

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования  
“Национальный исследовательский Томский политехнический университет”

*На правах рукописи*

ЖУРАВСКИЙ ЕВГЕНИЙ ЕВГЕНЬЕВИЧ

**ВНУТРИТРУБНАЯ КОМПТОНОВСКАЯ ТОМОГРАФИЯ СТАЛЬНЫХ  
НЕФТЕПРОДУКТОПРОВОДОВ**

2.2.8      Методы и приборы контроля и диагностики материалов, изделий, веществ и  
природной среды

диссертации на соискание ученой степени  
кандидата технических наук

Научный руководитель:

Кандидат физико-математических наук

Чахлов Сергей Владимирович

Томск – 2025

## Оглавление

|                                                                                                                                       |    |
|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| ВВЕДЕНИЕ.....                                                                                                                         | 4  |
| ГЛАВА 1. РАДИАЦИОННЫЙ КОНТРОЛЬ НА ОБРАТНО-РАССЕЯННОМ<br>РЕНТГЕНОВСКОМ И ГАММА ИЗЛУЧЕНИИ, СОСТОЯНИЕ И ПЕРСПЕКТИВЫ.....                 | 12 |
| 1.1 Радиационный контроль на обратно-рассеянном рентгеновском и гамма излучении.....                                                  | 12 |
| 1.2 Обзор патентов и лицензий .....                                                                                                   | 13 |
| 1.3 Методы моделирования .....                                                                                                        | 16 |
| 1.4 Досмотровые комплексы .....                                                                                                       | 18 |
| 1.5 Толщинометрия, дефектоскопия, дефектометрия.....                                                                                  | 18 |
| 1.6 Дефекты стальных сварных соединений и стальных трубопроводов.....                                                                 | 24 |
| Выводы к главе 1 .....                                                                                                                | 27 |
| ГЛАВА 2. РАДИАЦИОННЫЙ КОНТРОЛЬ ЖЕЛЕЗНЫХ ИЗДЕЛИЙ ОБРАТНО-РАССЕЯННЫМ<br>РЕНТГЕНОВСКИМ И ГАММА ИЗЛУЧЕНИЕМ .....                          | 28 |
| 2.1 Формирование поля обратно рассеянного ионизирующего излучения.....                                                                | 28 |
| 2.1.1 Краткая характеристика основных процессов взаимодействия рентгеновского и гамма-<br>излучения с веществом .....                 | 28 |
| 2.1.2 Математическая модель однократного рассеяния для моноэнергетического источника и<br>источника с непрерывным спектром .....      | 30 |
| 2.1.3 Оптимизация энергии зондирующего излучения .....                                                                                | 34 |
| 2.1.4 Источник с непрерывным спектром .....                                                                                           | 37 |
| 2.2 Анализ геометрий формирования рассеивающего объема .....                                                                          | 38 |
| 2.3 Исследование апертурной функции РО с кольцевым и линейным детектором при<br>нормальном падении зондирующего пучка излучения ..... | 40 |
| 2.4 Исследование апертурной функции РО при падении зондирующего пучка излучения под<br>углом $\theta$ к рассеивателю.....             | 48 |
| 2.5 Оценка вклада многократного рассеяния .....                                                                                       | 50 |
| Выводы по главе 2 .....                                                                                                               | 55 |
| ГЛАВА 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ.....                                                                                          | 57 |
| 3.1 Экспериментальная оценка эффективности систем сканирования.....                                                                   | 59 |
| 3.2 Приемники ионизирующего излучения .....                                                                                           | 67 |
| 3.3 Конструкция элементов детектирующей системы.....                                                                                  | 71 |
| 3.3 Экспериментальная оценка АФРО КС с кольцевым детектором.....                                                                      | 82 |
| 3.4 Способ сканирования продольным перемещением.....                                                                                  | 87 |
| 3.4.1 Решение для двух и более несплошностей .....                                                                                    | 91 |
| 3.5 Эмиссионная томография трубопроводов .....                                                                                        | 95 |
| Выводы к главе 3 .....                                                                                                                | 98 |

|                        |     |
|------------------------|-----|
| ЗАКЛЮЧЕНИЕ .....       | 101 |
| СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ..... | 103 |

## ВВЕДЕНИЕ

**Актуальность работы.** Повысить уровни безотказности, долговечности и эксплуатационной безопасности стальных магистральных нефтепродуктопроводов, в частности на опасных производственных объектах невозможно без применения комбинированных методов неразрушающего контроля. Одним из наиболее важных и значимых контролируемых параметров магистральных нефтепродуктопроводов является степень утончения стенок испытываемых трубопроводов, а также сварных швов, которое вызывается коррозионными, эрозийными и другими негативными процессами, приводящими к разрушению стенок трубопроводов. Одним из методов повышения эксплуатационной безопасности действующих магистральных стальных нефтепродуктопроводов является применения внутритрубного технического диагностирования, выполняемого с целью выполнения требований промышленной безопасности и выявления дефектов основного металла и сварных соединений на этапах эксплуатации. Внутритрубное техническое диагностирование предполагает проведение неразрушающего контроля изнутри трубопровода при одностороннем доступе к его поверхности. Для выполнения внутритрубного технического диагностирования применяются следующие методы неразрушающего контроля: визуальный и измерительный, ультразвуковой и магнитный. Каждый из применяемых методов имеет свою область применения в части выявления несплошностей сварных соединений. Так в таблице 1.1 представлена общая область применения каждого из методов:

Таблица 1.1 – Область применения видов(методов) контроля

| Вид<br>конт<br>роля | Выявляемые<br>несплошности в<br>основном металле и<br>сварных соединениях       | Предельная чувствительность                                                                                                                  |               | Не<br>гарантирует<br>выявление или выявляет<br>слабо следующие<br>несплошности |
|---------------------|---------------------------------------------------------------------------------|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|---------------|--------------------------------------------------------------------------------|
| УЗК                 | Трещины, непровары,<br>поры,<br>неметаллические и<br>металлические<br>включения | Для толщин от 1,5 до 10 мм –составляет от 0,5 до 2,5 мм <sup>2</sup><br>Для толщин от 10 до 50 мм – составляет от 2,0 до 7,0 мм <sup>2</sup> |               | Поверхностные и<br>подповерхностные и<br>Сферические и<br>цилиндрические       |
| МК                  | трещины, непровары                                                              | Поверхностные                                                                                                                                |               | Подповерхностные и<br>внутренние<br>Сферические и<br>цилиндрические            |
|                     |                                                                                 | Ширина (раскрытие),<br>мм                                                                                                                    | Глубина, мм   |                                                                                |
|                     |                                                                                 | От 0,1 до 0,5                                                                                                                                | От 0,2 до 1,0 |                                                                                |
|                     |                                                                                 | Подповерхностные                                                                                                                             |               |                                                                                |
|                     |                                                                                 | От 0.3 до 0.5                                                                                                                                | От 0.5 до 1.0 |                                                                                |

Существующие методы внутритрубного диагностирования не обеспечивают должные уровни вероятностей обнаружения всех недопустимых дефектов в нефтепродуктопроводах, в частности газовых полостей и других включений. Для снятия отмеченных ограничений на практике предполагается применение, например, комптоновской гамма- и рентгеновской томографии, как метода радиационного контроля работоспособного при одностороннем доступе к внутренним поверхностям трубопроводов с возможным существенным снижением дозовых нагрузок в дополнение к существующим ультразвуковым и магнитным методам внутритрубной диагностики.

Тема диссертационных исследований является актуальной, так как значительная часть их выполнялась в рамках научно–исследовательских работ (договор №16.09-40/2019 от 28.01.2019 г. с ООО «Эксперт»), причём общий вектор этих исследований связан с технологиями предупреждения и развития опасных ситуаций, приводящим к авариям и катастрофам техногенного характера и безусловно относится к приоритетным направлениям и критическим технологиям в РФ. Возрастающее с каждым годом количество научных публикаций, ассоциированных с темой диссертационных исследований, также говорит о её важности и значимости.

**Степень разработанности темы.** Исследованиям методов радиационного контроля, основанных на комптоновском гамма- и рентгеновского обратном рассеянии, посвящены работы отечественных исследователей, например, Булатова Б.П., Андрюшина П.Ф, Капранова Б.И., Горбунова В.И. и других, а также зарубежных учёных Margret M, Kolkoori S, Jessica Kelley, Samir Abdul-Majid и других. В частности, достаточно полно изучены метод радиационного гамма- и рентгеновского контроля на основе оценки параметров комптоновском обратного рассеяния для материалов испытываемых изделий с эффективными атомными номерами  $Z$ , не превышающими 22, и плотностью, не превосходящей  $2,7 \text{ г/см}^3$ . Для стальных изделий в литературе имеются многочисленные экспериментальные данные без должного теоретического обоснования. Например, в научной литературе рассматриваются далёкие от реальности

приближенные геометрии задания параметров исходных и рассеянных пучков гамма- и рентгеновского излучения («точечные» пучки первичного и рассеянного излучения), уделяется мало внимания описанию реальных коллимационных систем, являющихся важнейшими составляющими систем радиационного контроля на комптоновском обратном рассеянии гамма- и рентгеновских квантов. По этой причине в научной литературе отсутствуют научно обоснованные корректные определения и методы расчёта реальных апертурных функций рассеивающих объёмов, что обуславливает необходимость восполнения данного пробела в теории и практике проектирования систем радиационного контроля на основе оценки параметров полей комптоновского рассеяния, трансформируемых объектами контроля из полей гамма- и рентгеновского излучения.

**Объект исследования.** Системы радиационного контроля на основе анализа полей комптоновского обратного рассеяния.

**Предмет исследования.** Системы радиационного контроля стальных нефтепродуктопроводов на комптоновском обратном рассеянии.

**Цель работы.** Разработать систему комптоновской гамма- и рентгеновской томографии стальных нефтепродуктопроводов.

Для достижения поставленной цели необходимо решить следующие задачи:

1. Проанализировать проблемы оценки пространственного распределения плотности материала по объёму контролируемого объекта в условиях одностороннего доступа для материалов со средним атомным номером  $Z = 26$ .
2. Исследовать параметры коллимационной системы для комптоновской гамма- и рентгеновской томографии стальных материалов.
3. Осуществить анализ закономерностей формирования радиационных сигналов от объема конечных размеров при сканировании объекта контроля в условиях одностороннего доступа при комптоновской гамма- и рентгеновской томографии.
4. Провести анализ математических методов реконструкции

распределения плотности материала внутри объекта контроля методом комптоновской гамма- и рентгеновской томографии.

5. Исследовать возможности применения детектирующих систем для комптоновской гамма- и рентгеновской томографии.

### **Научная новизна диссертационных исследований:**

1. Получены формулы для реальных апертурных функций рассеивающего объема с кольцевым детектором.

2. Получены формулы для определения параметров несплошностей при продольном сканировании щелевым коллиматором.

3. Установлено, что падение зондирующего пучка излучения под углом  $45^\circ$  при угле детектирования  $90^\circ$  предпочтительнее, с точки зрения формы рассеивающего объема и объемно–пространственной статистической неопределенности.

4. Разработан алгоритм выбора параметров пинхола первичного коллиматора коллимационной системы.

**Практическая значимость работы.** Разработанная система радиационного контроля на комптоновском обратном рассеянии, состоящая из: вольфрамовой коллимационной системы с первичным коллиматором в виде пинхола и щелевым вторичным коллиматором, блока сцинтилляционных детекторов ВГО и рентгеновского аппарата РАП-300-5, используется в лаборатории неразрушающего контроля для внутритрубного технического диагностирования магистральных стальных нефтепродуктопроводов диаметром 1220 мм с толщиной стенки 10 мм.

### **Методы исследований:**

1. Методы теоретического исследования – физические закономерности испускания, взаимодействия (поглощения, рассеяния) и регистрации гамма- и рентгеновского излучения;

2. Методы математического моделирования;

3. Методы сравнительного анализа и классификации методов, технологий и средств неразрушающего контроля;

4. Методы эмпирических исследований;
5. Аналитические и статистические методы обработки экспериментальных данных применительно к оценке и измерению характеристик полей обратно рассеянного гамма и рентгеновского излучения;
6. Подходы к измерению характеристик коллимационных систем гамма- и рентгеновских комплексов комптоновской томографии;
7. Методы сравнительного и сопоставительного анализа результатов теоретических и экспериментальных исследований применительно к гамма- и рентгеновских комплексов комптоновской томографии.

