и количественную оценку распределению интенсивности в зависимости от позиции на объекте.

Для дальнейшего использования и более компактного представления информации профили были объединены в единое изображение. Принцип объединения наглядно представлен на Рисунке 2.6.

Полученное изображение, так называемый «стек», объединяет в себе информацию о распределении интенсивности при девятнадцати различных расстояниях объект-детектор (Рисунок 2.7).

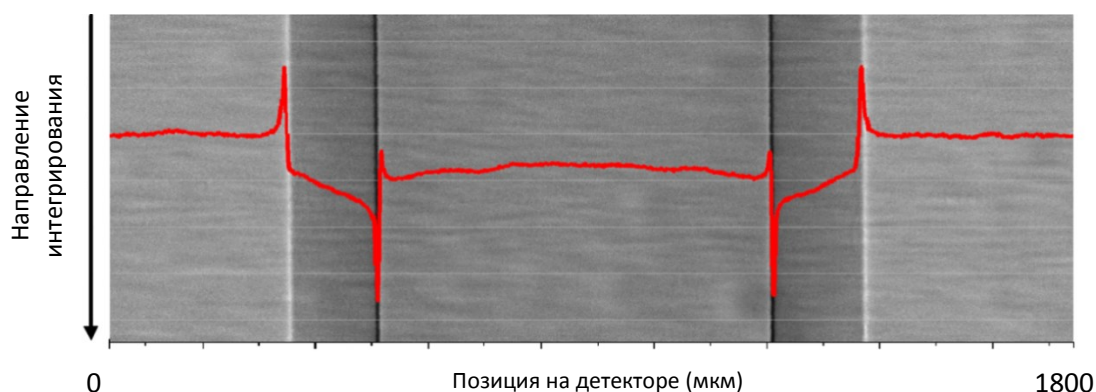


Рисунок 2.5 – Схема усреднения интенсивности измеренных изображений. Красная линия – результирующий линейный профиль для одного расстояния объект-детектор.

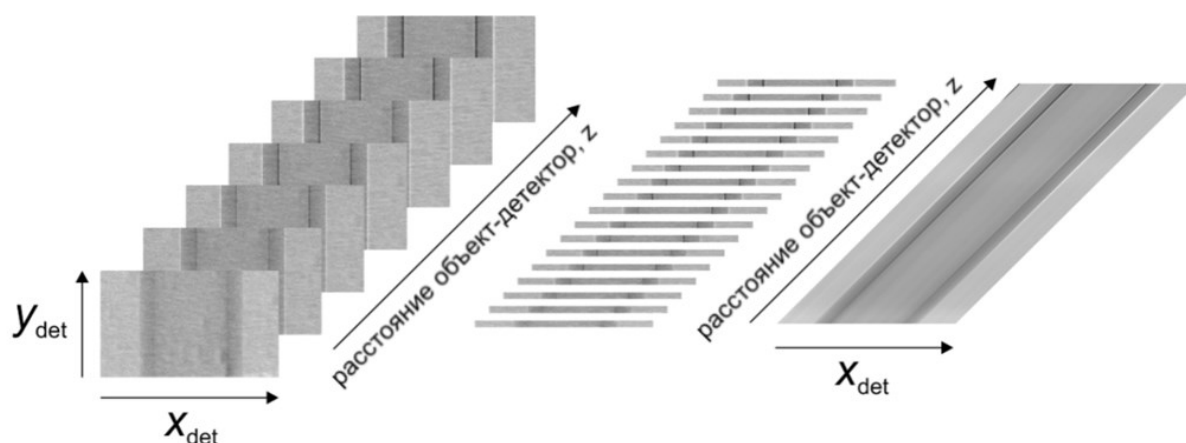


Рисунок 2.6 – Схема объединения профилей в стек. а) Серия измеренных при различных расстояниях объект-детектор радиографических изображений; б) Профили, полученные интегрированием измеренных изображений вдоль оси y ; в) Результирующий стек.

Из рисунка 2.7 видно, что интенсивность претерпевает значительные изменения на участках близких к внутренним и наружным границам капилляра. Также наблюдается тенденция увеличения модуля ширины темных и светлых участков с увеличением расстояния объект-детектор.



Рисунок 2.7 – Результирующий стек, объединяющий 19 линейных профилей.

Для лучшей визуализации произведено масштабирование (увеличение по оси z в 40 раз)

На рисунке 2.8 приведены два профиля, взятых для одного из наименьших и наибольшего экспериментальных расстояний объект-детектор и смоделированный профиль для нулевого значения z .

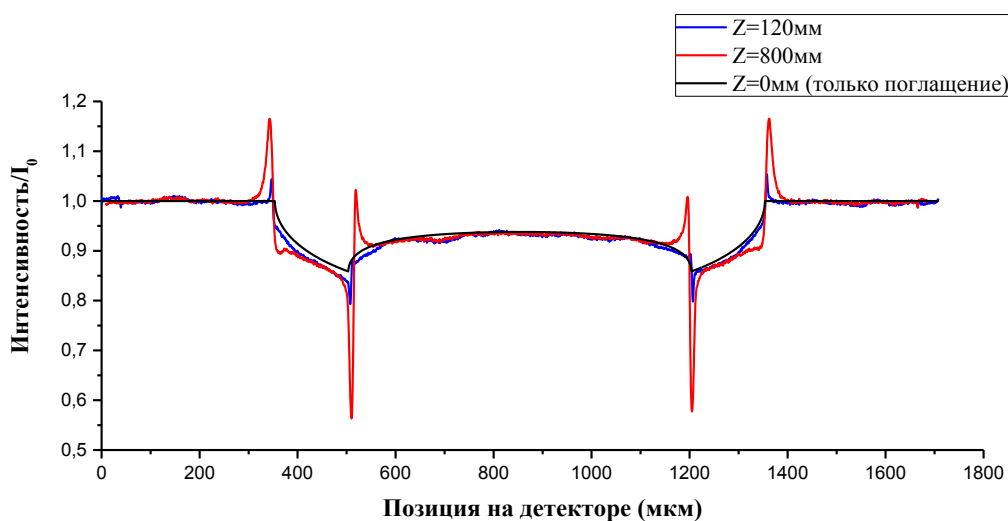


Рисунок 2.8 – Измеренные профили распределения интенсивности вдоль сечения капилляра при $z = 120\text{мм}$ (синяя линия), $z = 800\text{мм}$ (красная линия) и смоделированный профиль при $z = 0\text{мм}$ (черная линия)

Профиль поглощения получить экспериментально на используемой установке не представлялось возможным, так как основное ее назначение – компьютерная томография и минимально-достижимое расстояние между образцом и детектором равно 30мм. Поэтому данный профиль был смоделирован

в среде разработки LabVIEW с использованием всех параметров идентичных экспериментальным.

Увеличение интенсивности на внешней границе полого цилиндра объяснено в литературных источниках [6]. Однако, значительные вариации интенсивности на внутренней границе ранее не рассматривались и объяснены не были.

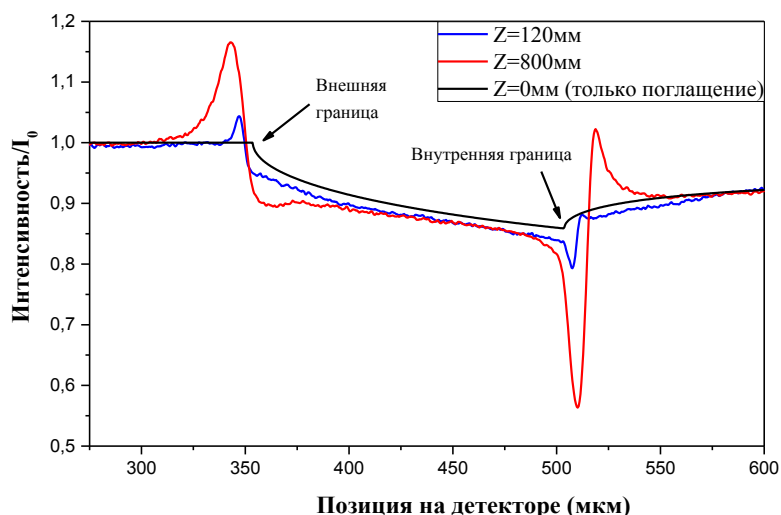


Рисунок 2.9 – Увеличенное изображение профиля распределения интенсивности для левой границы капилляра.

Рассматривая только внутреннюю границу капилляра при наименьшем расстоянии z (синяя линия на рисунке 2.9) можно сделать вывод, что минимум интенсивности совпадает с максимальным градиентом толщины образца, т.е. с местом, где наблюдаются наибольшие углы преломления. В то же время на профиле, полученном при максимально возможном расстоянии z (красная линия на рисунке 2.9), наблюдается максимум интенсивности справа от минимума. Очевидно, что рентгеновские лучи, проходя через капилляр, преломляются в определенной манере, производя наблюдаемые изменения в распределении интенсивности.

Для определения природы зафиксированного феномена было проведено моделирование эффектов преломления на капилляре двумя методами с соблюдением всех экспериментальных параметров.

3. МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭФФЕКТОВ ПРЕЛОМЛЕНИЯ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Главной задачей данного раздела является моделирование распределения интенсивности, регистрируемой в плоскости детектора, расположенной на определенном расстоянии от объекта. При условии достаточного расстояния для свободного распространения излучения после объекта, алгоритм моделирования должен учитывать изменения интенсивности, вызванные преломлением рентгеновских лучей.

Ввиду корпускулярно-волнового дуализма, свойственного электромагнитному излучению, в данной главе будут разработаны два вида алгоритмов моделирования: на основе геометрической и волновой оптики.

В данной работе исследуется влияние на конечное распределение интенсивности эффектов преломления излучения на полом цилиндрическом объекте. Поэтому моделирование будет разработано для прохождения излучения через полый цилиндр. Однако, для реализации данной задачи на основании геометрической оптики необходимо отдельно рассмотреть алгоритм для обычного цилиндра. В то время как для волновой оптики отдельные расчеты для обычного цилиндра не требуются.

Все алгоритмы симуляции были реализованы в среде разработки LabVIEW.

3.1. Метод, основанный на геометрической оптике

Метод моделирования на основе геометрической оптики включает в себя расчет угла отклонения рентгеновских лучей при пересечении границы раздела двух сред, а также позиций на плоскости детектора, куда они попадают.

В расчетах допускается, что падающее излучение параллельное и монохроматическое, что соответствует синхротронному излучению, применяемого при проведении эксперимента.

3.1.1. Цилиндрический объект

При прохождении через цилиндрический объект рентгеновские лучи преломляются на двух его границах. На первой границе объекта лучи преломляются в соответствии с законом Снелля, учитывающим угол падения и показатель преломления материала.

Принимая во внимание цилиндрическую форму с радиусом $R = 1$, угол отклонения был определен в разделе 1.3 и рассчитывался по формуле (1.10).

Из равнобедренного треугольника ΔAMB (Рисунок 3.4) видно, что угол падения на второй границе (выход из цилиндра в точке B) равен углу преломления β_2 . Так как луч идет из материала в воздух, ситуация становится симметричной преломлению на первой границе раздела воздух-материал. Таким образом, имеет смысл принять в расчет только одно взаимодействие, при этом удвоив угол отклонения θ_1 :

$$\theta_{cyl} = 2\theta_1 = 2\left(\beta_1 - \arccos\left(\frac{\cos(\beta_1)}{n}\right)\right) \quad (3.1)$$

Результирующий угол отклонения для правой половины цилиндра приведен на Рисунке 3.1.

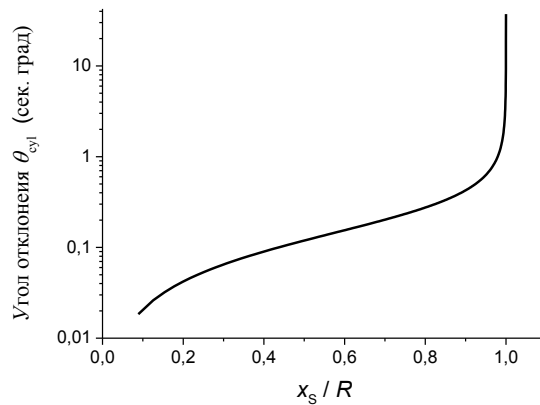


Рисунок 3.1 – Смоделированное распределение угла отклонения луча при прохождении через цилиндр (график для правой половины цилиндра, декремент показателя преломления принят равным $\delta = 10^{-7}$)

При известном угле отклонения следующим шагом является расчет позиции падения преломленного луча на плоскость детектора после прохождения через цилиндрический объект:

$$x_D = z \cdot \tan(\theta_{cyl}) + x_S \quad (3.2)$$

где x_D - позиция на детекторе, z – расстояние объект-детектор, x_S - начальная позиция.

Далее рассмотрим два луча с разной начальной позицией, падающих на цилиндр (Рисунок 3.2).

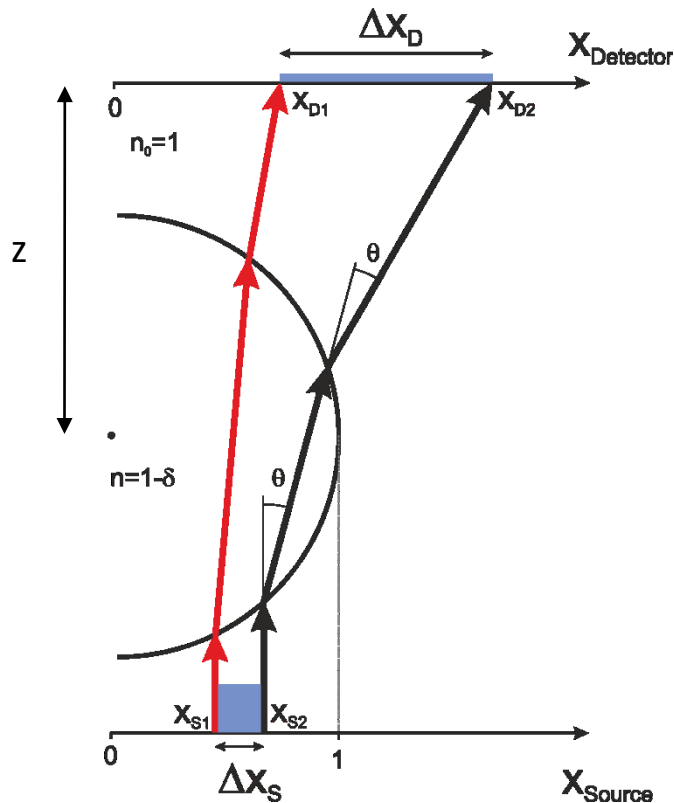


Рисунок 3.2 – Преломление двух параллельных лучей, падающих на поверхность цилиндра.

Длина интервала $\Delta x_S = x_{S2} - x_{S1}$ между двумя соседними падающими на объект лучами прямо пропорциональна плотности интенсивности на этом интервале.

Так как лучи, падающие на цилиндр в точках x_{S1} и x_{S2} преломляются на разные углы, длина интервала между точками x_{D1} и x_{D2} , рассчитываемая как

$\Delta x_D = x_{D2} - x_{D1}$, будет отличаться от Δx_S . То есть для цилиндра справедливо: $|\Delta x_D| > |\Delta x_S|$.

Не принимая во внимание на данном этапе поглощение излучения материалом объекта, можно утверждать, что плотность интенсивности на детекторе в произвольной точке x_D при условии $x_{D1} \leq x_D \leq x_{D2}$ будет пропорциональна отношению длин интервалов между падающими и преломленными лучами:

$$I \sim \Delta x_S / \Delta x_D \quad (3.3)$$

Очевидно, что с приближением к краю цилиндра угол падения луча стремительно уменьшается, приводя к увеличению углов отклонения, и, следовательно, величина интервала Δx_D значительно возрастет. Это означает, что в наиболее важных интервалах на детекторе разрешение, полученное при расчете интенсивности, будет низким, что приведет в свою очередь к потере информации.

Чтобы избежать недостаточного количества точек дискретизации на краях цилиндра, был применен алгоритм неэквидистантного распределения падающих лучей, с большей их плотностью на границе объекта (Рисунок 3.3а). В данном моделировании это было реализовано за счет применения функции квадрата синуса к дискретному массиву-источнику рентгеновских лучей.

$$X_{\text{ист}} = \sin^2(X) \quad (3.4)$$

где $X_{\text{ист}}$ – неэквидистантный массив точек, соответствующих начальным позициям падающих лучей, X – эквидистантный массив точек.

На рисунках 3.3б, 3.3в приведено сравнение результатов моделирования для зависимостей нормированной позиции на детекторе от нормированной начальной позиции $x_D(x_S)$ и зависимость интенсивности без учета поглощения от начальной позиции $I(x_S)$, полученных с применением неэквидистантной дискретизации и без нее (равные интервалы между всеми смежными падающими лучами).

Очевидно, что лучи падающие на самый край цилиндра после преломления попадают на детектор за границей проекции объекта. Это хорошо

демонстрирует график с применением неэквидистантной дискретизации (красные треугольники на рисунке 3.3б), выходящий за отметку 1, означающую край проекции объекта, в то время как при эквидистантной дискретизации это поведение отсутствует.

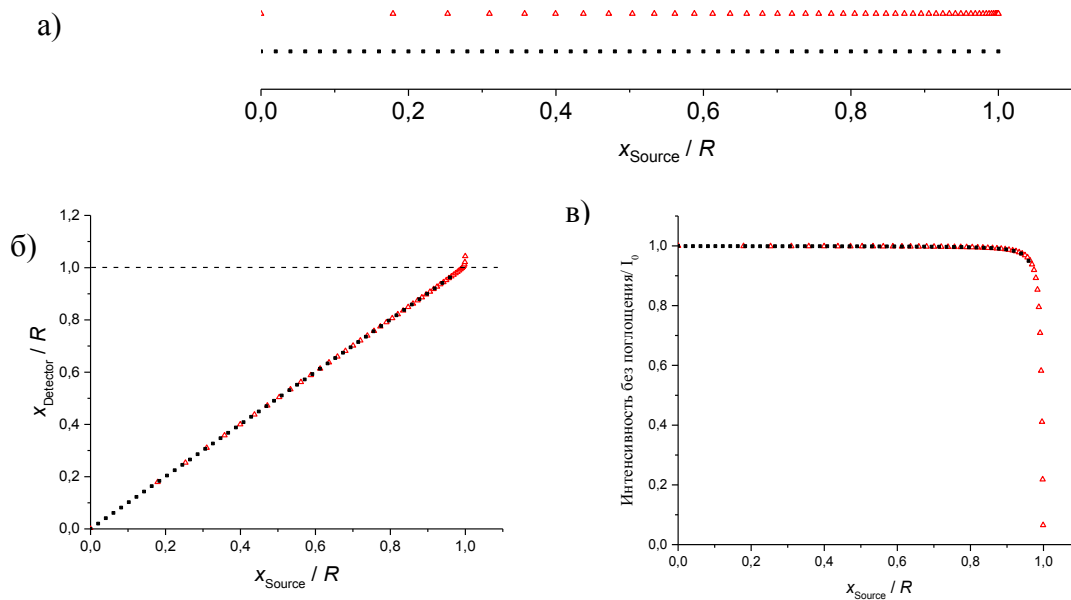


Рисунок 3.3 – а) Визуализация эквидистантного и неэквидистантного распределения падающих лучей; б) Зависимость позиции луча на плоскости детектора x_{Detector} после взаимодействия с цилиндрическим объектом от начального положения x_{Source} ; в) Интенсивность преломленного излучения, подсчитанная без учета поглощения.

График для интенсивности без учета поглощения (Рисунок 3.3в), который должен плавно затухать до нуля, также демонстрирует необходимость более плотного распределения лучей на краях цилиндра.

Следующим этапом моделирования является применение поглощающих свойств материала объекта. Необходимо отметить, что преломленные лучи в цилиндре проходят меньший путь чем если бы преломление не происходило, и, следовательно, меньше поглощаются (Рисунок 3.4). Закон Бугера-Ламберта-Бера для не преломленных лучей (синий луч на рисунке 3.4а) выражается как:

$$I(x) = I_0 \exp[-\mu d(x)] = I_0 \exp[-2\mu \sin(\beta_1)] \quad (3.5)$$

Учитывая преломление, т.е. для реального расстояния проходимого лучами (красный луч на рисунке 3.4) в объекте формула (3.3) преобразится в:

$$I(x) = I_0 \exp[-\mu d'(x)] = I_0 \exp[-2\mu \sin(\beta_2)] \quad (3.6)$$

где $\beta_2 < \beta_1$.

На рисунке 3.4б приведено сравнение смоделированной с расчетом поглощения интенсивности с учетом преломления (красная линия) и без него (синяя линия). Видно, что для случая с преломлением интенсивность выходит за границу проекции цилиндра. То есть преломленные лучи падают на детектор за проекцией объекта, что было включено в расчеты и моделирование.

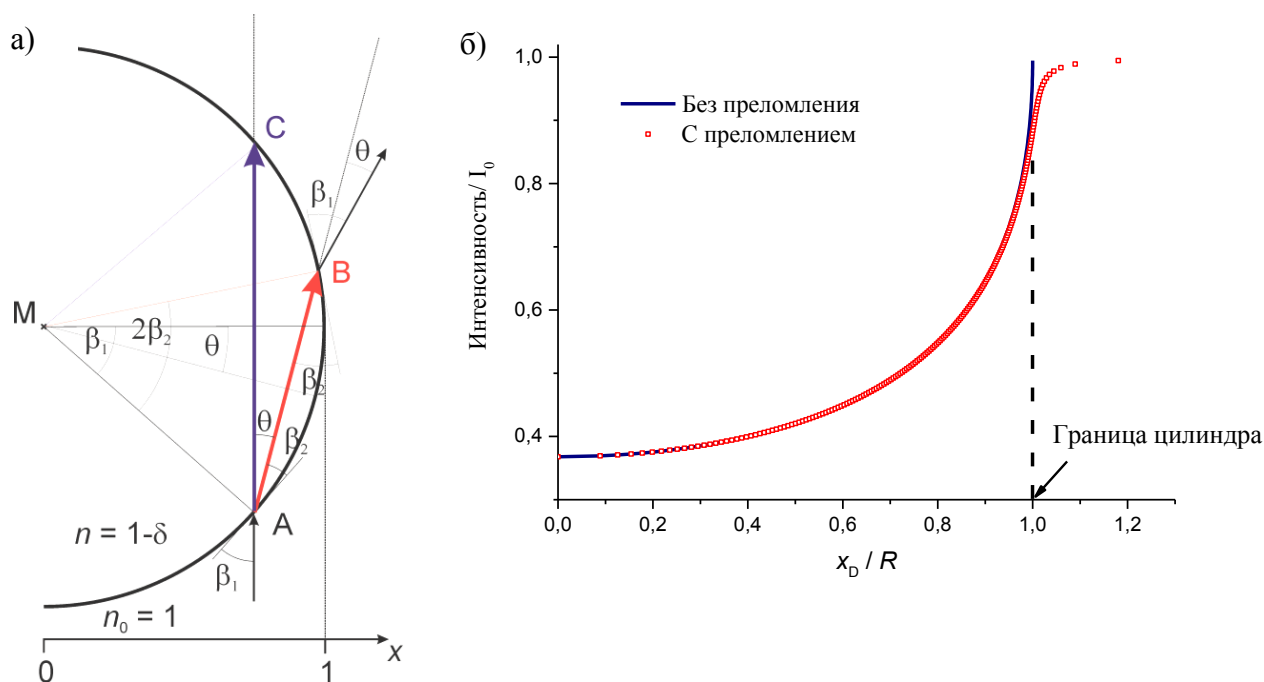


Рисунок 3.4 – Сравнение двух траекторий распространения луча: а) Схема прохождения луча через цилиндрический объект; б) Интенсивность прошедшего излучения как функция позиции на детекторе. Синий: случай традиционной радиографии (без учета преломления). Красный: изменение поглощения в окрестности края за счет отклонения луча.