#### **Положения, выносимые на защиту:**

1. Аналитические выражения для расчёта апертурных функций рассеивающих объёмов, в том числе и для кольцевых детекторов, позволяющие подобрать оптимальное соотношение размеров первичных и вторичных коллиматоров, а также вычислить углы сбора квантов, при нормальном падении зондирующих пучков излучения;
2. Выражения для выбора оптимальных значений размеров щелей первичных и вторичных коллиматоров с учетом деформации рассеивающего объема;
3. Предложены формулы для определения положения и размера несплошности при продольном сканировании щелевым коллиматором.
4. Алгоритм определения предельно контролируемых толщин.

Достоверность полученных результатов обеспечивается систематическим характером исследования, воспроизводимостью полученных результатов моделирования и измерений, сравнением и сопоставлением с результатами исследований других авторов, использованием сертифицированного программного обеспечения.

**Реализация результатов работы.** Система комптоновской рентгеновской томографии может быть реализована для внутритрубной диагностики стальных магистральных нефтепродуктопроводов диаметром 1220 мм и толщиной стенки 10

мм. Получен патент на изобретение №2802253 (способ изготовления твердотельного изолятора для рентгеновского аппарата). промышленной безопасности.

**Апробация работы.** Результаты диссертационной работы докладывались и обсуждались на следующих всероссийских конференциях: Ресурсоэффективные системы в управлении и контроле: взгляд в будущее» (г. Томск, 2019 г). Уральская конференция «Физические методы неразрушающего контроля (Янусовские чтения)» 2022г; Молодежная научно- техническая конференция РОНКТД 2022г. 4-я Практическая конференция по вопросам неразрушающего контроля NDT Russia 2023.

**Публикации.** Результаты работы опубликованы в 3 печатных работах, из которых 3 статьи в изданиях, включенных в список ВАК и индексируемых в базе данных WoS (SCOPUS), а также в 3 тезисах докладов на всероссийских конференциях. Оформлен результат интеллектуальной деятельности. Патент на изобретение №2802253 (способ изготовления твердотельного изолятора для рентгеновского аппарата).

**Личный вклад автора.** Диссертационная работа представляет собой обобщение теоретических и экспериментальных исследований автора в области радиационного контроля на обратном Комптоновском рассеянии стальных объектов. В опубликованных работах автору принадлежит: проведение экспериментальных исследований по определению реальных апертурных функций рассеивающего объема, томографии образцов, оценки возможности применения систем сканирования; анализ, интерпретация и обобщение результатов экспериментов; сопоставление результатов теоретических и экспериментальных исследований.

**Структура и объем работы.** Диссертация состоит из введения, 3 глав, заключения и списка используемой литературы, содержащего 71 источник. Общий объем диссертации составляет 111 страниц и включает 63 рисунков, 6 таблицы и 59 формулы, 1 приложение.

**Во введении** дана общая характеристика работы, обоснована актуальность и степень разработанность темы диссертационной работы, сформулированы цели и задачи исследования, изложены основные положения, выносимые на защиту, приведены основные результаты, определяющие её научную новизну и практическую ценность.

**В первой главе** проведен анализ существующих исследований по методу радиационного контроля на комптоновском обратном рассеянии. Проведен патентный анализ по тематике исследования.

На основе проведенного анализа установлено, что малоизученной областью является применение дефектоскопии и толщинометрии на комптоновском обратном рассеянии для действующих нефтепродуктопроводов, в частности в области выбора и оценки параметров разрабатываемой системы. Наиболее полно описаны исследования для изделий с атомным номером  $Z < 22$  и плотностью  $2,7 \text{ г/см}^3$ . Исследования коллимационных систем (КС) для стальных изделий с атомным номером  $Z = 26$  отсутствуют.

**Во второй главе** дана краткая характеристика основных процессов взаимодействия рентгеновского и гамма излучения с веществом. Описан общий процесс формирования поля рассеянного излучения и формирования рассеивающего объема. Приведены оптимальные значения зондирующего излучения для контроля железа монохроматическим источником и источником с непрерывным спектром. Проведен анализ геометрий формирования рассеивающего объема для системы с подвижным первичным коллиматором и с неподвижным первичным коллиматором в комбинации с кольцевым детектором. Проведено численное моделирование взаимодействия ионизирующего излучения с железом для различных вариантов геометрии и размеров первичного и вторичного коллиматоров.

**В третьей главе** приведены результаты экспериментальных исследований коллимационной системы и способов сканирования.

Проведено экспериментальное определение зоны чувствительности блока

детекторов. Исследованы основные параметры разработанной коллимационной системы. Определены предельно контролируемые толщины для стали. Проведено исследование способов сканирования. Выделены три способа сканирования:

1. Сканирование перемещающимся пинхолом;
2. Сканирование неподвижным пинхолом;
3. Сканирование щелевым коллиматором.

При реализации способа сканирования с перемещающимся “пинхолом”, к пинхолу предъявляется ряд требований. Конструкция пинхола должна обеспечивать постоянное значение поперечного сечения для всех углов наклона. Т.е. поперечное сечение рабочего пучка рентгеновского излучения для каждого угла наклона должно быть одинаковым. При данном условии пространственно-статистическая неопределённость, в зависимости от угла наклона рабочего пучка рентгеновского излучения, будет постоянной. Также требованием к пинхолу является 100% ослабление интенсивности рабочего пучка за стенками пинхола. Результаты показывают, что при выбранной геометрии пинхола отклонение оси пучка на  $\pm 8,72^\circ$  вызывает изменение интенсивности излучения не более 11%. Это обеспечивает возможность аппаратной или программной коррекции уровней сигналов в системе. Разница между максимальным и минимальным уровнями сигнала  $I(\alpha)$  составляет 20%.

Применение способа сканирования с щелевым коллиматором не предполагает “пинхол”, определение положения и размеров несплошностей основано на их зависимости от уровня сигнала с сцинтиллятора и на разности уровня сигналов между двумя сцинтилляторами.

# **ГЛАВА 1. РАДИАЦИОННЫЙ КОНТРОЛЬ НА ОБРАТНО-РАССЕЯННОМ РЕНТГЕНОВСКОМ И ГАММА-ИЗЛУЧЕНИИ, СОСТОЯНИЕ И ПЕРСПЕКТИВЫ**

## **1.1 Радиационный контроль на обратно-рассеянном рентгеновском и гамма-излучении**

Далее под обратно-рассеянным рентгеновским и гамма-излучением будем понимать некогерентное или Комптоновское рассеяние фотонов на свободных электронах. Комптоновское рассеяние – один из видов взаимодействия фотонов с веществом, имеющим малый атомный номер. Данный эффект преимущественно происходит при энергиях для алюминия от 50 кэВ до 15 МэВ, и для железа от 120 кэВ до 9,5 МэВ [1]. Этот эффект является следствием формирования рассеянного излучения, в частности обратно-рассеянного излучения.

Радиационный метод контроля материалов и изделий на обратно-рассеянном рентгеновском или гама излучении известен давно. Анализ современного состояния исследований по радиационному контролю на комптоновском обратном рассеянии (РК на КОР), проведенный по патентным и литературным материалам позволяет оценить актуальные направления проводимых работ. Такие параметры как: пространственная разрешающая способность; время получения изображения; разрешение по плотности; масса-габаритные характеристики – являются основными, как для трансмиссионной, так и для комптоновской томографии.

Основными препятствиями применения данного метода в промышленности являются: низкая интенсивность обратно-рассеянного излучения; некорректное математическое описание реальной формы и размеров рассеивающего объема или элоба (элемента объема); наличие многократно рассеянного излучения из объема материала; наличие радиационной засветки

как от самого источника ионизирующего излучения (ИИИ), так и от конструктивных частей применяемой коллимационной системы (КС); жесткая привязка к геометрии сканирования, вследствие расположения ИИИ и КС на одной стороне. Однако, интерес к данному методу, как будет показано далее, продолжает расти, вследствие повышения технического уровня применяемых средств НК – систем детектирования обратно-рассеянного излучения. Далее описаны результаты исследований по повышению эффективности сбора обратно-рассеянного излучения, согласованность эксперимента с математическими моделями и математическим моделированием, а также варианты геометрии сканирования.

## 1.2 Обзор патентов и лицензий

Тенденцию применения РК на КОР иллюстрирует проведенный нами патентный анализа на рисунке 1.1, где представлен кумулятивный динамический ряд патентования, в котором нарастающим итогом показано изменение числа патентных документов. Форма кривой отражает интенсивный рост развития РК на КОР и подтверждает, что изобретательская активность за последнее десятилетие почти утроилась, и пока не достигла насыщения.

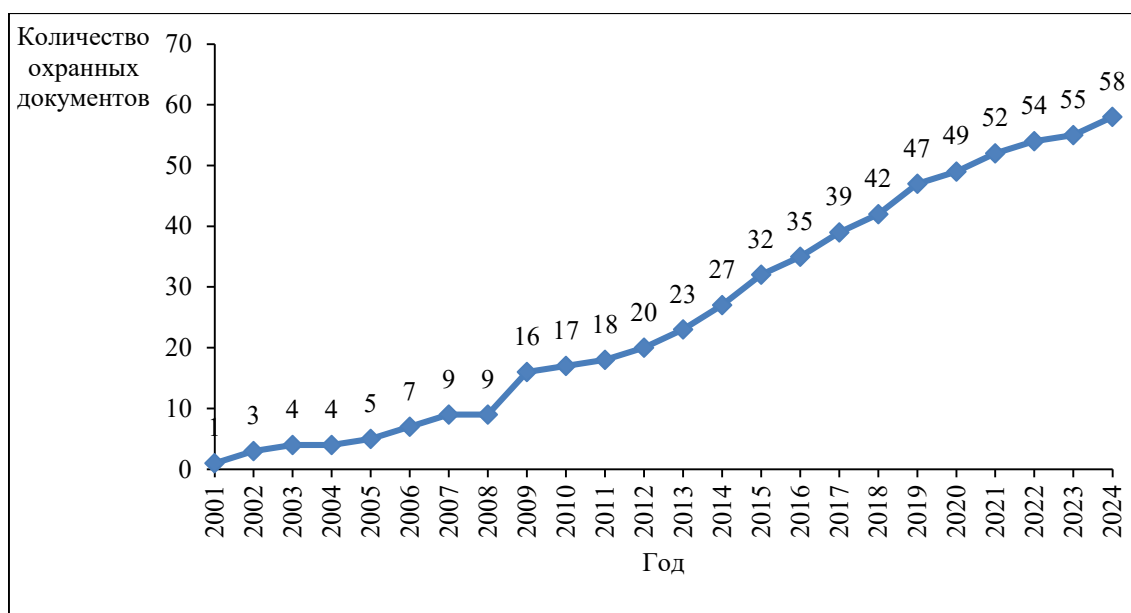


Рисунок 1.1 – Кумулятивный динамический ряд патентования.

Можно предположить, что в странах с наибольшим количеством поданных заявок сконцентрированы исследования и разработки в исследуемой области, т.е. в США и Китае - рисунок 1.2

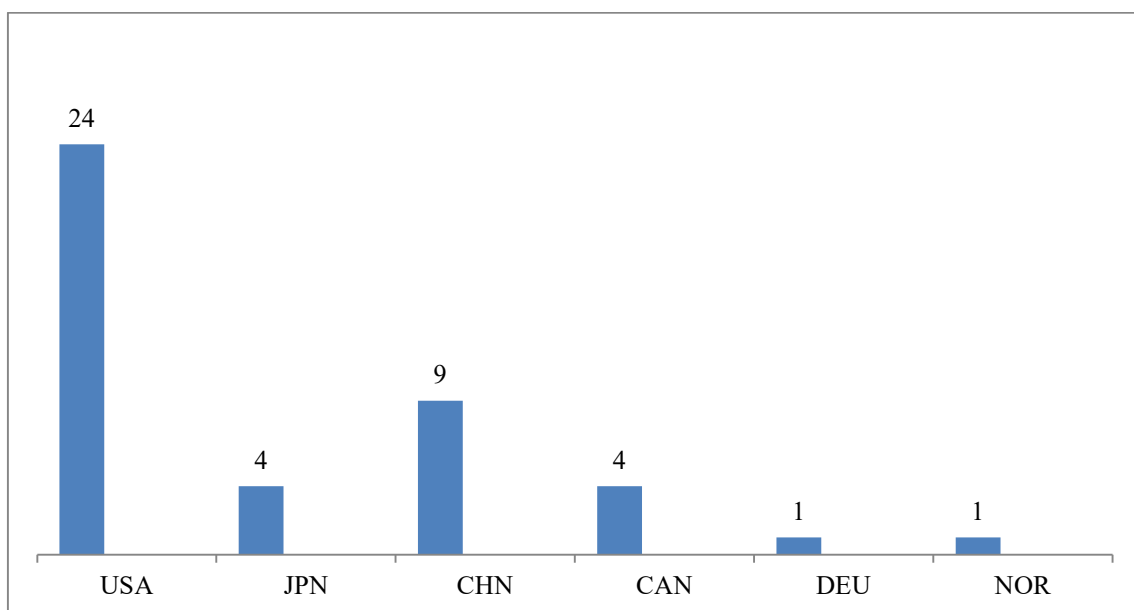


Рисунок 1.2 – Диаграмма количества поданных заявок в зависимости от страны.