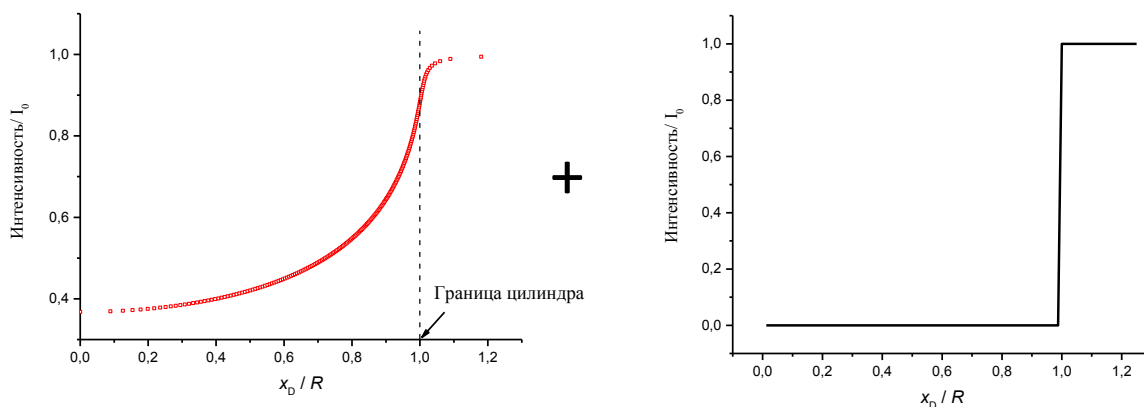


Рисунок 3.5 – Суперпозиция преломленного излучения и излучения, проходящего за границами объекта

Таким образом, для конечного расчета интенсивности было использовано выражение (3.3) с последующим включением эффектов поглощения (3.6) рентгеновского излучения материалом образца. Финальным этапом моделирования является численная суперпозиция интенсивности, полученной от преломленного излучения и излучения, проходящего за границами объекта и не взаимодействующего с ним (Рисунок 3.5). Результирующий профиль будет рассмотрен в следующей главе.

3.1.2. Полый цилиндрический объект

Моделирование методами геометрической оптики для полого цилиндрического объекта включает в себя схожие задачи, описанные в разделе 3.1.1, т.е. расчет углов отклонения на всех границах раздела и позиций на плоскости детектора, куда падают преломленные лучи.

Преломление луча, падающего на наружную поверхность цилиндра с внешним радиусом R_a под углом β_1 и отклоняющегося на угол θ_1 , рассчитывается по алгоритму, примененному для заполненного цилиндра в разделе 3.1.1. Однако, в данном случае, в зависимости от начальной позиции и внутреннего радиуса цилиндра R_i , преломленный на внешней границе луч может попасть сразу на внешнюю границу и, преломившись еще один раз, выйти из объекта,

либо попасть на внутреннюю границу и претерпеть взаимодействие с еще тремя поверхностями. Первый вариант полностью рассчитан в разделе 3.1.1.

Для расчета множественного преломления на внутренней и внешней границе введем систему координат с началом в центре объекта и направлением оси y , совпадающим с начальным направлением лучей (рисунок 3.6а). Тогда точка падения $P_0^I(x_0^I, y_0^I)$ луча на внешнюю границу (первое взаимодействие) будет иметь координаты:

$$x_0^I = R_a \cos(\beta_1), y_0^I = R_a \sin(\beta_1) \quad (3.7)$$

Для упрощения вычислений прохождения луча через полый цилиндр был разработан и применен алгоритм теоретического вращения всей системы (объект-луч) в несколько этапов (этапы I, II, III на Рисунке 3.6). На каждом этапе рассматриваемый в данный момент луч (обозначен синим) должен быть параллельным оси y . Это значительно упрощает вычисление углов отклонения луча и, в конечном итоге, позиции падения на детектор.

Приведем луч P_0P_1 в строго вертикальное положение (параллельно оси y) путем вращения координатной системы на отрицательное значение первого угла отклонения ($-\theta_1$) и введем вторую координатную систему (II) с началом в центре объекта (рисунок 3.6б). Координаты точки P_0 во второй координатной системе $P_0^{II}(x_0^{II}, y_0^{II})$ определяются как:

$$x_0^{II} = R_a \cos(\beta_1 - \theta_1), y_0^{II} = R_a \sin(\beta_1 - \theta_1) \quad (3.8)$$

Так как луч P_0P_1 вертикален, координата x точки входа луча в объект $P_0^{II}(x_0^{II}, y_0^{II})$ и точки $P_1^{II}(x_1^{II}, y_1^{II})$, где луч взаимодействует с внутренней границей раздела, одинаковы:

$$x_0^{II} = x_1^{II} = R_a \cos(\beta_1 - \theta_1) = R_i \cos \gamma_1 \quad (3.9)$$

Тогда координата y точки $P_1^{II}(x_1^{II}, y_1^{II})$ рассчитывается как:

$$y_1^{II} = R_i \sin \gamma_1 \quad (3.10)$$

Из выражения (3.9) с применением закона Снелля (1.8) и выражения (1.11) косинус угла падения на внутреннюю границу определяется по формуле:

$$\cos \gamma_1 = \frac{R_a}{R_i} \cos(\beta_1 - \theta_1) = \frac{R_a}{R_i} \cos(\beta_2) = \frac{R_a \cos(\beta_1)}{R_i n} \quad (3.11)$$

Тогда угол γ_1 определяется как:

$$\gamma_1 = \arccos\left(\frac{R_a \cos(\beta_1)}{R_i n}\right) \quad (3.12)$$

Соответственно, координаты точек падения на внутреннюю границу, выраженные формулами (3.9), (3.10) могут быть переписаны с использованием формулы (3.12):

$$x_1^{II} = \frac{R_a}{n} \cos \beta_1, y_1^{II} = R_i \sin \left[\arccos\left(\frac{R_a \cos(\beta_1)}{R_i n}\right) \right] \quad (3.13)$$

Прохождение луча через внутреннюю границу вызывает его преломление на угол, обозначенный γ_2 , который может быть определен по закону Снелля с использованием выражения (3.12) и учетом, перехода луча из оптически тонкой (стекло) в оптически толстую (воздух) среду:

$$n \cdot \cos \gamma_1 = \cos \gamma_2 = \frac{R_a}{R_i} \cos \beta_1 \quad (3.14)$$

Таким образом, второй угол отклонения θ_2 (рисунок 3.6б) определяется как:

$$\theta_2 = \gamma_1 - \gamma_2 = \arccos\left(\frac{R_a \cos(\beta_1)}{R_i n}\right) - \arccos\left(\frac{R_a}{R_i} \cos \beta_1\right) \quad (3.15)$$

Для того чтобы найти угол падения в точке P_2 на второй внутренней границе раздела воздух-стекло вторую систему координат необходимо вращать на угол θ_2 (Рисунок 3.6в). Координатная система III введена таким образом, что дважды преломленный луч (синий отрезок на рисунке 3.6в) стал параллельным новой оси y .

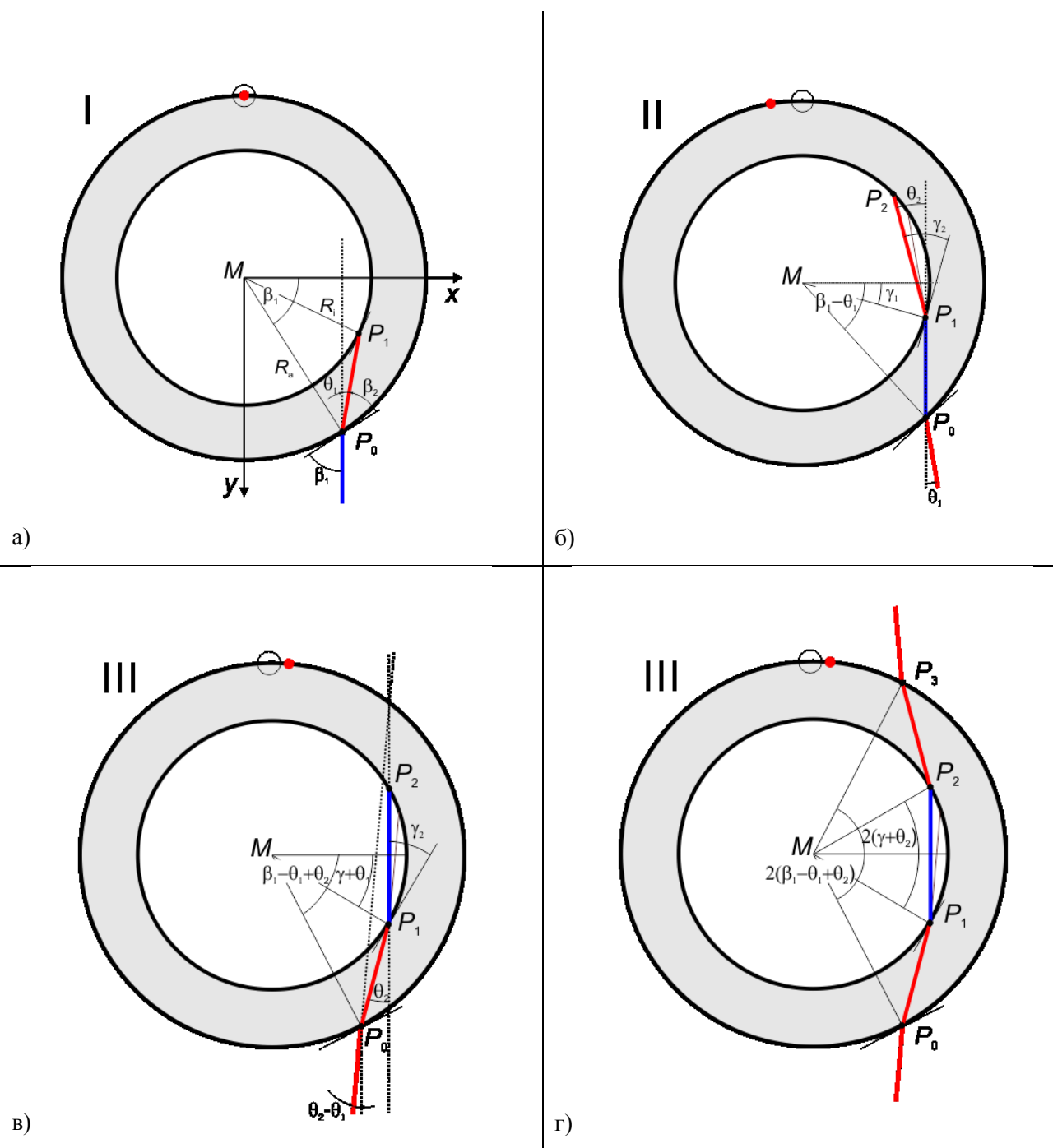


Рисунок 3.6 – Схематичное изображение расчета прохождения рентгеновского луча через объект цилиндрической формы. Красная точка на наружной окружности показывает текущее положение системы, в то время как небольшая черная окружность показывает ее изначальное положение. а), б), в) шаги I, II, и III вращения системы, соответствующие промежуточным этапам расчета угла преломления для луча, обозначенного синим цветом. г) Показывает симметрию в прохождении луча в третьей системе координат.