Наибольшее число патентов на разработанные технические решения относятся к области досмотра с целью обеспечения безопасности пассажирских и грузовых перевозок.

Большинство патентов [2-8] относятся к области досмотрового контроля, как людей, так и иных объектов при одностороннем доступе за счет КОР.

Одним из ключевых современных направлений (тенденций) является контроль промышленных объектов нефтегазового комплекса. К наиболее прогрессивным техническим решениям в данном направлении можно отнести технические решения, раскрытые в патентных документах, принадлежащих канадской фирме Inversa Systems Ltd.

Технические решения, относящиеся к дефектоскопии материалов рассматриваются в следующих патентах [9,10]. Перечисленные патенты рассматривают саму технологию проведения РК на КОР, без обоснования выбора как геометрии сканирования, так и источников излучения и приемников.

Также к передовым техническим решениям, повышающим производительность и достоверность контроля промышленных объектов при

одностороннем доступе к ОК, рисунок 1.3, в том числе нефтегазового комплекса относятся следующие технические решения: [11];

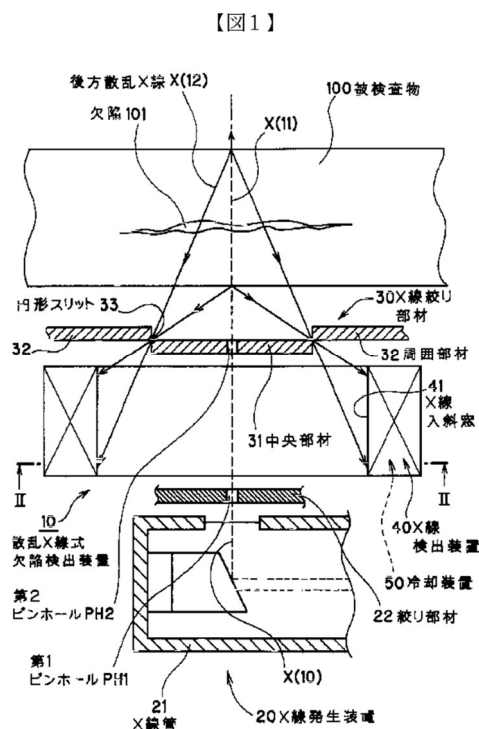


Рисунок 1.3 – Японская заявка JP2001208705 (А) иллюстрирует устройство 10 регистрации рентгеновского дефекта в соответствии с первым вариантом изобретения.

Особенностью данного технического решения для выявления несплошностей является применение сцинтилляционного детектора, выполненного в форме кольца, что позволяет повысить производительность сканирования за счет увеличения эффективности сбора информативных однократно рассеянных фотонов. Подобная технология стала возможна благодаря применению нового WLS (wavelength-shifting) волокна для повышения эффективности сбора света со сцинтиллятора. В исследовании [12] приведены результаты применения сцинтилляционных детекторов на базе WLS волокна.

Выявлены следующие патентные документы [13-15], относящиеся к использованию техники обратного рассеивания рентгеновского излучения для внутритрубной технической диагностики, принадлежащие канадской компании «Inversa Systems Ltd»

Известна разработанная Гамбургской лабораторией фирмы "Philips" установка "ComScan" являющаяся коммерчески доступной системой рентгеновской визуализации обратного рассеяния для неразрушающего контроля компонентов аэрокосмической промышленности. Изображение с обратным рассеянием визуализируется с использованием тонко коллимированного источника рентгеновского излучения (160 кэВ) и матрицы детекторов, снабженной щелевыми коллиматорами. Основными недостатками, как отмечается в работе [16], являются уменьшенное раскрытие луча и коллимированный источник рентгеновского излучения, что приводит к плохому отношению сигнал / шум (SNR) и длительному времени измерения.

В исследовании [17] продемонстрирована разработанная авторами компактная матрица сцинтилляционных детекторов  $Y_2SiO_5$  (YSO) с применением кремниевых фотоумножителей для контроля низкоатомных изделий  $Z < 26$ . Применение сцинтиллятора YSO по мнению авторов наиболее эффективно в разработанной ими системе, так как эффективность регистрации на глубине кристалла YSO 4 мм при энергии 100 кэВ составляет 68%. Применение кремниевого фотоумножителя обусловлено эффективностью регистрации (41%) света 420 нм от YSO.

### 1.3 Методы моделирования

Тенденция развития и совершенствования методов моделирования взаимодействия ионизирующего излучения с веществом обуславливает применение этих методов для оценки возможности реализации систем на КОР для НК веществ, материалов и изделий.

Исследование [18] направлено на разработку метода решения задач томографии на КОР. По нашему мнению, предложенный метод реконструкции не уступает по пространственному разрешению методам компьютерной томографии [19].

Авторами [20] приводят результаты моделирования обнаружения газовых пор плотностью  $1,29 \text{ г/см}^3$  в бетоне плотностью  $2,3 \text{ г/см}^3$  с помощью метода Монте-Карло и программного обеспечения (ПО) GEANT4 [21]. Авторами получены результаты, согласующиеся с экспериментальными данными. Также ими установлено, что применение  $^{137}\text{Cs}$  эффективней  $^{60}\text{Co}$  для выявления пустот в бетоне.

В [22-24] также как и в [20], применяется метод Монте-Карло из ПО GEANT4. В данных исследованиях приведены достоверные и согласующиеся результаты экспериментальных данных и моделирования.

Авторами исследования [25] предложена схема измерения спектра рассеянного излучения от  $^{137}\text{Cs}$  на стальных и алюминиевых изделиях. Исследование показывает хорошее согласие экспериментальных данных и моделирования спектров. Толщина насыщения при моделировании спектра для стали и алюминия составляет 22,5 и 78,8 мм, соответственно. Отклонение расчетного значения толщины не превышает 7% по сравнению с реальной толщиной.

В [26] представлена технология получения цифрового рентгеновского изображения, с применением специально разработанного коллиматора с витой щелью. В исследовании приведены согласующиеся между собой результаты моделирования методом Монте-Карло и экспериментальными данными.

В исследовании [27] показано моделирование методом Монте-Карло сцинтилляционного детектора NaI(Tl) с использованием ПО MCNP4C для энергий от 60 кэВ до 2,75 МэВ. Авторами показана хорошая согласованность между экспериментальными результатами и результатами моделирования.

В [28] предложена технология определения плотности несмешиваемых растворов любых неизвестных жидкостей в диапазоне плотностей от 0,7 до 1,5 г/см<sup>3</sup>.

В исследовании [29] представлен полуэмпирический метод определения толщины стенки стальных технологических трубопроводов, основанный на моделировании методом Монте-Карло с применением ПО Geant4 и MCNP.

#### **1.4 Досмотровые комплексы**

В исследовании [30] продемонстрирован прототип досмотровой системы на КОР для выявления взрывчатки. Авторы указывают, что досмотровая система на КОР эффективна для веществ с низким атомным номером, таких как взрывчатка. Также авторами показана возможность распознавания материалов посредством зависимости интенсивности рассеянного рентгеновского излучения от плотности материала.

В исследовании [31] проведена оценка систем досмотра людей на КОР. В исследовании выделен ряд проблем, связанных с возможностью выявления потенциально опасных объектов в зависимости от их расположения и формы. Так авторы утверждают, что цифровые изображения объектов с острыми краями распознаются с большей вероятностью, нежели объекты без острых краев.

#### **1.5 Толщинометрия, дефектоскопия, дефектометрия**

По данным исследования [32] существующие методы и средства НК определения толщины стенки технологических трубопроводов как содержащих продукт, так и без него, подразделяются на следующие группы: трансмиссионного излучения и рассеянного. Современные исследования в области толщинометрии технологических трубопроводов на трансмиссионном излучении без продукта отражены в исследованиях [33, 34]. Существует метод трансмиссионного излучения для толщинометрии технологических продуктов с

и без продукта внутри трубопровода - тангенциальная толщинометрия. В исследованиях [35-39] отражено её современное состояние.

По данным исследований [40-41] применение метода трансмиссионной толщинометрии технологических трубопроводов имеет несколько существенных недостатков по сравнению с методом рассеянного излучения на КОР. При применении трансмиссионной толщинометрии как через 2 стенки трубопровода, так и тангенциальной толщинометрии сильно возрастает дозовая нагрузка по сравнению с толщинометрией на КОР.

Обоснование низкой достоверности, или невозможности обнаружения коррозии в действующих нефтегазопроводах ультразвуковым, электромагнитным и рентгенографическим методом прошедшего излучения содержится в [40]. Это исследование также показывает возможность обнаружения коррозии в действующих стальных нефтегазопроводах вплоть до глубины 1,5 см через слой изоляции радионуклидными источниками  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{137}\text{Cs}$  низкой активности от  $10^4$  до  $10^5$  Бк и детектором HPGe за 30 с.

Авторы исследования [42] показывают технологию измерения толщины стенки технологического подводного трубопровода от 4,5 до 13 мм через слой изоляции радионуклидным источником  $^{60}\text{Co}$  с активностью 5 мкКю посредством КОР при времени измерения меньше минуты.

В исследовании [43] на рисунке 1.4 показана возможность обнаружения коррозии, в технологических трубопроводах применяя  $^{137}\text{Cs}$  и плоскопанельную матрицу сцинтилляционных детекторов HPGe, также приведена методика определения местоположения и размеров коррозии в металлических технологических трубопроводах посредством радиографии на КОР. По данным исследования другие виды неразрушающего контроля: вихретоковый; ультразвуковой, рентгенографический метод контроля не позволяют с необходимой достоверностью и на ранних этапах зарождения коррозии выявить её.

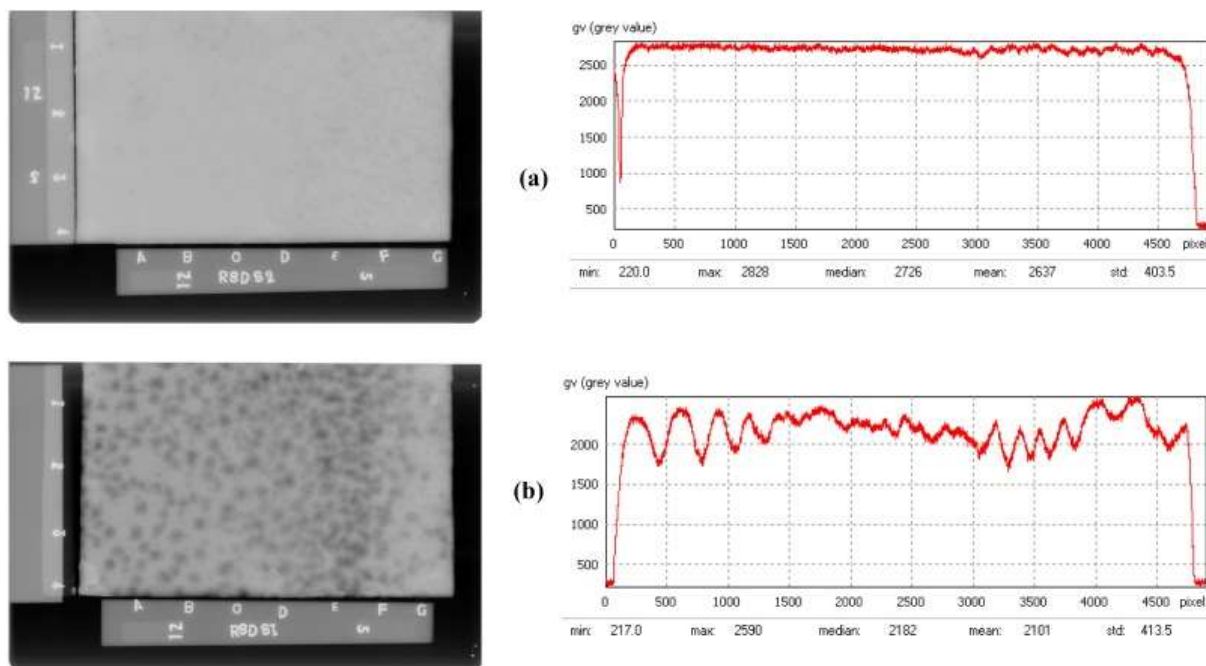


Рисунок 1.4 – Радиографические изображения и их значения уровней градаций серого для нормальной (а) и корродирующей (б) низкоуглеродистой стали.

Повышение производительности, достоверности и чувствительности контроля достигнуто за счет применения детектора высокого разрешения HPRGe, а также за счет применения цифровых технологий для обработки радиографических изображений.

По мнению авторов исследования, [44] демонстрирует “новый” коллиматор для выявления коррозии с высокой производительностью за 30 секунд, применяя рентгеновскую пленку. Величина вторичного коллиматора составляет 4 мм в диаметре, что, по мнению авторов достаточно для целей выявления коррозии.

Исследование [45] также показывает средства НК для поиска и измерения коррозии в технологических трубопроводах. По мнению авторов, результаты их исследования показывают перспективность применения толщинометрии технологических трубопроводов на КОР.

Исследования по применению РК на КОР для целей дефектоскопии сварных стальных соединений нефтегазопроводов при одностороннем доступе на данный момент отсутствуют.

Одним из недавних исследований является методика неразрушающего контроля аэрокосмических материалов и изделий посредством РК на КОР [46, 47]. В данном исследовании продемонстрированы различия между существующими и новыми технологиями РК на КОР. По мнению авторов, существующая томографическая установка на КОР ComScan имеет ряд существенных недостатков, таких как фиксированная геометрия контроля. В [48] приведена используемая конструкция вторичного коллиматора. По словам авторов, ими впервые применен высокоэнергетический ИИИ с напряжением свыше 500 кВ, что позволило повысить достоверность и производительность контроля. Время сканирования одного объекта было сокращено с нескольких часов до 3 минут, за счет использования плоскопанельного сцинтилляционного детектора. Аналогично исследованию [48,16], рабочий пучок рентгеновского излучения коллимируется не пинхолом – коллимируется в данном случае только рассеянное излучение, рисунок 1.5. Подобный подход связан с тем, что требования к пространственному разрешению в данных исследованиях однозначно не определены, также как нет обоснования выбранной геометрии и параметров коллимационной системы.

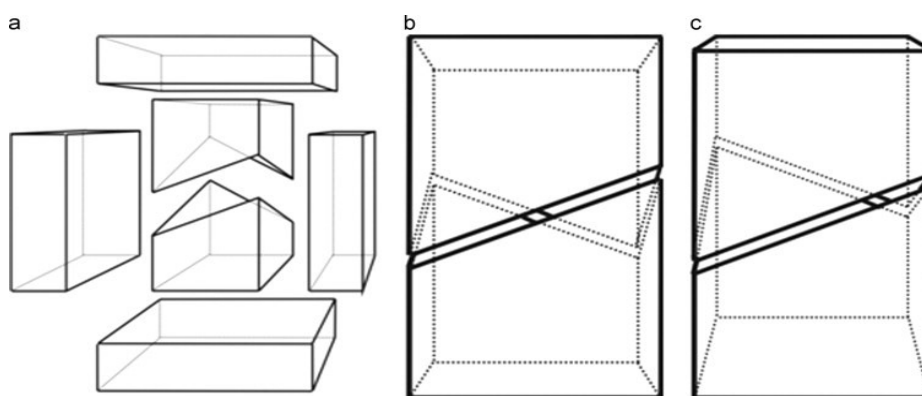


Рисунок 1.5. – Схема коллиматора с витой щелью[49].

Радиационный метод на КОР в авиакосмической отрасли применяется в толщинометрии. В работе [50] приведен радиационный метод на КОР измерения толщины карбидокремниевых покрытий на основе из углерода в диапазоне толщин до 300 мкм с погрешностью  $\pm 10$  мкм при доверительной вероятности 0,95. Измерить толщину непроводящего неферромагнитного материала на

непроводящем неферромагнитном материале электромагнитными видами контроля невозможно. Применение ультразвуковой толщинометрии также представляет собой сложную задачу в силу малой толщины карбидокремниевого покрытия. Исследование [51] демонстрирует метод определения толщины акриловых пленок толщиной до 250 мкм на стальной подложке за 300 мс.

Одним из важных параметров при оценке технического состояния металлоконструкций является обнаружение и оценка качества арматуры, в том числе её коррозии. Ряд видов контроля таких как: электромагнитный [52], термографический [53], вихретоковый [54], ультразвуковой [55], акустико-эмиссионный [56], имеют свои преимущества и недостатки, вследствие чего, применение РК на КОР для обнаружения арматуры в бетоне, по мнению авторов [57,58] является перспективным. Результатами данного исследования является возможность обнаружить арматуру в бетоне на глубине залегания до 60 мм рисунок 1.6.

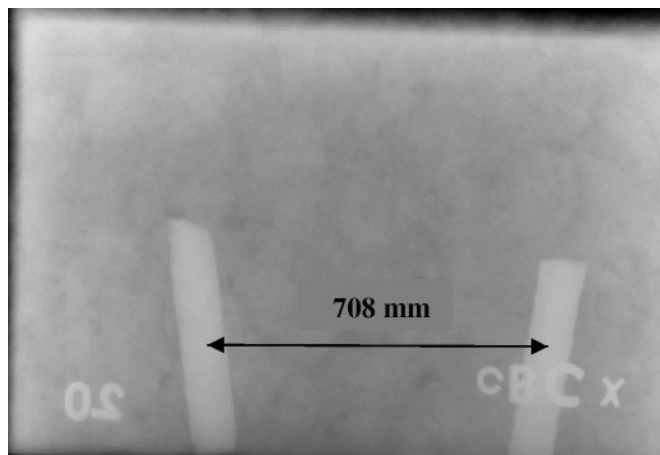


Рисунок 1.6 – Радиографическое изображение арматуры в бетоне.

В данной работе также применен Cs-137 и плоскопанельная матрица сцинтилляционных детекторов HPGe. Рисунок 1.7 и рисунок 1.8 показывают, что наиболее интенсивные исследования проводятся в области моделирования формирования рассеянного от объекта контроля излучения, исследования преимущественно проводятся в Китае и Южной Корее. Исследования направлены на оценку достоверности моделирования при помощи ПО GEANT4 и экспериментальных данных.

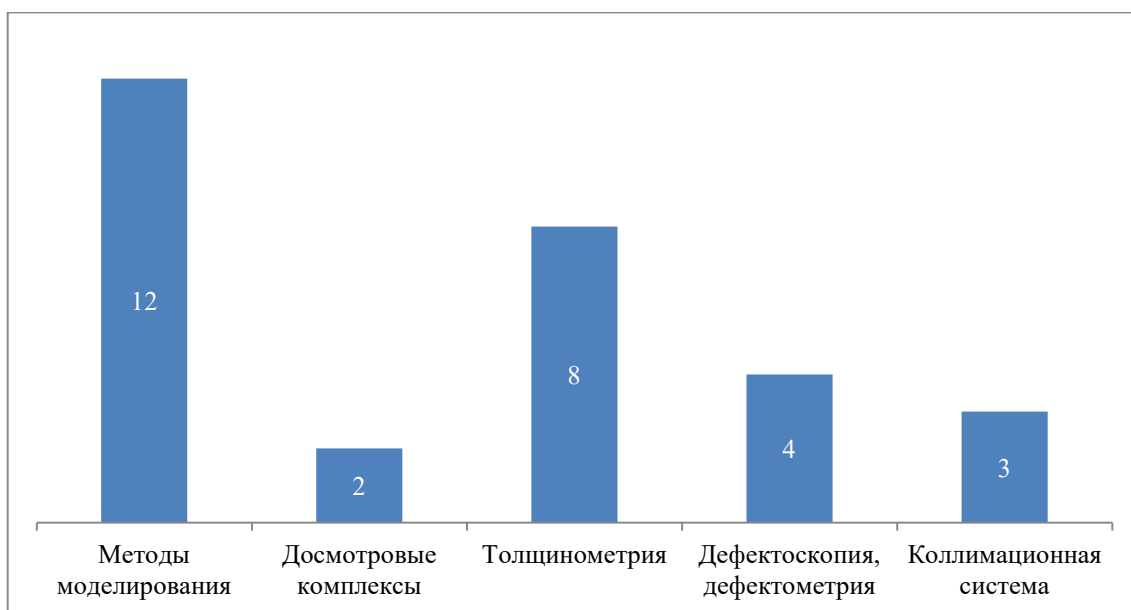


Рисунок 1.7 – Количество статей в зависимости от области исследования ПК на КОР.

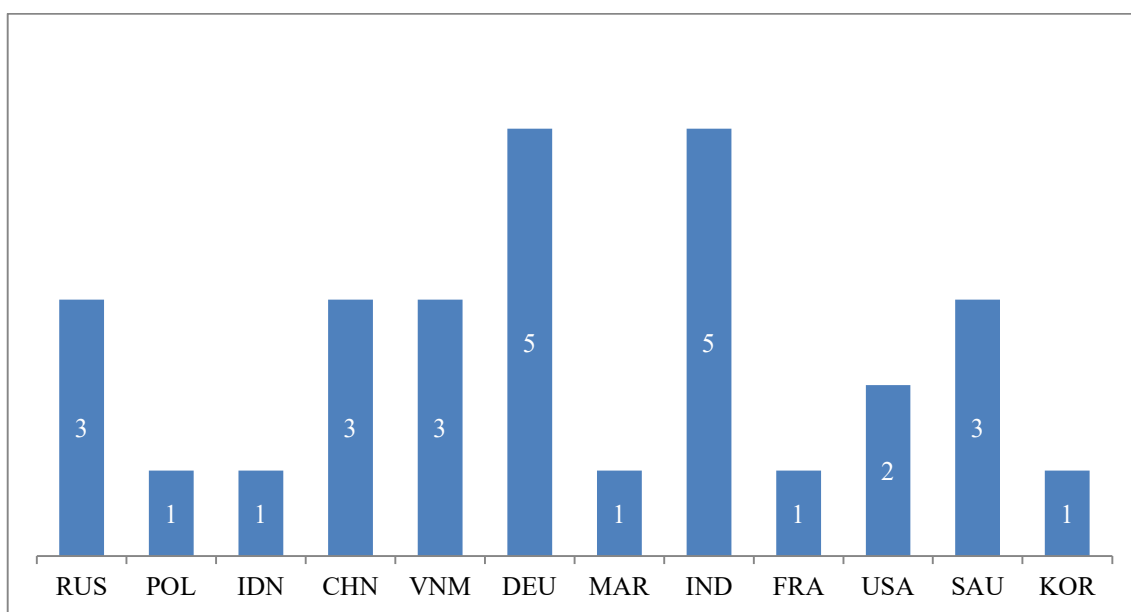


Рисунок 1.8 – Количество статей в зависимости от страны исследователя.

Исследования в области толщинометрии на КОР также является актуальными, основными странами-исследователями являются Саудовская Аравия и Индия, что, вероятно, связано с высоким спросом в области нефтегазовой отрасли, в частности, толщинометрией нефтегазопроводов в ходе их эксплуатации. Исследования преимущественно направлены на оценку возможности, производительности и достоверности толщинометрии при применении радионуклидных источников низкой активности, с целью снижения

дозовых нагрузок на персонал, а также применение цифровых детекторов в частности детектора HPGe.

Исследования в области дефектоскопии относятся, в основном, либо для поиска и выявления коррозии, что вероятно можно отнести к задачам толщинометрии, либо к области выявления несплошностей в ОК [59-70].

### **1.6 Дефекты стальных сварных соединений и стальных трубопроводов**

Далее в тексте диссертации под дефектом и несплошностью будем понимать в соответствии с “ГОСТ Р 53697-2009 (ISO/TS 18173:2005) Контроль неразрушающий ОСНОВНЫЕ ТЕРМИНЫ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ” следующее: дефект – дефектность или несплошность, которая может быть обнаружена методами неразрушающего контроля и которая необязательно является недопустимой; несплошность – нарушение сплошности или когезии, выраженное в виде естественных или искусственных разрывов физической структуры материала. Наиболее удачным использованием далее является термин именно дефекта, так как он напрямую связан с НК.