После введения третьей системы координат, координаты точек предыдущих пересечений $P_0^{III}(x_0^{III}, y_0^{III})$, $P_1^{III}(x_1^{III}, y_1^{III})$ необходимо пересчитать для новой системы координат:

$$x_0^{III} = R_a \cos(\beta_1 - \theta_1 + \theta_2), y_0^{III} = R_a \sin(\beta_1 - \theta_1 + \theta_2) \quad (3.16)$$

$$x_1^{III} = R_i \cos(\gamma_1 + \theta_2), y_1^{III} = R_i \sin(\gamma_1 + \theta_2) \quad (3.17)$$

Теперь дважды преломленный луч вертикален и падает на третью границу раздела (воздух-стекло) в точке $P_2^{III}(x_2^{III}, y_2^{III})$. Координаты точек P_1 и P_2 в третьей системе координат соотносятся как:

$$x_2^{III} = x_1^{III} = R_i \cos(\gamma_1 + \theta_2) \quad (3.18)$$

$$y_2^{III} = -y_1^{III} = R_i \sin[-(\gamma_1 + \theta_2)] \quad (3.19)$$

Рассмотрев равнобедренный треугольник ΔP_1MP_2 , можно сделать вывод, что наблюдается условие симметрии, и оставшиеся взаимодействия при прохождении луча через внутреннюю и внешнюю границы в точках P_2 и P_3 будут равны уже рассчитанным в точках P_0 и P_1 (Рисунок 3.6г). Следовательно, вся система может быть возвращена в начальную позицию, т.е. в первую координатную систему (Рисунок 3.7).

Таким образом, координаты всех точек пересечения луча с границами раздела при прохождении через полый цилиндр в единицах первой системы координат записываются как:

$$P_0^I(R_a \cos \beta_1, R_a \sin \beta_1) \quad (3.20)$$

$$P_1^I(R_i \cos(\gamma_1 + \theta_1), R_i \sin(\gamma_1 + \theta_1)) \quad (3.21)$$

$$P_2^I(R_i \cos(-\gamma_1 - 2\theta_2 + \theta_1), R_i \sin(-\gamma_1 - 2\theta_2 + \theta_1)) \quad (3.22)$$

$$P_3^I(R_a \cos(-\beta_1 - 2\theta_2 + 2\theta_1), R_a \sin(-\beta_1 - 2\theta_2 + 2\theta_1)) \quad (3.23)$$

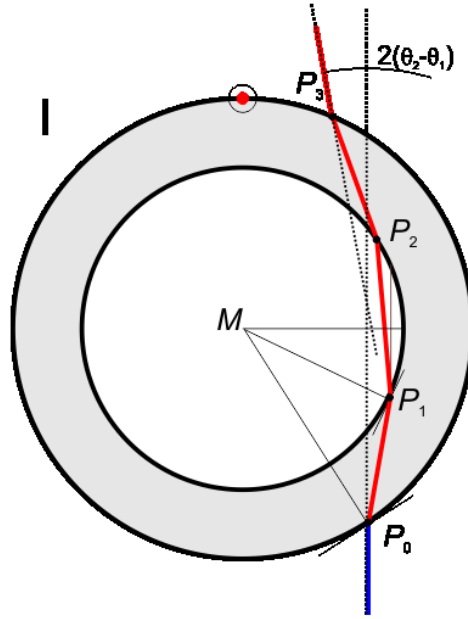


Рисунок 3.7 – Конечная схема прохождения луча через полый цилиндр

Результирующий угол отклонения θ_{tot} , изображенный на рисунке 3.7, в свою очередь определяется как:

$$\theta_{tot} = 2(\theta_2 - \theta_1) \quad (3.24)$$

Также угол отклонения θ_{tot} может быть записан в зависимости только от параметров капилляра и начальной позиции x каждого отдельного луча:

$$\theta_{tot} = 2 \left[\arccos\left(\frac{x}{R_{in}}\right) - \arccos\left(\frac{x}{R_i}\right) - \arccos\left(\frac{x}{R_a}\right) + \arccos\left(\frac{x}{R_{an}}\right) \right] \quad (3.25)$$

Таким образом, можно рассчитать угол отклонения каждого луча, проходящего через внутреннюю границу полого цилиндра. Совместив это с результатом, полученным в разделе 3.1.1 для угла отклонения для обычного цилиндра θ_{cyl} (3.1), определилось полное распределение углов отклонения для всех лучей, падающих на полый цилиндр.

Остальные шаги расчета распределения интенсивности идентичны, приведенным в разделе 3.1.1. Они включают в себя определение позиции на детекторе по формуле (3.2) и расчет интенсивности (3.3) с последующей суперпозицией с лучами, проходящими за границами объекта, и не взаимодействующими с ним.

Проблема резкого увеличения длины интервалов между соседними точками в плоскости детектора на границах цилиндра, вызванная стремительным уменьшением угла падения в этих интервалах, становится более актуальной для случая полого цилиндра. В отличие от обычного цилиндра, где более плотное распределение лучей требовалось только на внешней границе, в случае с полым цилиндром необходимо дополнительно увеличить количество точек на его внутренней границе. В данной работе это неэквидистантное распределение было реализовано следующим образом: для определения интервалов с наиболее стремительным уменьшением углов падения, то есть, требующих более плотного распределения падающих лучей, были подсчитаны производные для распределения длин распространения луча в цилиндре (хордами). Затем интервалы между соседними падающими лучами уменьшались с увеличением значений производных. Таким образом, можно автоматически определить неэквидистантное распределение интервалов дискретизации для объекта любой формы.

Однако, данный шаг делает численное сложение преломленных лучей и лучей, проходящих за границами объекта затруднительным. Причиной является несовпадение позиций точек на детекторе в интервалах, одновременно облученных несколькими типами лучей. Это проиллюстрировано на рисунке 3.8, представляющим собой распределение интенсивности преломленных лучей без учета поглощения. На графике распределения интенсивности преломленных лучей (Рисунок 3.8) явно видно, что некоторые области детектора облучены дважды.

Решить проблему несовпадения позиций отдельных точек помогла интерполяция, после проведения которой, распределение лучей на детекторе стало эквидистантным. Это позволило произвести сложение интенсивностей, вызванных попаданием разных лучей на один интервал внутри проекции цилиндра, а также добавить лучи за проекцией цилиндра, присвоив им значение $I_0=1$.

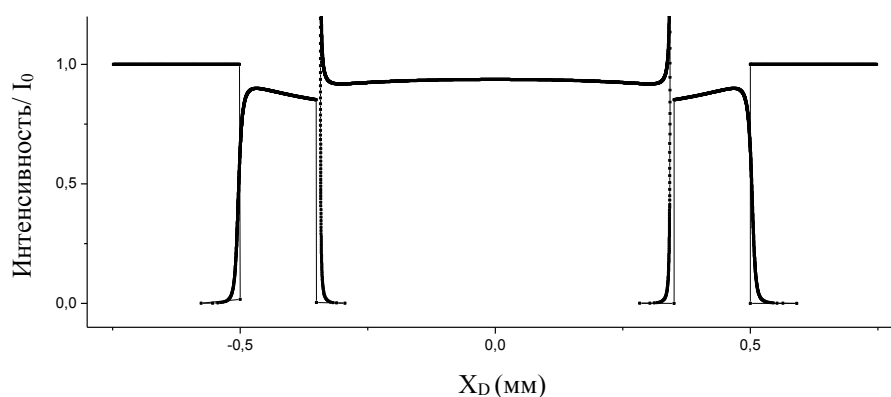


Рисунок 3.8 – Интенсивность преломленного на полем цилиндре излучения без учета поглощения и интенсивность $I_0=1$ за пределами проекции объекта как функция позиции на детекторе

Результат применения алгоритма в виде распределения интенсивности для капилляра, описанного в главе 2, будет рассмотрен в следующей главе с проведением сравнения с экспериментальными данными.

3.2. Метод, основанный на волновой оптике

В данном разделе для моделирования прохождения рентгеновского излучения через объект цилиндрической формы, будут применены принципы волновой оптики. При прохождении через вещество фронт электромагнитной волны претерпевает искажения. Как было рассмотрено ранее, при традиционных методах радиографии детектор размещается непосредственно за объектом, а детектируемая интенсивность позволяет измерить ослабление излучения. В случае коротких расстояний объект-детектор (в пределах нескольких миллиметров), искажения волнового фронта не могут быть обнаружены, так как они становятся более выраженными и, соответственно, детектируемыми со значительным увеличением расстояния объект-детектор. При достаточной дистанции распространения излучения после взаимодействия с образцом можно получить информацию об изменении фазы в дополнение к данным об ослаблении излучения.

В соответствии с принципом Гюйгенса-Френеля, описывающим механизм распространения волн, каждая точка фронта является вторичным источником сферических волн, а огибающая фронтов волн всех вторичных источников становится фронтом волны в следующий момент времени [22].

Каждая точка взаимодействия изначально плоской волны с объектом является источником вторичных сферических волн. Амплитуда и фаза этих сферических волн отличны для каждой точки взаимодействия. Более того в случае однородного объекта амплитуда и фаза напрямую зависят от глубины проникновения в материал (толщина объекта), что доказывается выражением (1.4). Суперпозиция этих волн дает интерференционную картину, содержащую фазовую и амплитудную информацию об образце.

Согласно выражению (1.4) волна, проникающая в объект с распределением толщины $d(z)$ выражается как:

$$\Psi(d(z)) = A \exp(ik\delta d(z)) \quad (3.26)$$

где A – амплитуда волны, k – волновое число.

Используя распределение длин хорд для цилиндрического объекта в качестве глубины проникновения излучения в комплексном выражении волны (3.26), данное выражение можно рассматривать как начальное условие. То есть известны фаза и амплитуда волны в момент времени, соответствующему ее выходу из объекта.

Следующим этапом является определение параметров волны в момент ее регистрации детектором, расположенным на определенном расстоянии от образца. Для начала необходимо записать выражение для неискаженной сферической волны, распространяющейся на расстояние z от образца до детектора излучения:

$$\Psi(x, z) = A * e^{-irk} \quad (3.27)$$

где $r = \sqrt{x^2 + z^2}$ - расстояние, пройденное сферической волной, k – волновое число.

Затем путем вычисления свертки начального условия и комплексного выражения сферической волны на расстоянии z , рассчитывается конечное распределение интенсивности, содержащее в себе информацию как о поглощении, так и об изменении фазы (т.е. преломлении). Данный алгоритм схематично изображен на рисунке 3.9.

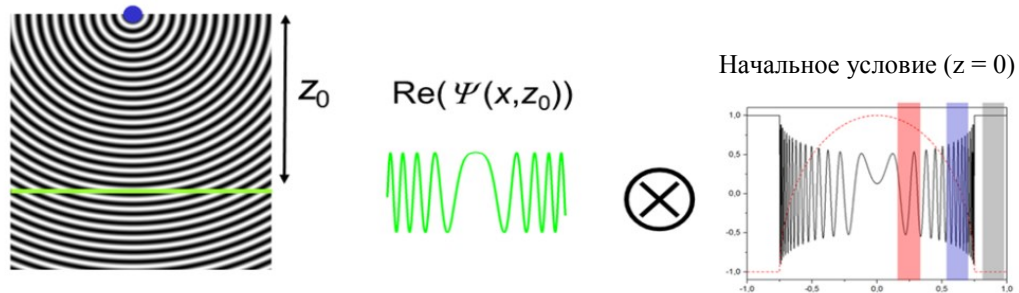


Рисунок 3.9 – Схема получения распределения интенсивности путем свертки элементарной сферической волны с искаженной волной в момент ее выхода из образца. Слева – реальная часть комплексной сферической волны, справа – реальная часть прошедшей через цилиндрический объект волны, по центру – сечение сферической волны на расстоянии z .

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

4.1. Результат моделирования методом геометрической оптики для цилиндрического объекта

Для проверки правильности и точности расчетов, необходимо провести сравнение результата моделирования с экспериментально полученными данными. Для этого была использована одна проекция из серии, полученной методом компьютерной томографии. Сфера, изготовленная из рубина (Al_2O_3) была измерена при расстоянии объект-детектор равно 50мм. На проекции, приведенной на рисунке (4.1) виден сильно выделенный край сферы за счет увеличенной интенсивности, уровень которой превышает уровень интенсивности луча, за пределами объекта.