При обработке материалом независимо от вида технологического процесса практически всегда образуются различные дефекты. Вид дефектов, механизм их образования зависят от особенностей применяемого технологического процесса. Классификация дефектов, характерных для сварных соединений, и их определение даны в ГОСТ Р ИСО 6520-1-2012. Согласно ГОСТ 7512–82, в зависимости от места нахождения и вида дефекты делятся на наружные и внутренние, а также устанавливаются условные обозначения дефектов сварных швов. К внутренним дефектам сварных швов относятся дефекты формы шва и вышедшие на поверхность швов газовые поры, свищи, трещины, подрезы и несплавления. Однако, подобное разделение дефектов на две группы условно, так как многие внешние дефекты оказываются следствием, а также и внешним проявлением внутренних дефектов. Также следует выделить дефекты,

образование которых связано с физико-химическими явлениями, протекающими в процессе образования, формирования, кристаллизации сварочной ванны и остывания сварного соединения. Это в первую очередь кристаллизационные и холодные трещины, поры, неметаллические включения, несплавления. Ко второй группе дефектов, появление которых обусловлено нарушением технологии сварки, относятся непровары, подрезы, прожоги, и т.д. Физико-химический состав любого дефекта определяет его выявляемость для любого вида НК. Так ГОСТ 7512–82 задает границы применения метода в зависимости от ориентации дефектов в пространстве, а также их размеров. Область любого дефекта, трещины, непровара, включения – заполнена каким-либо веществом, будь то газ или иное твердое неметаллическое или металлическое вещество. Химический состав такого вещества определяет выявляемость дефекта независимо от его ориентации в пространстве. Из чего следует, что если химический состав дефекта, его средний атомный номер и средняя плотность, не отличаются от состава основного металла, то такой дефект радиационными видами контроля не выявится. Типовой состав оксидных неметаллических включений при сварке электродами в среде  $\text{CO}_2$  приведен в следующей таблице 1.2.

Таблица 1.2 – состав оксидных неметаллических включений при сварке электродами в среде  $\text{CO}_2$  приведен в следующей таблице

| Электрод и проволока               | Вид включений | Содержание во включениях, % (по массе) |              |              |                         |
|------------------------------------|---------------|----------------------------------------|--------------|--------------|-------------------------|
|                                    |               | $\text{SiO}_2$                         | $\text{MnO}$ | $\text{FeO}$ | $\text{Al}_2\text{O}_3$ |
| Электрод без покрытия              | Крупные       | 45,81                                  | 19,56        | 18,18        | –                       |
| Родонитперовскитовый электрод      | Дисперсные    | 52,4                                   | 32,1         | 14,0         | 5,1                     |
| Ц-3                                | Дисперсные    | 68,7                                   | 8,0          | 4,1          | 9,1                     |
| ОММ-5                              | Крупные       | 40,1                                   | 23,1         | 14,1         | 8,1                     |
| УОНИ-13-55                         | Крупные       | 27,2                                   | 28,2         | 28,2         | 7,1                     |
| ВСЦ-2                              | Крупные       | 36,2                                   | 29,5         | 9,5          | –                       |
| Средний атомный номер              |               | 10,8                                   | 21,2         | 22           | 10,65                   |
| Средняя плотность, $\text{г/см}^3$ |               | От 1,96 до 2,                          | 5,18         | 5,745        | 3,99                    |

На процесс порообразования при сварке сталей основную роль играет  $H_2$  и  $N_2$ . Коррозия металлов, в соответствии с ГОСТ 5272-68 (ПЕРЕИЗДАНИЕ с Изменениями N 1, 2, утвержденными в апреле 1971 г., в мае 1982 г. (ИУС 5-71, 8-82) – разрушение металлов вследствие химического или электрохимического взаимодействия их с коррозионной средой. Существует также понятие эрозия металлов. Принципиальным отличием между эрозией и коррозией металла, для НК, не существует, так как в любом случае эти процессы приводят к утонению, в той или иной мере, металла. Область любого дефекта, как сказано выше, в любом случае заполнена каким-либо веществом, физико-химические свойства которого влияют на выявляемость дефекта, таблица 1.3.

Таблица 1.3 – типовые марки стали, применяемые для технологических трубопроводов.

| Марка стали  | Средний Z | Средняя плотность, г/см <sup>3</sup> | Марка стали | Средний Z | Средняя плотность, г/см <sup>3</sup> |
|--------------|-----------|--------------------------------------|-------------|-----------|--------------------------------------|
| 09X16H4Б     | 25,72     | 7,80                                 | 09X16H15M3Б | 26,05     | 7,90                                 |
| 40X9C2       | 25,43     | 7,63                                 | 09X18H9     | 25,73     | 7,90                                 |
| 12X13        | 25,66     | 7,72                                 | 12X18H9     | 25,35     | 7,90                                 |
| 15X25T       | 24,34     | 7,60                                 | 20X25H20C2  | 25,39     | 7,72                                 |
| 15X28        | 24,18     | 7,60                                 | 45X14H14B2M | 26,79     | 8,00                                 |
| 03X22H5AM3   | 26,07     | 7,80                                 | 09Г2С       | 25,78     | 7,85                                 |
| 08X20H14C2   | 25,10     | 7,70                                 | 13ХФА       | 25,42     | 7,86                                 |
| 20X23H13     | 25,09     | 7,82                                 | СТ 20       | 25,89     | 7,85                                 |
| 03X21H32M3Б  | 26,89     | 7,90                                 | 12Х1МФ      | 25,60     | 7,80                                 |
| 03X21H32M3БУ | 26,89     | 7,90                                 | 15ГС        | 25,66     | 7,85                                 |
| 08X18H10     | 25,37     | 7,85                                 | 17Г1С       | 25,67     | 7,85                                 |
| 09X14H19B2БР | 26,81     | 7,98                                 | 30ХГСА      | 25,77     | 7,80                                 |

Как следует из таблицы, средний атомный номер и средняя плотность различных марок стали, применяемых для технологических трубопроводов, отличаются между собой. Вследствие чего, производительность и достоверность результатов РК на КОР будет зависеть от марки стали.

## Выводы к главе 1

Совершенствование и оптимизация методов моделирования является наиболее актуальной задачей, так как большинство статей относятся к данной области исследования. Рассмотренные исследования относятся по большей части к толщинометрии и определению свойств объектов (плотнометрии) с низким атомным номером  $Z < 26$ . Исследований по моделированию несплошностей в железных объектах контроля и учету параметров влияющих на их выявления не выявлено. Что связано с фактом отсутствия в принципе достоверных экспериментальных исследований по данной тематике.

Малоизученной остается область применения толщинометрии на КОР для действующих нефтегазопроводов, в частности в области выбора и оценки параметров разрабатываемой системы. Исследования, проведенные в Индии и Саудовской Аравии, направлены преимущественно на оценку возможности применения толщинометрии на КОР для действующих нефтегазопроводов с учетом тех средств НК, которые имеются в наличии. Из чего следует, что толщинометрия, и, в частности, дефектоскопия стальных нефтегазопроводов является достаточно перспективной задачей.

Наиболее полно исследование КС для изделий с атомным номером  $Z < 22$  и плотностью  $2,7 \text{ г/см}^3$  описаны в [18]. Исследования КС для стальных изделий с атомным номером  $Z = 26$  отсутствуют. В известной установке для альбедной компьютерной томографии (АКТ) Гамбургской лаборатории ComScan фирмы “Philips”, детектирование обратно-рассеянного излучения осуществляется двумя прямоугольными матрицами детекторов. ComScan позволяет контролировать при одностороннем доступе изделия из стали с глубиной контроля до 3 мм, из алюминия с глубиной контроля до 10 мм, при напряжении на рентгеновской трубке  $E_{\text{max}} = 160 \text{ кВ}$ . Учитывая патент [16] и исследование [17], применение кольцевого детектора для РК на КОР однозначно повышает производительность контроля, за счет увеличения площади детектирования. Но исследование апертурных функций рассеивающего объема (АФРО) таких систем, в частности для контроля стальных изделий, следует провести.

## **ГЛАВА 2. РАДАЦИОННЫЙ КОНТРОЛЬ ЖЕЛЕЗНЫХ ИЗДЕЛИЙ ОБРАТНО-РАССЕЯННЫМ РЕНТГЕНОВСКИМ И ГАММА ИЗЛУЧЕНИЕМ**

### **2.1 Формирование поля обратно рассеянного ионизирующего излучения**

#### **2.1.1 Краткая характеристика основных процессов взаимодействия рентгеновского и гамма-излучения с веществом**

Основными процессами взаимодействия рентгеновского или гамма-излучения с веществом являются: фотоэлектрическое поглощение, некогерентное (Комптоновское) и когерентное (Томсоновское) рассеяние, эффект образования пар. Процесс фотоэлектрического поглощения преобладает при сравнительно малых энергиях рентгеновского или гамма-излучения и больших атомных массах вещества поглотителя.

Взаимодействуя с одним из электронов оболочки атомов, квант полностью передает ему свою энергию и выбивает его из атома. Вылетающий электрон обладает энергией, равной разности энергии кванта и энергии связи электрона в атоме. Сечение фотоэффекта убывает с ростом энергии квантов. При энергии, меньшей 0,2 МэВ, оно убывает приблизительно по закону  $1/E^3$ , а в областях энергий, больших 0,5 МэВ, – по закону  $1/E$ . С увеличением атомного номера  $Z$  сечение фотоэффекта увеличивается приблизительно пропорционально  $Z^n$ , где  $n$  в зависимости от энергии фотона изменяется в пределах от 3 до 5.

Фотоэлектрический эффект сопровождается появлением характеристического излучения с энергией квантов до нескольких десятков кэВ вследствие каскадного заполнения орбиты, с которой вырван электрон.

Некогерентное или Комптоновское рассеяние происходит при взаимодействии фотона со свободным электроном, при котором их взаимодействие носит характер упругого. Исходя из законов сохранения энергии

и импульса следует связь между энергией фотона до и после рассеяния и углом рассеяния  $\theta_s$

$$E_s(E_0, \theta_s) = \frac{E_0}{1 + \frac{E_0}{m_0 c^2} (1 - \cos \theta_s)} \quad (2.1)$$

Энергия рассеянных квантов убывает с ростом угла рассеяния и достигает наименьшего значения при  $\theta_s = \pi$ , то есть при обратном рассеянии.  $E_s$  слабо зависит от энергии первичного фотона  $E_0$ , в области энергий от 0,511 МэВ до бесконечности,  $E_s$  лежит от 0,17 до 0,25 МэВ. Угловое распределение интенсивности рассеянного излучения определяются формулой Клейна–Нишины–Тамма:

$$I_{\theta_s} = I_0 \frac{3\sigma_0}{16\pi r^2} \cdot \frac{1 + \cos^2 \theta_s}{[1 + \alpha(1 - \cos \theta_s)]^3} \left\{ 1 + \frac{\alpha^2 (1 - \cos \theta_s)^2}{[1 + \alpha(1 - \cos \theta_s)](1 + \cos^2 \theta_s)} \right\}. \quad (2.2)$$

Где

$$\sigma_0 = 6,57 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2;$$

$r$  – расстояние до рассеивающего электрона, см;

$$\alpha = E_0 / m_0 c^2.$$

С ростом энергии первичного фотона сечение комптоновского рассеяния убывает приблизительно по закону  $1/E_0$ . Так как вероятность рассеяния зависит от плотности электронов в веществе поглотителя, макроскопическое сечение пропорционально  $\frac{\rho N_0 Z}{M}$ , где  $\rho$  – плотность,  $N_0$  – число Авогадро, а  $M$  – молекулярный вес вещества.

При больших энергиях фотоны в кулоновском поле ядра (реже – атомного электрона) могут образовать пару электрон–позитрон и передать им полностью свою энергию. Так как энергия покоя каждой из этих частиц равна 0,511 МэВ,

нижняя граница эффекта составляет 1,022 МэВ. Сечение образования пар медленно возрастает в интервале от 1,022 до 4,0 МэВ, а затем с ростом энергии возрастает примерно пропорционально  $\ln E_0$ . С ростом атомного номера  $Z$  вещества поглотителя сечение образования пар возрастает пропорционально  $Z^2 + Z$ . Образовавшиеся электрон и позитрон в процессе прохождения через вещество могут аннигилировать, порождая относительно жесткие кванты аннигиляции с энергией примерно 0,511 МэВ.

### 2.1.2 Математическая модель однократного рассеяния для моноэнергетического источника и источника с непрерывным спектром

Закономерность формирования потока обратно-рассеянного излучения изучалась для железа в диапазоне энергий от 0,01 до 1,333 МэВ, согласно наиболее общей геометрии формирования обратно рассеянного гамма-излучения приведена на рисунке 2.1.