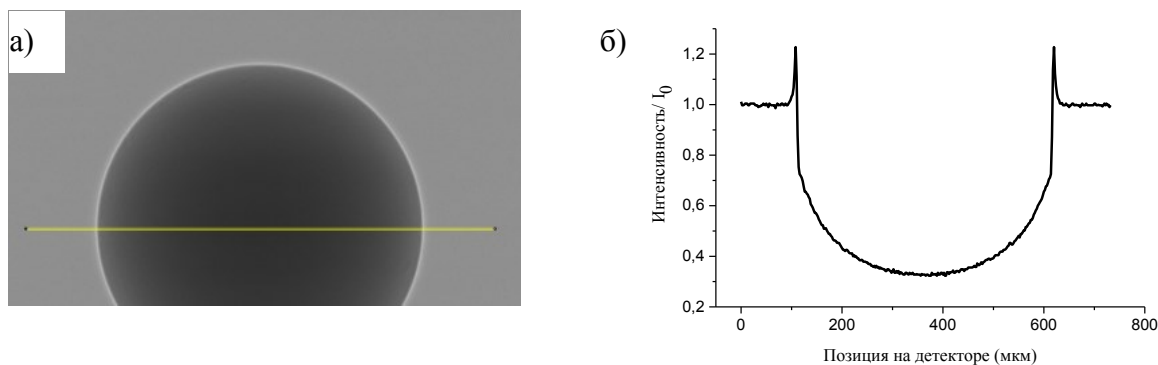


Рисунок 4.1 – а) Радиографическое изображение рубиновой сферы с сильным увеличением интенсивности в окрестности края. б) Профиль, построенный вдоль желтой линии на рисунке а).

Параметры эксперимента и образца приведены в Таблице 4.1. Данные параметры были применены в моделировании для получения профиля распределения интенсивности для сравнения с экспериментальными результатами.

Смоделированный профиль интенсивности, приведенный на рисунке 4.2а, полностью соответствует экспериментально полученному распределению,

в том числе показывает значительно увеличенную интенсивность в окрестностях краев.

Таблица 4.1 – Параметры образца и эксперимента, проводимого с использованием синхротронного излучения.

Наименование параметра	Величина
Диаметр рубиновой сферы	0,5 мм
Линейный коэффициент ослабления излучения при энергии 15 кэВ	1,8 см ⁻¹
Декремент показателя преломления	4,6·10 ⁻⁶
Энергия излучения	15 кэВ
Расстояние объект-детектор	50 мм
Размер пикселя детектора	0,625 мкм

Более детальное сравнение профиля поглощения (смоделированного при нулевом расстоянии объект-детектор) как с измеренным, так и смоделированным (при $z=50\text{мм}$) выявляет значительные отличия в окрестности края. Эти отличия показывают, что лучи локально реорганизованы, после прохождения через сферу. Очевидно, что направление отклонения лучей соответствует ярким участкам на измеренном изображении. Предполагая сохранение полной интенсивности, можно предположить, что имеют место быть участки на изображении и профилях с уменьшенной интенсивностью. Это предположение подтверждается на рисунке 4.2б.

Уменьшение интенсивности, наблюдаемое в пределах проекции сферы, также доказывает, что часть лучей, взаимодействующих с объектом, отклонены от их первоначального направления. Часть преломленных в окрестностях края сферы лучей смещены за пределы проекции сферы и за счет сложения с лучами, образующими фон, то есть не взаимодействующими с объектом, производят локальный максимум интенсивности.

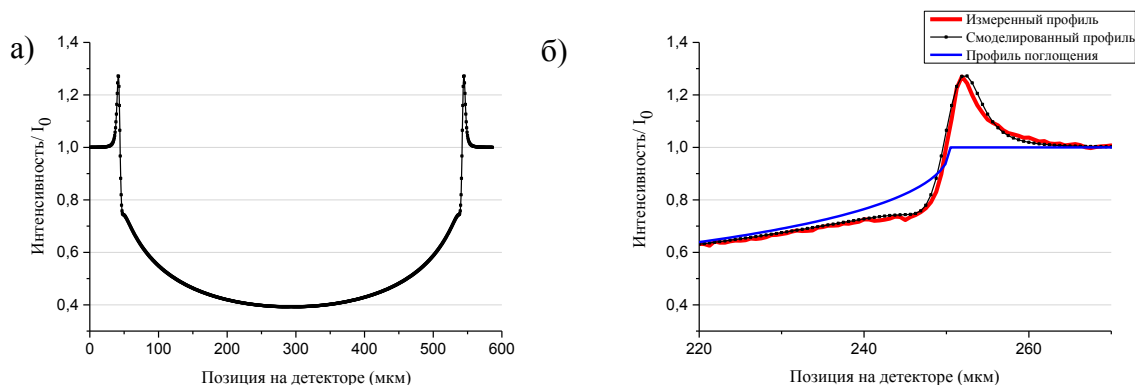


Рисунок 4.2 – а) Смоделированный профиль распределения интенсивности вдоль сечения сферы при $z=50$ мм; б) Детальное изображение смоделированного, измеренного и профиля поглощения для правого края сферы.

4.2. Результат моделирования методом геометрической оптики для полого цилиндрического объекта

В данном разделе представлены результаты работы моделирующей программы, созданной на основе принципов и расчетов, приведенных в разделе 3.1.2 для полого цилиндра. Для того чтобы сравнить экспериментальные и смоделированные данные, при моделировании были использованы параметры эксперимента, приведенные в Таблице 2.2 и характеристики образца (стеклянного капилляра) из Таблицы 2.1.

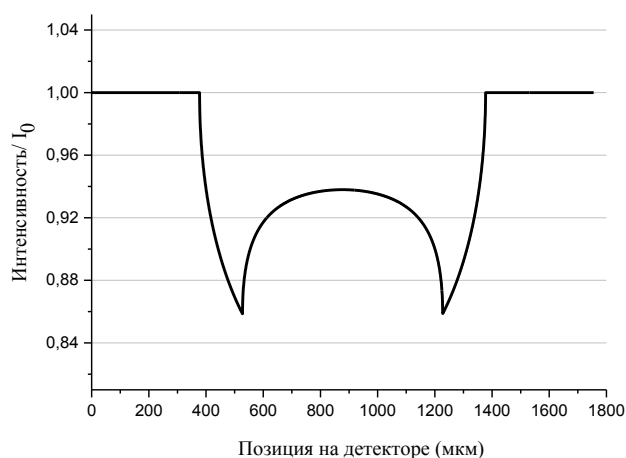


Рисунок 4.3 – Смоделированный профиль распределения интенсивности при нулевом расстоянии объект-детектор

На рисунке 4.3 представлен смоделированный профиль, взятый при расстоянии объект-детектор равным нулю, т.е. в случае только поглощения. В последующем он будет использован как точка отсчета, так как он не содержит рефракционных искажений.

Конечный результат алгоритма симуляции, приведенный на Рисунке 4.4, представляет собой изображение в режиме градаций серого, созданное объединением отдельных профилей интенсивностей, как это было проделано с результирующими экспериментальными изображениями (см. Рисунок 2.7). Данное изображение содержит в себе смоделированные профили интенсивности, полученные из теоретических расчетов взаимодействия рентгеновского излучения с объектом при последовательном увеличении расстояния между образцом и детектором.

Очевидно, что на основании рассмотрения Рисунка 4.4 можно получить качественную оценку рефракционных эффектов и их изменении как функцию расстояния объект-детектор.



Рисунок 4.4 – Смоделированное с использованием геометрической оптики распределение интенсивности для стеклянного капилляра при последовательно увеличивающемся расстоянии объект-детектор от 80 мм до 800 мм.

Однако, для получения количественной информации, были выделены три линейных профиля при трех расстояниях: $z_1 = 80$ мм, $z_2 = 400$ мм, $z_3 = 800$ мм.

На Рисунке 4.5 представлен профиль распределения интенсивности на плоскости детектора, полученный моделированием при расстоянии $z_1=80$ мм.

Даже на этом минимальном расстоянии можно заметить небольшие максимумы на внешних краях и минимумы на внутренних.

На среднем расстоянии z_2 , равно 400мм (Рисунок 4.6), изменения интенсивности более явные (обратить внимание на разные шкалы на рисунках 4.5, 4.6, 4.7). Необходимо заметить, что на внутренней границе проявились два пика с разным знаком.

При максимальном расстоянии распространения $z_3=800$ мм (Рисунок 4.7) наблюдаются максимальные отклонения лучей, падающих на детектор, вызывающие наиболее значительные изменения интенсивности. Минимум интенсивности на внутренней границе зафиксирован на значении $0,58 I_0$, при этом минимальное значение интенсивности в случае чистого поглощения – $0,86 I_0$ (в области с наибольшей длиной распространения). Значение максимума интенсивности, отмеченного на внешней границе, лежит на отметке $1,16 I_0$, что значительно превышает уровень фоновой интенсивности.

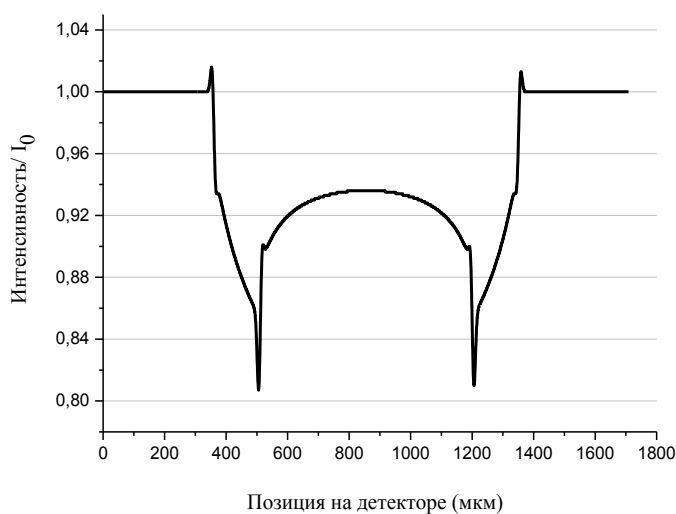


Рисунок 4.5 – Смоделированный методом геометрической оптики профиль распределения интенсивности при расстоянии объект-детектор $z_1=80$ мм

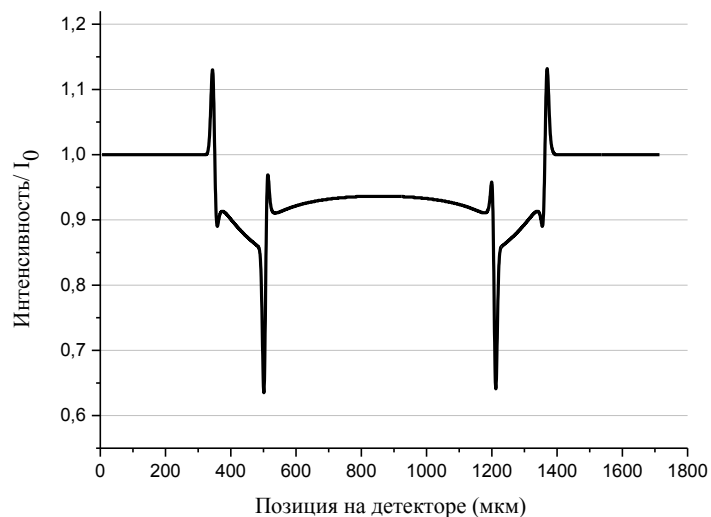


Рисунок 4.6 – Смоделированный методом геометрической оптики профиль распределения интенсивности при расстоянии объект-детектор $z_2=400\text{мм}$

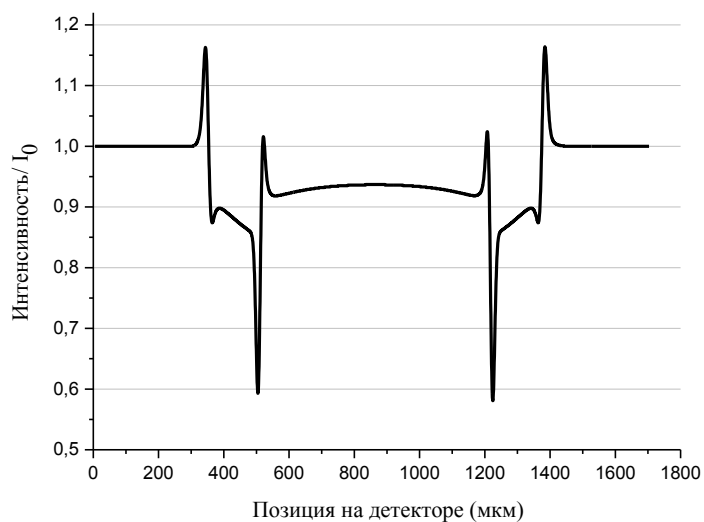


Рисунок 4.7 – Смоделированный методом геометрической оптики профиль распределения интенсивности при расстоянии объект-детектор $z_3=800\text{мм}$

4.3. Результат моделирования методом волновой оптики для полого цилиндрического объекта

Как и в случае геометрической оптики, результат моделирования представлен в виде изображения, объединяющего в себе 19 профилей распределения интенсивности (Рисунок 4.8).



Рисунок 4.8 – Смоделированное с использованием волновой оптики распределение интенсивности для стеклянного капилляра при последовательно увеличивающемся расстоянии объект-детектор от 80 мм до 800 мм.

Для моделирования методом волновой оптики, количество точек, покрывающих область детектора в 2 мм, было равно 2^{20} ($\sim 10^6$). Такое количество выбрано на основании оптимального вычислительного времени и требуемого объема RAM памяти компьютера. Учитывая значительное несоответствие между длиной волны излучения при энергии 34кэВ ($0.365 \text{ \AA} = 3.65 \cdot 10^{-11} \text{ м}$) и интервалом дискретизации ($2 \cdot 10^{-9} \text{ м}$), метод показал свою работоспособность.

Таким образом, общие выводы, сделанные для распределений интенсивности, рассмотренных в разделе 4.2.1, применимы к данному методу (рисунки 4.9, 4.10, 4.11).

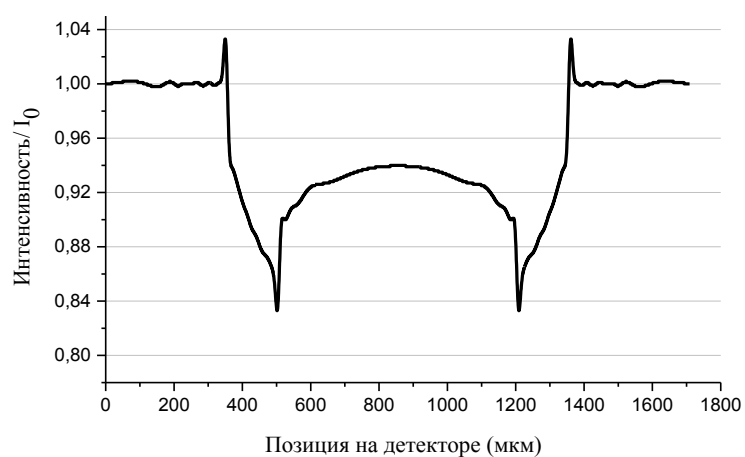


Рисунок 4.9 – Смоделированный методом волновой оптики профиль распределения интенсивности при расстоянии объект-детектор $z_1=80$ мм

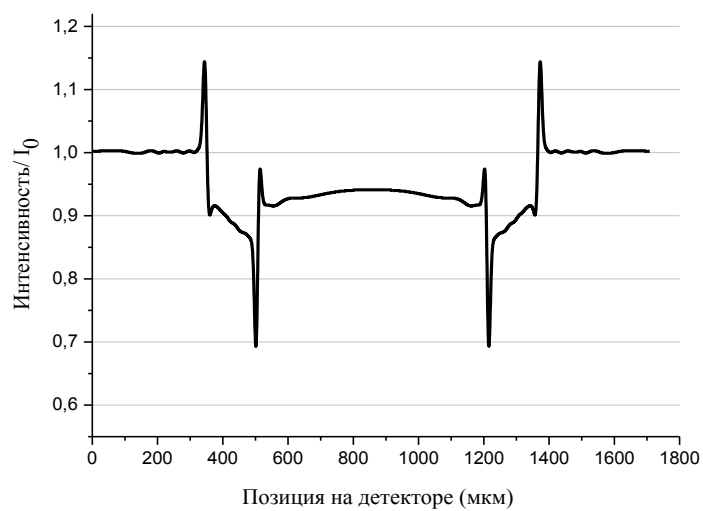


Рисунок 4.10 – Смоделированный методом волновой оптики профиль распределения интенсивности при расстоянии объект-детектор $z_2=400$ мм

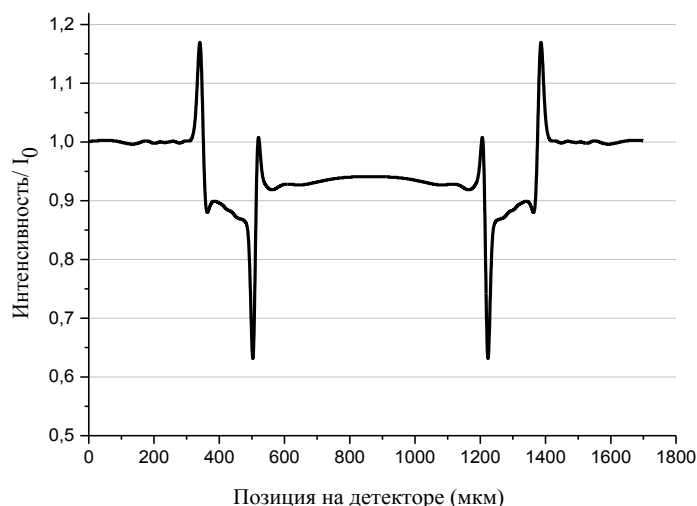


Рисунок 4.11 – Смоделированный методом волновой оптики профиль распределения интенсивности при расстоянии объект-детектор $z_3=800\text{мм}$

4.4. Сравнительный анализ измеренного и смоделированного распределений интенсивности

Для оценки эффективности алгоритма моделирования на одном графике были построены измеренные и смоделированные двумя способами профили распределения интенсивности. На рисунке 4.12 приведены графики для трех расстояний объект-детектор z (80мм, 400мм, 800мм). Это дает возможность оценить методы моделирования как при наименьшем влиянии преломления рентгеновского излучения (наименьшее расстояние) на конечное распределение интенсивности, так и при наибольшем (максимальное расстояние).

Полные и увеличенные изображения профилей, приведенные на рисунке 4.12, показывают, что смоделированные распределения соответствуют измеренному. Позиции пиков совпадают для всех расстояний, в то время как амплитуда и ширина на минимальном расстоянии незначительно отличается. Увеличение ширины пиков можно объяснить применением сглаживающей функции на финальных шагах моделирования для избавления от выбросов в пределах границ объекта. Данные ошибки обусловлены применением в расчетах

неэквидистантного распределения падающих лучей, расстояние между которыми в области границ объекта стремится к нулю.

Следует отметить, что в соответствии с теорией корпускулярно волнового дуализма, моделирование методом геометрической и волновой оптики дают близкие результаты. Однако, расчет распределения интенсивности, основанный на применении принципа Гюйгенса-Френеля, не требует сложных вычислений в сравнении с методом геометрической оптики. В свою очередь с учетом количества точек, требуемых для расчета ($\sim 10^6$), метод волновой оптики ограничен вычислительной мощностью компьютера и объемом памяти ОЗУ.

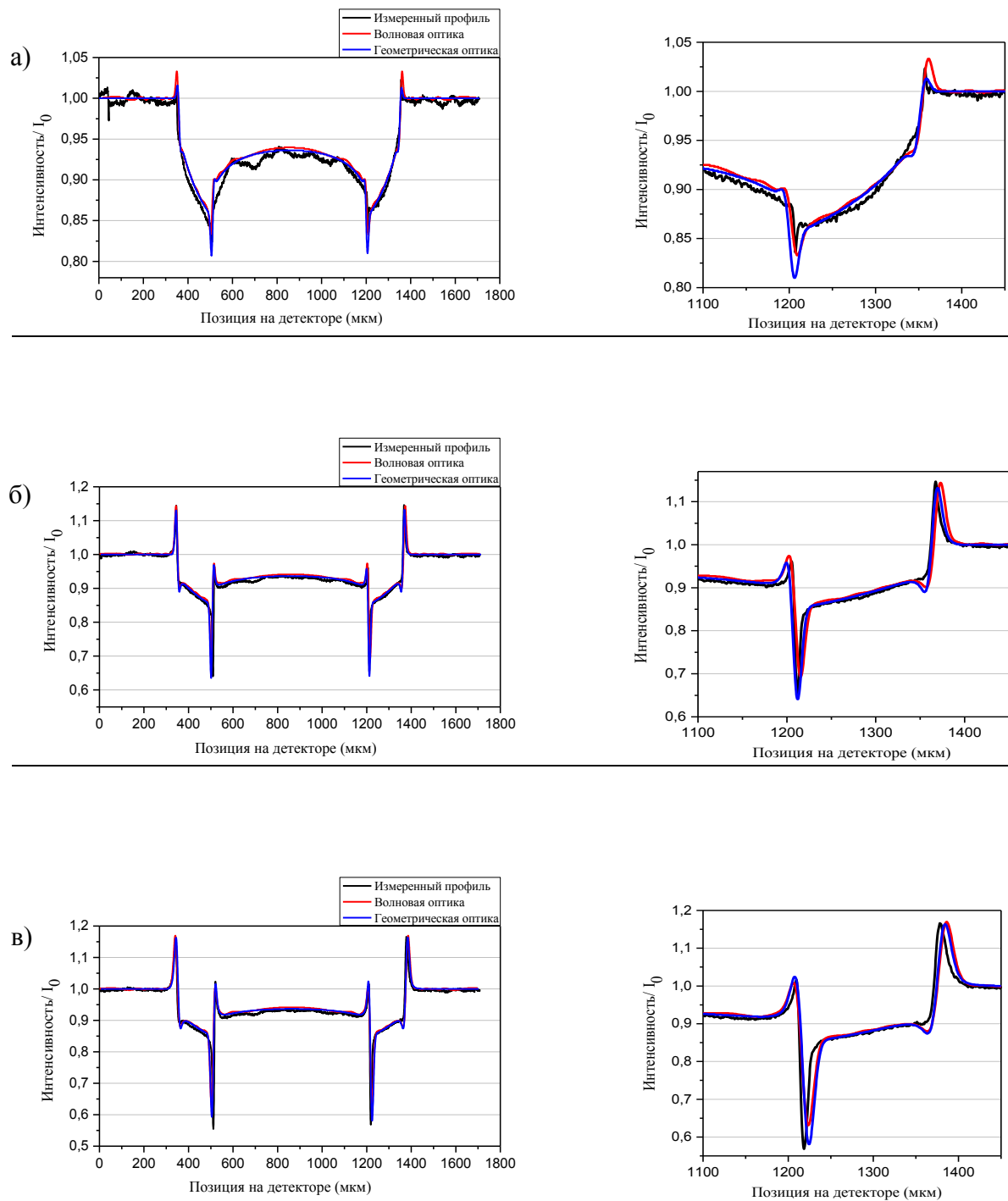


Рисунок 4.12 – Сравнение профилей распределения интенсивности для стеклянного капилляра, полученных с помощью измерения (черная линия), метода волновой оптики (красная линия) и метода геометрической оптики (синяя линия) при трех различных расстояниях объект-детектор: а) $z = 80$ мм; б) $z = 400$ мм; в) $z = 800$ мм. Левая колонка представляет профили полного сечения капилляра, правая – детальный вид правой стенки капилляра

Обнаруженные изменения интенсивности в окрестностях границ цилиндрического объекта (Рисунок 4.12) и причины, их вызвавшие, далее, рассматриваются с использованием моделирования на основании геометрической оптики. Это позволяет проследить траекторию каждого луча, проходящего через капилляр, от начальной точки до попадания на детектор.