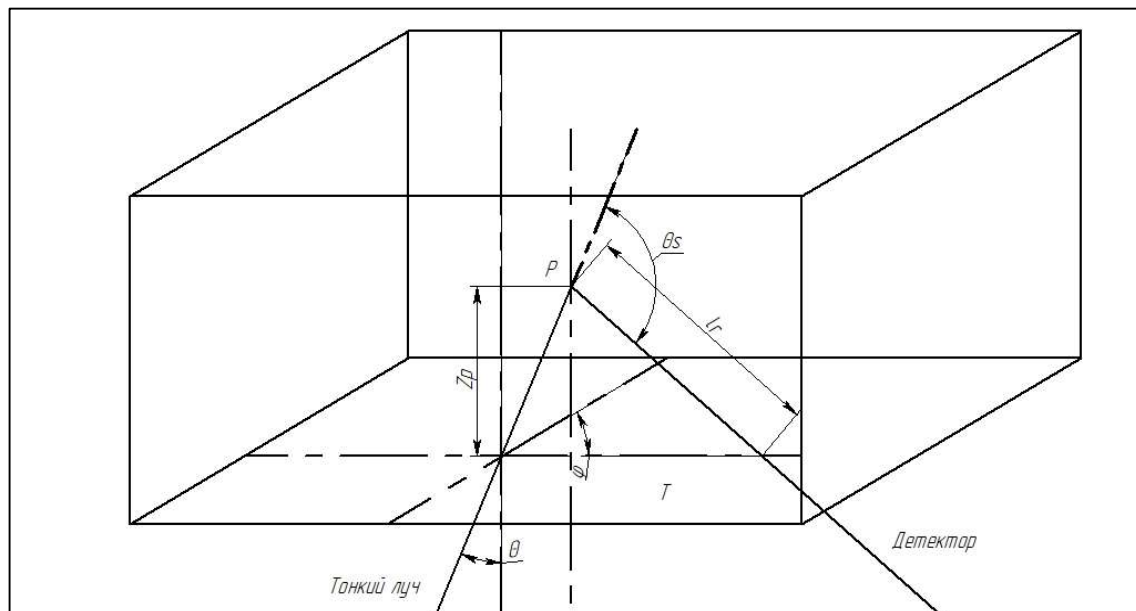


Рисунок 2.1 – Геометрия формирования обратно рассеянного гамма-излучения

На полубесконечную среду с плоской границей раздела под углом  $\theta$  к нормали (Рисунок 2.1), падает тонкий луч рентгеновского или гама-излучения с

эффективной энергией  $E_0$ . Отражающие свойства среды наиболее полно описываются дифференциальным альбедо.

Под этой величиной понимают вероятность выхода фотона вторичного излучения из вещества рассеивателя с энергией  $E_0$  в направлении  $\theta$  (полярный угол) и  $\varphi$  (азимутальный угол) в единицу телесного угла, отнесенную к фотону первичного излучения, имеющего энергию  $E_0$  и падающего на поверхность отражателя под углом  $\theta_s$ . Обозначают эту величину  $a(E_0, \theta, E, \theta_s, \varphi)$ . В этом определении не учитывается размытие по поверхности рассеивателя эффективной области, являющейся источником обратно рассеянного гамма-излучения, а также не введена зависимость от толщины и кривизны поверхности рассеивателя. Эти зависимости удобно рассмотреть отдельно.

Для решения практических задач вводятся следующие более общие дифференциальные характеристики:

1. дифференциальное дозовое альбедо

$$a_d(E_0, \theta, \theta_s, \varphi) = \frac{\int_0^{E_{\max}} E \cdot \mu_a(E) a(E_0, \theta, E, \theta_s, \varphi) dE}{E_0 \mu_a(E_0)} \quad (2.3)$$

где  $\mu_a$  – линейный коэффициент истинного поглощения энергии в воздухе;

2. Дифференциальное энергетическое альбедо (угловое распределение отраженной энергии)

$$a_e(E_0, \theta, \theta_s, \varphi) = \frac{\int_0^{E_{\max}} E \cdot a(E_0, \theta, E, \theta_s, \varphi) dE}{E_0} \quad (2.4)$$

3. Дифференциальное числовое альбедо (угловое распределение количества отраженных квантов)

$$a_n(E_0, \theta, \theta_s, \varphi) = \int_0^{E_{\max}} a(E_0, \theta, E, \theta_s, \varphi) dE \quad (2.5)$$

Рассмотрим геометрию формирования обратно-рассеянного излучения моноэнергетического источника рисунок 2.1.

Излучение с энергией  $E_0$  падает под произвольным углом  $\theta$  на границу рассеивателя, и проходит внутрь среды в виде тонкого луча. Основной вклад в обратно-рассеянное излучение дает однократное рассеяние, вследствие чего, далее будем считать, что сигнал, регистрируемый детектором, определяется квантами, рассеянными в направлении детектора из зоны РО (заштрихованная фигура).

Рассмотрим единичный элемент объема около произвольной точки  $P$  внутри рассеивающего объема. Число рассеянных квантов, попавших на детектор из точки  $P$  определяется ослаблением интенсивности первичного, пучка излучения с энергией  $E_0$  на пути  $z$ , вероятностью рассеяния в телесный угол  $\Delta\Omega$ , определяемый видимой из точки  $P$  поверхностью детектора, и ослаблением интенсивности рассеянного потока на пути  $l_r$  и геометрическим расхождением пучка от источника излучения.

Число квантов, попавших на детектор в элементе объема около точки  $P$  равно:

$$n_p(E_0, X_p, Z_p, Z) = n_0 \cdot \exp\left(-\mu_p(E_0, Z) \cdot \frac{Z_p}{\cos \theta}\right) \quad (2.6)$$

где:  $\mu_p$  – линейный коэффициент ослабления первичного излучения с энергией  $E_0$  в материале с плотностью  $\rho$  см<sup>-1</sup>;  $X$  – координата границы  $T$ .

Число квантов, рассеянных в элементе объема около  $P$  в направлении детектора:

$$n_{sp} \left( n_p, E_0, \frac{d\sigma}{d\Omega} \right) = n_p \cdot \frac{d\sigma(E_0)}{d\Omega} \quad (2.7)$$

где:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\alpha, \theta_s) = \frac{r_0^2}{2} \left\{ \frac{1}{\left[ 1 + \alpha(1 - \cos \theta_s)^2 \right]} \left[ 1 + \cos^2 \theta_s \frac{\alpha(1 - \cos \theta_s)^2}{1 + \alpha(1 - \cos \theta_s)} \right] \right\} \quad (2.8)$$

– дифференциальное сечение Клейна–Нишины–Тамма на один электрон для угла рассеяния  $\theta_s$ ,  $\alpha = \frac{E_0}{0,511}$ ;  $\frac{r_0^2}{2} = 3,9262 \cdot 10^{-26} (cm^2)$ ,  $r$  – радиус электрона.

Рассеянные на угол  $\theta_s$  кванты имеют энергию  $E_s$

$$E_s(E_0, \theta_s) = \frac{E_0}{1 + \frac{E_0}{0,511}(1 - \cos \theta_s)} \quad (2.9)$$

и их поток при движении к детектору будет ослабляться с линейным коэффициентом  $\mu_p(E_s, Z)$ , тогда полное число квантов, попавших на детектор из элемента объема около точки  $P$  равно:

$$dn_{sp}(E_0, X_p, Z_p, \theta_s) = n_{sp} \cdot n_i \left( n_p, E_0, \frac{d\sigma}{d\Omega} \right) \cdot \exp \left( \frac{-\mu_p(E_s) \cdot l_r}{\cos(180 - \theta_s)} \right) \quad (2.10)$$

где  $n_i = 0,6022 \cdot 10^{24} \frac{Z}{M} \rho$  – электронная плотность;

$Z$  – атомный номер элемента;

$M$  – атомная масса элемента.

Полное число квантов, пришедших в детектор, будет определяться интегрированием по части рассеивающего объема, расположенной ниже границы  $T$ .

### 2.1.3 Оптимизация энергии зондирующего излучения

Под оптимальной энергией понимается такая энергия первичного излучения  $E_0$ , которая обеспечивает получение на входе детектора максимальной скорости счета фотонов. Результирующее влияние энергии  $E_0$  складывается из двух факторов:

1. С увеличением  $E_0$  уменьшается сечение комптоновского рассеяния. Это приводит к уменьшению числа рассеянных квантов, выходящих из рассеивающего объема в направлении на детектор.
2. С увеличением  $E_0$  уменьшаются коэффициенты линейного ослабления первичного и рассеянного излучений. За счет этого увеличивается число квантов, пришедших в детектор из рассеивающего объема.

Так как эти факторы действуют в противоположных направлениях, то должен существовать оптимум по  $E_0$ , обеспечивающий максимум величины  $dn_{sp}$ . Анализ всех закономерностей проводился в приближении однократного рассеяния при нормальном падении зондирующего пучка излучения для энергий от 0,008 до 2,0 МэВ, глубин залегания РО от 0 до 20 мм, и углов рассеяния от 120 до 170 градусов. На следующих рисунках 2.2 и 2.3 приведены такие зависимости для железа.

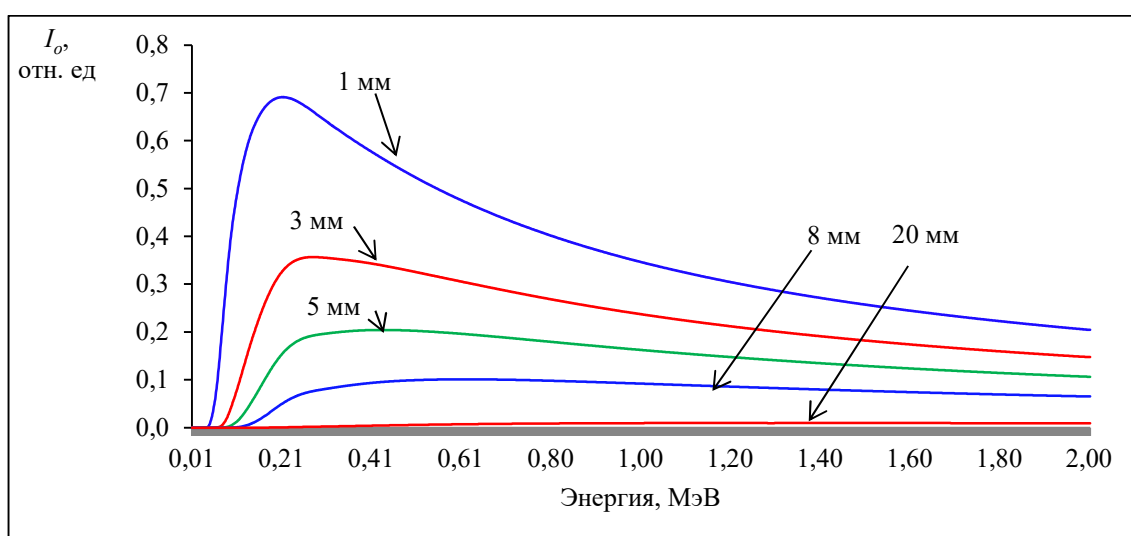


Рисунок 2.2 – Зависимость числового альбедо  $I_o$  от энергии для различных глубин залегания РО при угле рассеивания  $\theta_s$  равном  $135^\circ$ .

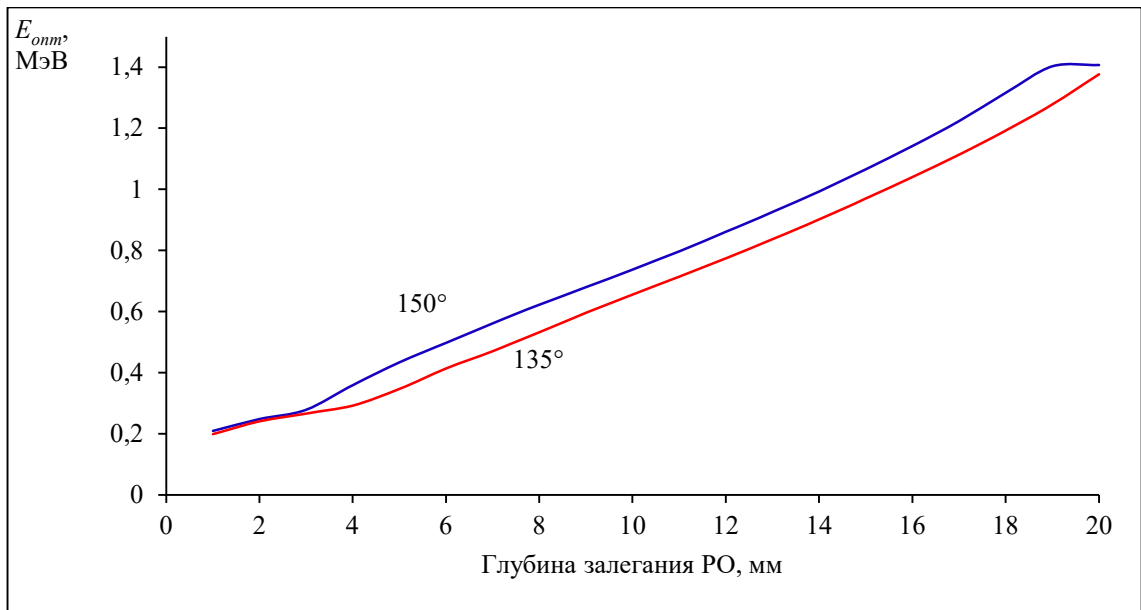


Рисунок 2.3 – Зависимость оптимальной энергии  $E_{opt}$  зондирующего излучения от глубины залегания РО.