На Рисунке 4.13 построена зависимость положения преломленных лучей на детекторе как функция их начальной позиции. График разделен на интервалы, окрашенные разными цветами в зависимости от типа взаимодействия.

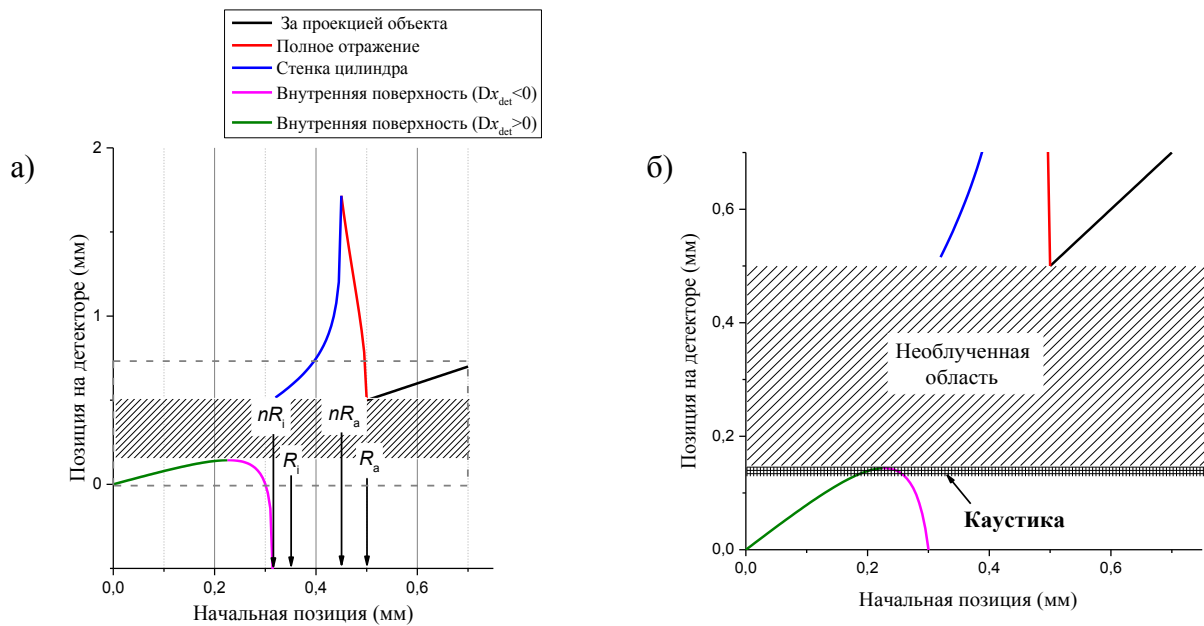


Рисунок 4.13 – а) Смоделированная позиция на детекторе, лучей прошедших через полый цилиндр как функция их начальной позиции. Цвета линий в разных интервалах соответствуют разным типам взаимодействия.

б) Увеличенный вид области, ограниченной серым пунктирным прямоугольником на а).

Черный цвет – лучи, не взаимодействующие с объектом; красный – интервал полного отражения; синий – лучи, распространяющиеся в стенке капилляра (без взаимодействия с внутренней границей); розовый – лучи, преломленные на внутренней границе и распространяющиеся, пересекая траектории соседних лучей; зеленый – лучи, преломленные на внутренней границе и распространяющиеся без пересечения траекторий соседних лучей.

С целью более детальной визуализации траекторий лучей значение декремента индекса преломления было увеличено до значения $\delta = 0,1$ (при реальном физическом значении, лежащем в интервале $\delta = 10^{-7} \dots 10^{-5}$). Это привело к значительному увеличению углов преломления. С увеличением углов преломления сечение полного отражения, возникающего на внешних границах цилиндра, также увеличилось и должно быть принято в расчет (красный интервал на рисунке 4.13).

На детальном изображении критического интервала детектора, соответствующего внутренней границе капилляра (рисунок 4.13б) видно, что область детектора от 0,15 мм до 0,5 мм не облучена ни одним лучом. Следовательно, в этом интервале интенсивность теоретически падает до нуля, и можно сделать вывод, что минимум интенсивности на радиографическом изображении в пределах проекции внутренней границы обусловлен этим эффектом. Данный эффект является следствием действия внутренней поверхности капилляра как фокусирующей линзы для рентгеновских лучей, позволяя им концентрироваться на определенном участке детектора, отклоняясь от другого.

Важным наблюдением является механизм образования локального максимума: при постепенном приближении падающих лучей к внутренней границе капилляра (двигаясь из центра), часть из них (розовый интервал на рисунке 4.13), преломляясь, падают на уже облученную (зеленый интервал) область детектора. Результат такого поведения это высокая концентрация лучей на небольшом интервале детектора, дающая наблюдаемый максимум интенсивности.

В оптике видимого света, данный феномен известен как каустика — огибающая семейства лучей, не сходящихся в одной точке. Каустики в оптике — это особые линии, вблизи которых резко возрастает интенсивность светового поля [25]. Данная работа доказывает, что каустика, представленная в виде локального максимума на переходе из зеленого в розовый интервал, наблюдается и для рентгеновского излучения.

Более явным является представление информации скрытой на Рисунке 4.13 в виде траекторий индивидуальных лучей проходящих, через капилляр. Расчет траекторий был произведен на основании выведенных в разделе 3.1.2 формул для углов отклонения и координат каждой из точек пересечения (3.20, 3.21, 3.22, 3.23) и приведен на Рисунке (4.14).

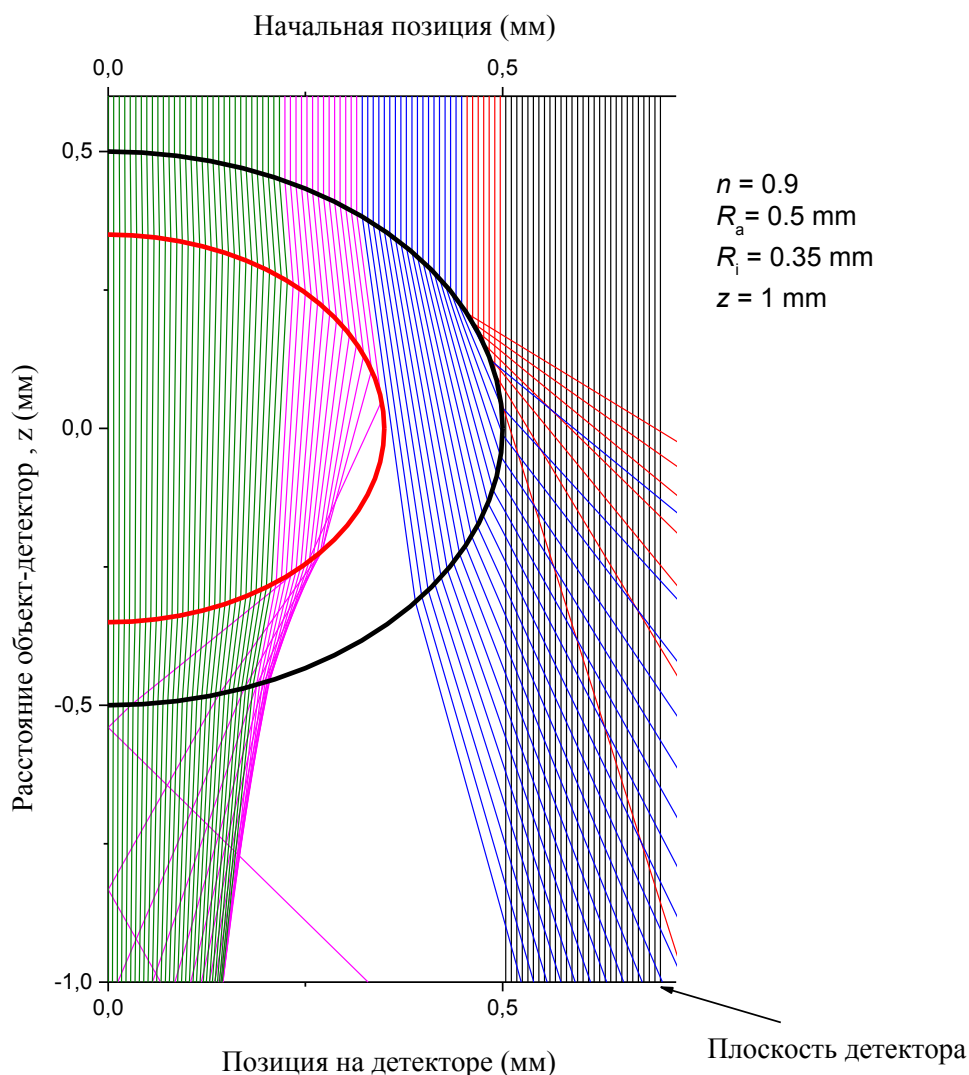


Рисунок 4.14 – Смоделированные траектории рентгеновских лучей, проходящих через капилляр (значение декремента коэффициента преломления увеличено: $\delta = 0,1$). Цветовое кодирование аналогично рисунку 4.13.

Однако, вернемся к реальному случаю, то есть, применяя в моделировании значение декремента коэффициента преломления равным $\delta = 4 \cdot 10^{-7}$ для стекла при энергии излучения равной 22,2 кэВ. Траектории лучей построены на Рисунке 4.15. Как отмечалось ранее, при данном значении декремента δ эффектом полного отражения можно пренебречь.

На Рисунке 4.15б представлен случай применения недостаточного количества падающих лучей (точек дискретизации) с интервалом между соседними лучами равным 14мкм. Можно сделать вывод, что на внутренней границе капилляра не наблюдается какой-либо эффект образования локальной концентрации лучей. Однако, это не соответствует экспериментальным данным.

Применяя неэквидистантное распределение падающих лучей, то есть, уменьшая расстояние между соседними лучами в окрестностях внутренних и внешних границ объекта (на рисунке 4.15в интервал между точками дискретизации равен 1,4мкм), эффект перераспределения преломленных лучей наблюдается как и в случае с увеличенным декрементом δ (см. Рисунок 4.14). Это подтверждает необходимость применения неэквидистантного распределения падающих лучей. Хотя в областях с малыми углами преломления (вдали от границ цилиндра) не целесообразно применять маленькие интервалы дискретизации, у границ это строго необходимо, для получения корректного результата.

Более того, локальное сравнение моделирования с экспериментальными данными для области, соответствующей внутренней границе капилляра (Рисунок 4.15в), показывает полное совпадение распределения интенсивности. Высокая концентрация лучей на смоделированном распределении соответствует максимуму интенсивности (яркой области) на измеренном радиографическом изображении, в то время как участки с разреженным распределением соответствуют минимуму интенсивности, т.е. затемненным областям.

Это доказывает верность проведенных расчетов и сделанных выводов о причинах, наблюдаемых на экспериментальных данных изменениях распределения интенсивности для полого цилиндрического объекта.

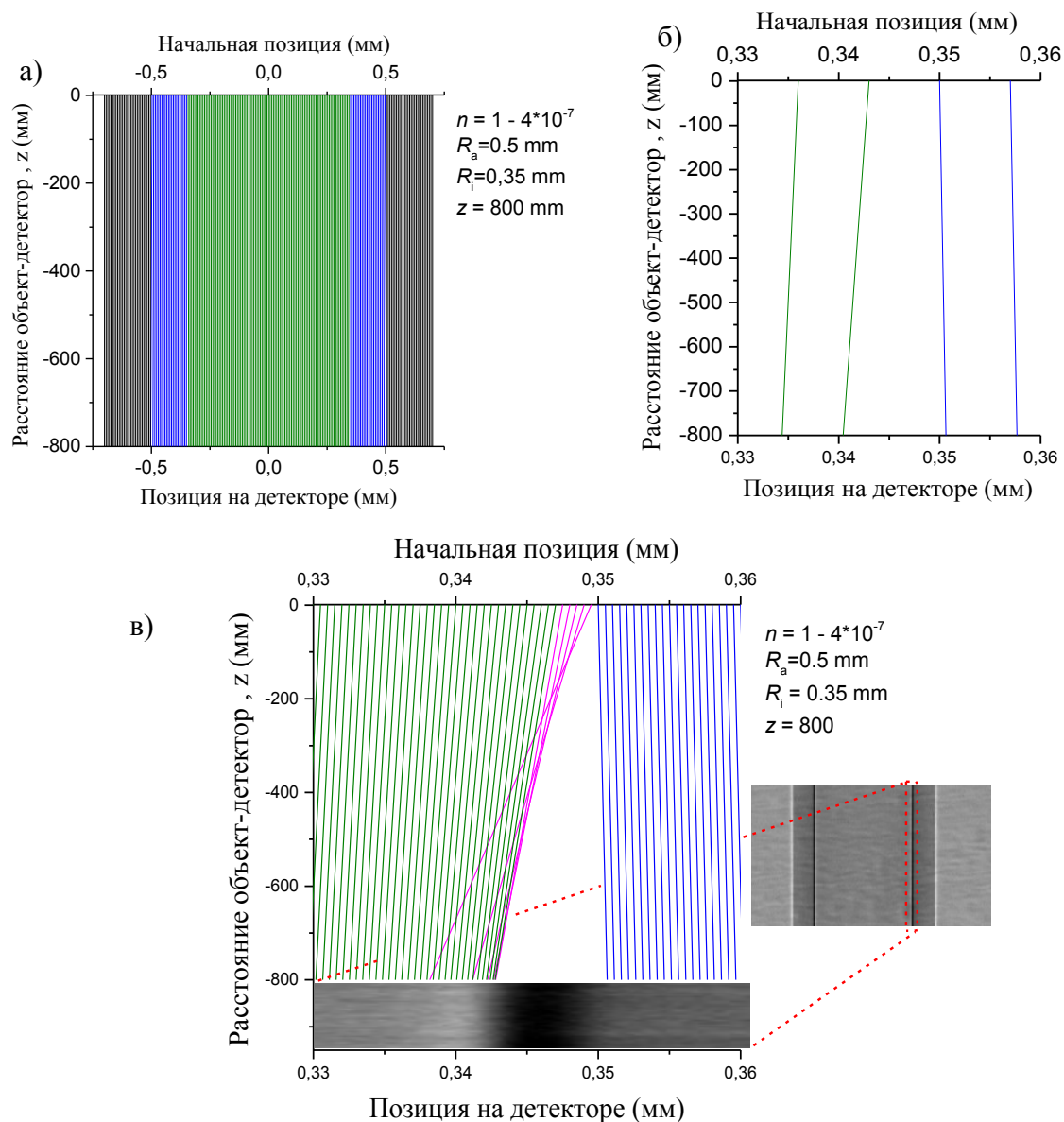


Рисунок 4.15 – а) Смоделированное прохождение лучей через полый цилиндрический объект с применением экспериментальных параметров для расстояния объект-детектор $z=800\text{мм}$; б) Область детектора, соответствующая проекции внутренней границы капилляра. Интервал между смежными падающими лучами 14мкм ; в) Окрестность внутренней границы в результате применения уменьшенного интервала между смежными падающими лучами равного $1,4\text{мкм}$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Все поставленные в данном исследовании задачи были выполнены. По результатам работы можно сделать следующие выводы:

- Экспериментальное исследование эффектов рефракции на полом цилиндра выявило значительные искажения в распределении интенсивности в окрестностях внешних и внутренних границ (наблюдаемые максимумы и минимумы);
- Возрастание амплитуды этих искажений было прослежено при изменении расстояния между объектом и детектором от 80мм до 800мм;
- Моделирование на основе геометрической и волновой оптики показывает результаты, соответствующие экспериментально полученным данным. Это говорит о том, что физическая природа искажений интенсивности включает в себя оба подхода;
- Лучи, взаимодействующие с внутренней поверхностью капилляра, делятся на два типа в зависимости от их траектории распространения после преломления. Лучи, относящиеся к первому типу, не пересекаются. Траектории лучей другого типа пересекаются, тем самым падая на участки, уже экспонированные лучами первого типа, приводя к образованию локального максимума интенсивности.
- Минимум интенсивности на внутренней границе обусловлен концентрацией одной части лучей, взаимодействующих с внутренней поверхностью капилляра, и отклонением другой части лучей, проходящих только через стенку капилляра, в сторону внешней границы, что ведет к образованию пробела на плоскости детектора.
- Описанное наблюдение соответствует определению линии каустики. В данной работе было доказано, что каустика, известная для видимого света, наблюдается и в случае рентгеновского излучения.

Список публикаций

1. A. Kupsch¹, B.R. Müller¹, M.P. Hentschel², A. Lange¹, V. Trappe¹, R. Laquai¹, Y. Shashev¹, S. Evsevlev¹, G. Bruno. Progress Survey of X-Ray Refraction Imaging Techniques // 19th World Conference on Non-Destructive Testing 2016.

Список используемых источников

1. NDT Resource Center. [Электронный ресурс] / Сайт службы URL: <https://www.nde-ed.org/EducationResources/CommunityCollege/Radiography/Physics/attenuationCoef.htm>. (Дата обращения: 21.10.15)
2. T.E. Gureyev, S.C. Mayo, D.E. Myers. Refracting Röntgen's rays: Propagation-based x-ray phase contrast for biomedical imaging // Journal of Applied Physics. 105 (2009).
3. S. Zabler, P. Cloetens, P. Zaslansky. Fresnel-propagated submicrometer x-ray imaging of water-immersed tooth dentin // Optics Letters 32 (2007).
4. D. Paganin, S.C. Mayo, T.E. Gureyev, P.R. Miller, S.W. Wilkins. Simultaneous phase and amplitude extraction from a single defocused image of a homogeneous object // Journal of Microscopy. 206 (2002).
5. T. Zhou. Low-dose phase-contrast X-ray imaging: a comparison of two methods // Royal Institute of Technology, Stockholm, 2012. Master Thesis.
6. T. Weitkamp, D. Haas, D. Wegrzynek and A. Rack. ANKAphase: software for single-distance phase retrieval from inline X-ray phase-contrast radiographs, Journal of Synchrotron Radiation. 18 (2011).
7. Born M., Wolf E. Principles of optics // Pergamon Press, London, 6th ed., 1980.
8. A. Lange, A. Kupsch, B.R. Müller, M.P. Hentschel. Edge Artefacts of Radiographic Images by X-ray Refraction, Proceedings 18th World Conference on Non-Destructive Testing, Durban, 16.-20.04.2012.
9. A. Kupsch, A. Lange, M.P. Hentschel, G. Bruno, B.R. Müller. Direct X-ray refraction of micro structures, Proceedings 11th European Conference on Non-Destructive Testing, Prague, 06.-10.10.2014.
10. Trappe, V.; Harbich, K.-W. Intralaminar fatigue behaviour of carbon fibre reinforced plastics // International Journal of Fatigue 28 (2006).

11. M.P. Hentschel, K.-W.Harbich, A. Lange. Non-destructive evaluation of single-fiber debonding in composites by x-ray refraction // NDT & E International 27 (1994).
12. В. А. Троицкий, М. Н. Карманов, Н. В. Троицкая. Неразрушающий контроль качества композиционных материалов. Техническая диагностика и неразрушающий контроль, №3, 2014
13. M.P. Hentschel, R. Hosemann, A. Lange, B. Uther, R. Brückner. Röntgenkleinwinkelbrechung an Metalldrähten, Glasfäden und hartelastischem Polypropylen // Acta Cryst. A 43 (1987).
14. K.-W. Harbich, M.P. Hentschel, J. Schors. X-ray refraction characterization of non-metallic materials // NDT&E International 34 (2001).
15. G. Bruno, K. Ehrig, H. Haarring, M. Harwardt, M. P. Hentschel, B. Illerhaus, A. Kupsch, A. Lange, D. Meinel, B.R. Müller, Y. Onel, A. Staude, T. Wolk. Industrial and Synchrotron X-ray CT applications for materials characterization // Proceedings iCT Conference 2014, Wels, 25.-28.02.2014.
16. R.J. Bakker. Status and commissioning - results of BESSY II, in: Proceedings of the IEEE Particle Accelerator Conference 1 (1999).
17. A. Rack, S. Zabler, B.R. Müller, H. Riesemeier, G. Weidemann, A. Lange, J. Goebbels, M. Hentschel, W. Görner. High resolution synchrotron-based radiography and tomography using hard X-rays at the BAMline (BESSY II) // Nucl. Instrum. Meth. A 586 (2008).
18. Wikipedia. [Электронный ресурс] / Сайт службы URL: https://en.wikipedia.org/wiki/Bragg%27s_law (Дата обращения: 15.11.15)
19. H. Riesemeier, K. Ecker, W. Görner, B.R. Müller, M. Radtke, M. Krumrey. Layout and first XRF applications of the BAMline at BESSY II // X-ray Spectr. 34 (2005).

20. S.W. Wilkins, T.E. Gureyev, D. Gao, A. Pogany, A.W. Stevenson. Phase-contrast imaging using polychromatic hard X-rays // Nature 384 (1996).
21. A. Momose. Recent Advances in X-ray Phase Imaging // Japanese Journal of Applied Physics 44 (2005).
22. C. Huygens. Traité de la lumière, où sont expliquées les causes de ce qui luy arrive dans la reflexion et dans la refraction, et particulièrement dans l'etrange refraction du cristal d'Islande // Pierre van der Aa, Leiden (1690).
23. В.А. Бушуев, А.А. Сергеев. Новые возможности метода фазового контраста для рентгеновской диагностики атеросклероза // Письма в ЖТФ, 1998, том 24, № 21.
24. А.П. Петраков. Рентгеновский метод фазового контраста и демонстрация применения его для исследования кровеносных сосудов на модельном объекте // Журнал технической физики, 2003, том 73, вып. 5
25. Wikipedia. [Электронный ресурс] / Сайт службы URL: [https://en.wikipedia.org/wiki/Caustic_\(optics\)](https://en.wikipedia.org/wiki/Caustic_(optics)). (Дата обращения: 23.11.15)
26. ГОСТ 12.1.005-88 «Система стандартов безопасности труда. Общие санитарно-гигиенические требования к воздуху рабочей зоны».
27. СН 2.2.4/2.1.8.562-96 «Шум на рабочих местах, в помещениях жилых, общественных зданий и на территории жилой застройки»
28. СНиП 23-05-95 Естественное и искусственное освещение.
29. НБР-99 «Нормы радиационной безопасности»
30. СанПиН 2.2.2/2.4.1340-03 «Гигиенические требования к персональным электронно-вычислительным машинам и организации работы»
31. СНиП 21-01-97 «Пожарная безопасность зданий и сооружений»
32. Постановлением Правительства РФ от 03.09. 2010 №681 «Об утверждении Правил обращения с отходами производства и потребления в части

осветительных устройств, электрических ламп, ненадлежащие сбор, накопление, использование, обезвреживание, транспортирование и размещение которых может повлечь причинение вреда жизни, здоровью граждан, вреда животным, растениям и окружающей среде»

33. Круглик В.М., Сычев Н.Г. Основы энергосбережения: учебное пособие для студентов экономических специальностей. – Минск: ИПД, 2010. – 138 с.
34. СанПиН 2.2.4.548-96 «Гигиенические требования к микроклимату производственных помещений»