Из рисунка 2.2 видно, что уже на глубине залегания РО равной 8 мм, максимум функции выделяется неявно.

Аналогичные зависимости получены при падении зондирующего пучка излучения под углом  $\theta$  к плоскости рассеивателя, и угле рассеивания  $\theta_s$  равном  $90^\circ$  (рисунки 2.4–2.6).

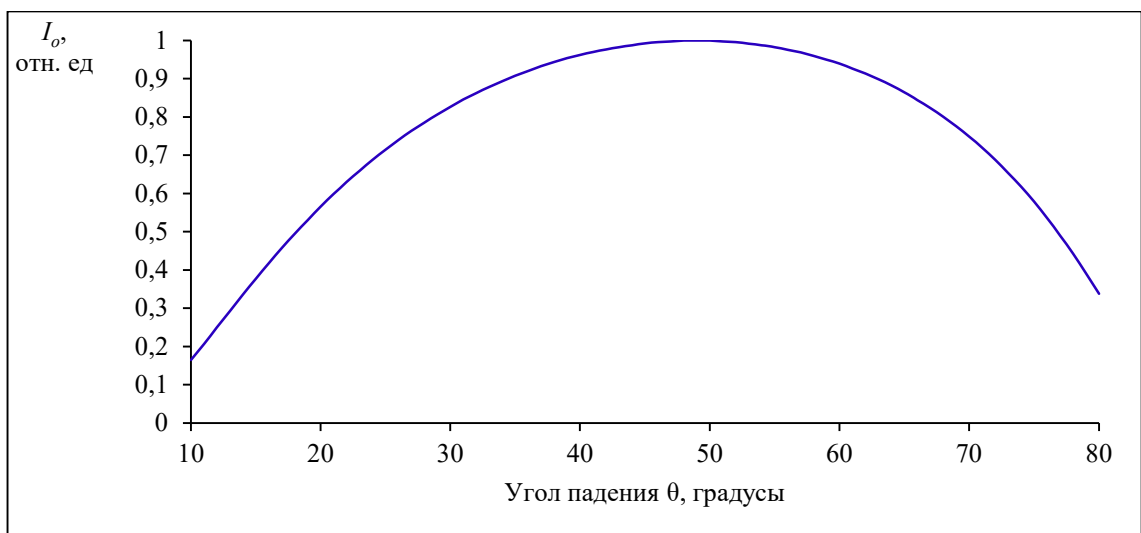


Рисунок 2.4 – Зависимость числового альбедо от угла падения зондирующего пучка излучения  $\theta$  к плоскости рассеивателя.

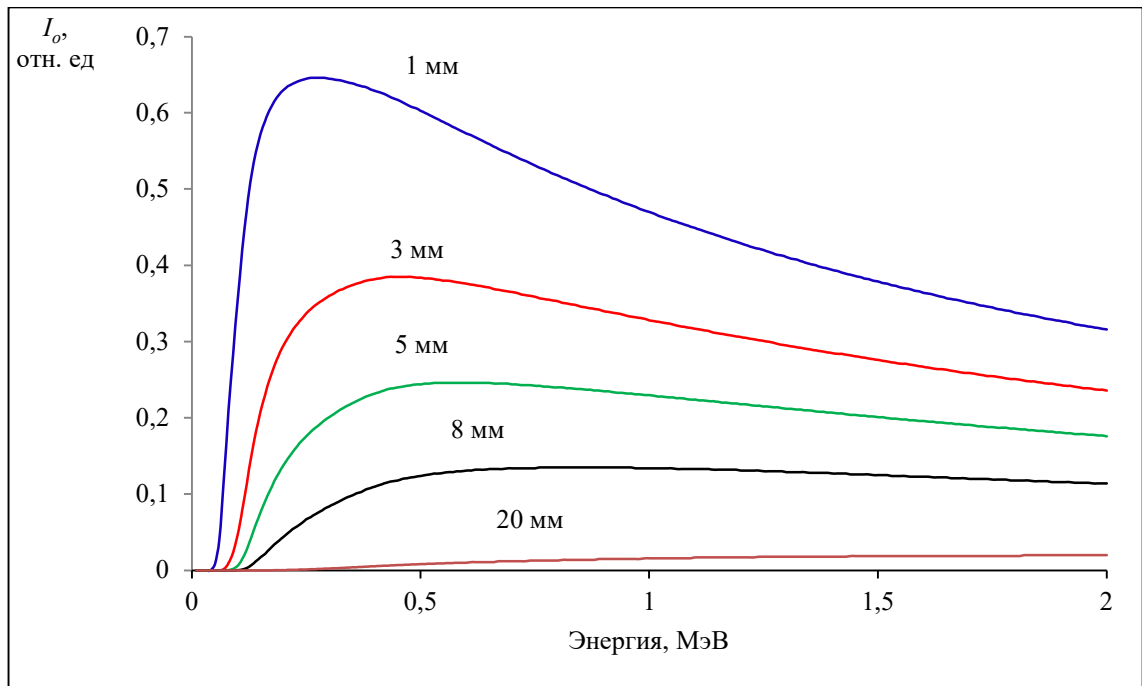


Рисунок 2.5 – Зависимость числового альbedo от энергии для различных глубин залегания РО при угле падения зондирующего пучка  $\theta$  к плоскости рассеивателя.

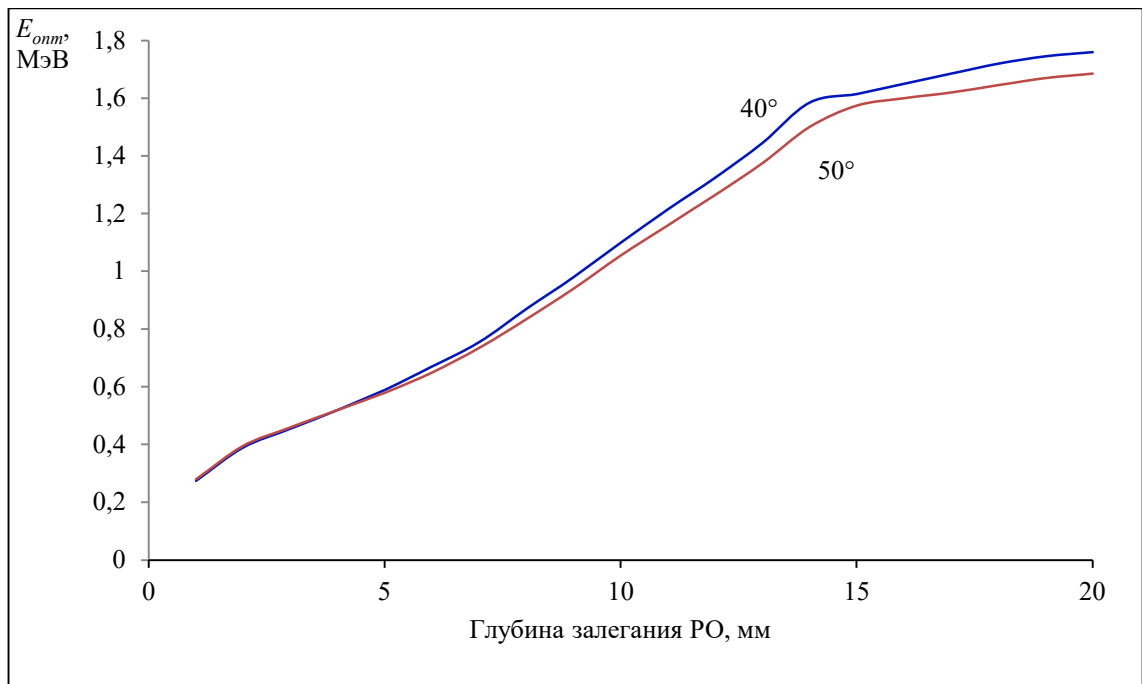


Рисунок 2.6 – Зависимость оптимальной энергии зондирующего излучения от глубины залегания РО при угле падения зондирующего пучка  $\theta$  к плоскости рассеивателя.

### 2.1.4 Источник с непрерывным спектром

Формула для вычисления энергетического спектра рентгеновского излучения  $f(E, E_{\max})$  имеет вид

$$f(E, E_{\max}) = \frac{(E_{\max} - E) \exp(-\mu_f(E)h_f)}{E \int_0^{E_{\max}} \frac{E_{\max} - E}{E} \exp(-\mu_f(E)h_f) dE}, \quad (2.11)$$

где:  $E_{\max}(B)$  – максимальное напряжение на рентгеновской трубке,  $\mu_f(E)$  – энергетическая зависимость линейного коэффициента ослабления (ЛКО) излучения для материала предварительного фильтра;  $h_f$  – толщина фильтра.

В качестве источника рентгеновского излучения рассматривалась рентгеновская трубка. В качестве материалов фильтрации рентгеновского излучения рассматривалась сама трубка с предварительным фильтром из меди толщиной 2 мм,  $h_{\text{масла}}=10$  мм,  $h_{\text{стекла}}=1$  мм. Анализ всех закономерностей проводился в приближении однократного рассеяния для напряжений на рентгеновской трубке от 10 до 1000 кВ, глубин залегания РО от 0 до 20 мм, и углов рассеяния от 120 до 170 градусов. На следующем рисунке 2.7 приведены такие зависимости для железа.

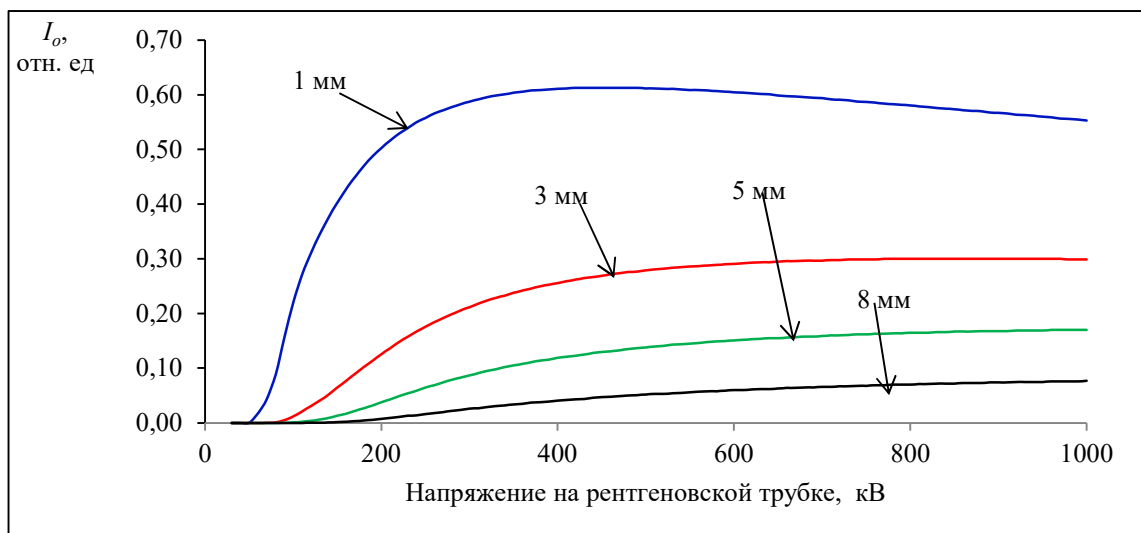


Рисунок 2.7 – Зависимость числового альбедо от напряжения на рентгеновской трубке для различных глубин залегания РО.

Максимум интенсивности обратно-рассеянного излучения в случае источника с непрерывным спектром неявный. Оптимальное напряжение на рентгеновской трубке зависит от материала предварительного фильтра рентгеновской трубки, вследствие чего ужесточение рентгеновского излучения приводит к уменьшению значения оптимального напряжения на рентгеновской трубке, но также приводит и к уменьшению интенсивности рентгеновского излучения за счет фильтрации. Учитывая, что, непрерывный спектр рентгеновского излучения от анода трубки зависит, в частности, от материала предварительного фильтра – оптимизация напряжения на рентгеновской трубке должна проводиться в каждом отдельном случае.

## 2.2 Анализ геометрий формирования рассеивающего объема

Одна из основных составляющих детектирующих систем, использующих обратно-рассеянное рентгеновское излучение (ОРРИ) – коллимационная система, обеспечивающая пространственное формирование первичного и рассеянного излучения (первичный и вторичный коллиматор). Ее основная характеристика – информационная способность, которая полностью определяется формой и размерами рассеивающего объема (РО), из которого собираются однократно рассеянные кванты [8-12].

Для описания информационной способности коллимационной системы введено понятие пространственно-статистической неопределенности (ПСН) по направлению сканирования  $\Delta$  ( $\Delta x$ ,  $\Delta y$ ,  $\Delta z$ ). [10]

Если учесть, что поток рассеянных квантов и квантов, попавших в детектор, описывается по закону Пуассона, то относительная статистическая погрешность измерения его интенсивности равна  $\delta_{ст} = \frac{1}{\sqrt{N}}$ , где  $N$  – количество квантов. Так как  $N$  пропорционально объёму  $V$  с учётом того, что размеры вокселя малы, то можно представить  $\delta_{ст}$  по следующей формуле

$$\delta_{cm} = \frac{K}{\sqrt{V}} \quad , \quad (2.12)$$

где  $K$  – коэффициент пропорциональности. Погрешность измерения координат или пространственная разрешающая способность в первом приближении определяется половиной ширины апертуры на полувысоте по заданному направлению (2.13)

$$\delta_p = \frac{\Delta l}{2} \quad .(2.13)$$

Результирующая пространственно-статистическая неопределенность апертуры  $\Delta$  может быть описана произведением  $\delta_{ct} \cdot \delta_p$  (2.2.14)

$$\Delta = \delta_{ct} \cdot \delta_p = \frac{\Delta l \cdot K}{2\sqrt{V}}. \quad (2.14)$$

Форма и размеры РО определяются формой и размером первичного и вторичного коллиматоров. Пространственно-статистическая неопределенность главным образом зависит от соотношения размеров первичного и вторичного коллиматоров. В качестве первичного коллиматора чаще всего используют “пинхол” [10], формирующий узкий “карандашный” пучок первичного (зондирующего) излучения. Вторичный коллиматор представляет собой “пинхол”, растянутый вдоль одной оси по направлению сканирования (щель).

### 2.3 Исследование апертурной функции РО с кольцевым и линейным детектором при нормальном падении зондирующего пучка излучения

Рассмотрим следующую геометрию формирования РО на рисунке 2.8.

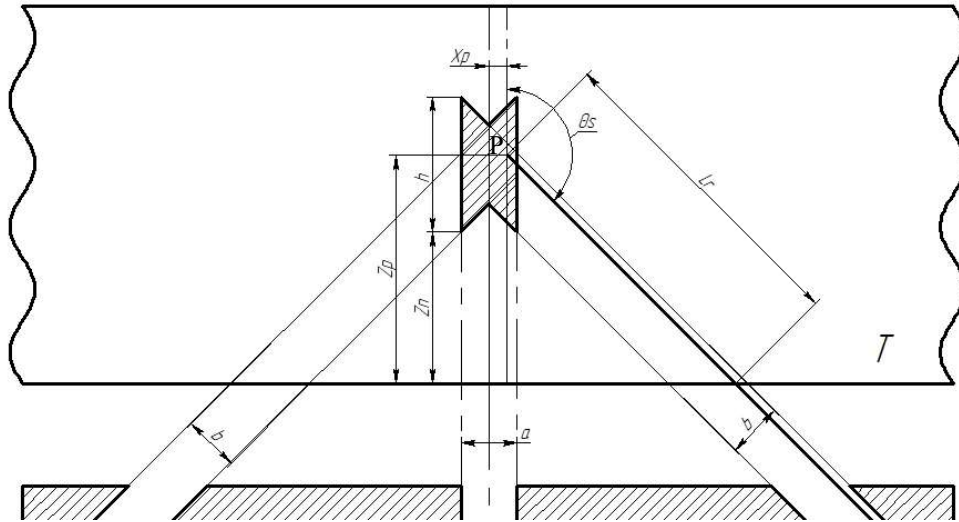


Рисунок 2.8. – Геометрия формирования потока обратно-рассеянного излучения.

Излучение с эффективной энергией  $E_{eff}$  от анода рентгеновской трубки падает перпендикулярно на границу  $T$ , и проходит внутрь среды в виде “карандашного” пучка, сформированного первичным коллиматором диаметром  $a$ . Рассеянный пучок формируется щелевым кольцевым вторичным коллиматором шириной  $b$ , формирующим зону чувствительности детектора. Основной вклад в обратно-рассеянное излучение дает однократное рассеяние, вследствие чего, далее будем считать, что сигнал, регистрируемый детектором, определяется квантами, рассеянными в направлении детектора из зоны РО (заштрихованная фигура).

Форма РО (Рисунок 2.9) зависит от соотношения размеров  $a$  и  $b$ : первый случай имеет место, если  $a < \frac{b}{\cos \alpha}$ ; второй случай – если  $a > \frac{b}{\cos \alpha}$ ; где  $\alpha = 180^\circ - \theta_s$ ,  $\theta_s$  – средний угол рассеяния.

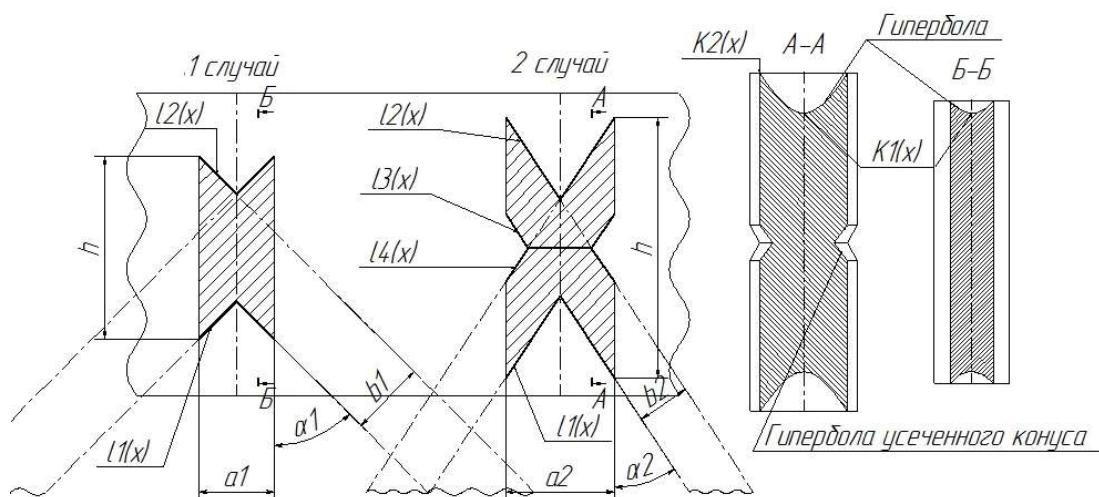


Рисунок 2.9. – Вариации РО.

Апертурные функции РО (АФРО) вдоль оси сканирования  $x$  определяются следующими уравнениями:

$$\varphi(x) = \left\{ \begin{array}{l} \frac{2b}{\sin \alpha}, \text{ нпу } 0 \leq x < 0.5a - \frac{0.5b}{\cos \alpha} \\ \frac{b + a \cdot \cos \alpha - 2x \cdot \cos \alpha}{\sin \alpha}, \text{ нпу } 0.5a - \frac{0.5b}{\cos \alpha} \leq x < 0.5a \\ \frac{b - a \cdot \cos \alpha + 2x \cdot \cos \alpha}{\sin \alpha}, \text{ нпу } 0.5a \leq x < 0.5a + \frac{0.5b}{\cos \alpha} \\ \frac{2b}{\sin \alpha}, \text{ нпу } 0.5a + \frac{0.5b}{\cos \alpha} \leq x < a \end{array} \right\} a > \frac{b}{\cos \alpha}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{b + a \cdot \cos \alpha - 2x \cdot \cos \alpha}{\sin \alpha}, \text{ нпу } 0 \leq x < 0.5a \\ \frac{b - a \cdot \cos \alpha + 2x \cdot \cos \alpha}{\sin \alpha}, \text{ нпу } 0.5a \leq x < a \end{array} \right\} a < \frac{b}{\cos \alpha}$$

(2.15)

Форма РО представляет собой фигуру, образованную при вращении вокруг своей оси сечения РО рисунка 2.9 согласно уравнению (2.15). Итоговая фигура представляет собой цилиндр, с вырезанными с торцовых частей конусами. Для исследования АФРО по оси  $x$  весь РО можно разделить на элементы. Так как

геометрический РО симметричен относительно оси  $z$ , то достаточно рассмотреть  $\frac{1}{4}$  часть РО. АФРО цилиндра определяется следующим уравнением:

$$\varphi_c(x) = \varphi_o(x) \cdot h \quad (2.16)$$

где:  $\varphi_o(x) = 2 \cdot \sqrt{\left(\frac{a}{2}\right)^2 - \left(x - \frac{a}{2}\right)^2}$  – апертурная функция окружности диаметром  $a$ ;

$h = \left(\frac{a}{\operatorname{tg} \alpha} + \frac{b}{\sin \alpha}\right)$  – высота РО. В данном случае под АФ цилиндра понимается

зависимость площади сечения цилиндра от координаты сечения, расположенной на окружности. Так как АФ цилиндра задается уравнением (2.16), необходимо получить соответствующие уравнение АФ для рисунков 2.9, в первом случае необходимо учесть “вырезанные” конусы с торцевой поверхности цилиндра, и, соответственно найти их АФ аналогично АФ цилиндра, и вычесть полученные АФ из АФ цилиндра. Во втором случае, необходимо провести аналогичные вычисления, а также учесть АФ усеченного конуса рисунок 2.9.

АФ вырезанного с торцевой грани конуса в первом случае определяется следующим уравнением:

$$\varphi_k(x) = \varphi_{ck}(x) - \varphi_g(x). \quad (2.17)$$

Здесь:

$$\varphi_{ck}(x) = \frac{a \cdot \varphi_o(x)}{2 \cdot \operatorname{tg} \alpha} \quad (2.18)$$

– апертурная функция цилиндра, пересекающего конус,  $\frac{a}{2 \cdot \operatorname{tg} \alpha}$  – высота конуса;

$$\varphi_g(x) = \begin{cases} \varphi_{gp}(x), & \text{при } 0 \leq x < 0.5a \\ \varphi_{gp}(a - x), & \text{при } 0.5a \leq x < a \end{cases} \quad (2.19)$$

Вследствие того, что в любой точке сечения конуса мы имеем результатом сечения гиперболу, то необходимо получить АФ этой гиперболы

– апертурная функция площади гиперболы, образованной при сечении конуса;

$$\varphi_{gp}(x) = 2 \int_0^{0,5\varphi_o(x)} k_1(x) \cdot \sqrt{1 + \frac{x^2}{k_2(x)^2}} dx \quad (2.20)$$

– уравнение гиперболы, образованной при сечении конуса,

$$k_1(x) = \frac{a - 2x}{2tg(180 - \theta_s)} - \text{уравнение вершины гиперболы,}$$

$k_2(x) = \frac{x}{2}$  – точка пересечения ветви гиперболы основания сечения конуса (рисунок 2.9), при значении  $\varphi_o(0.5a)$  – вырожденная гипербола.

Итоговое уравнение АФРО для  $a < \frac{b}{\cos\alpha}$ :

$$\Phi_1(x) = \varphi_c(x) - 2\varphi_k(x). \quad (2.21)$$

Для варианта РО при условии  $a > \frac{b}{\cos\alpha}$ , уравнение (2.17) будет дополняться следующим уравнением усеченного конуса:

$$\varphi_{uk}(x) = \varphi_{cu}(x) - \varphi_{gu}(x). \quad (2.22)$$

Здесь:

$$\varphi_{cu}(x) = \varphi_o(x) \cdot \left( \frac{a}{2 \cdot \operatorname{tg} \alpha} - \frac{b}{2 \cdot \sin \alpha} \right) \quad (2.23)$$

– апертурная функция цилиндра, пересекающего усеченный конус;

$$\varphi_{gu}(x) = \begin{cases} \varphi_{gpi}(x), & \text{при } 0 \leq x < 0.5a \\ \varphi_{gpi}(a - x), & \text{при } 0.5a \leq x < a \end{cases} \quad (2.24)$$

– апертурная функция площади гиперболы, образованной при сечении конуса;

$$\varphi_{gru}(x) = \begin{cases} \varphi_k(x), \text{ при } 0 \leq x < 0.5a - \frac{b}{2 \cdot \cos \alpha} \\ \varphi_k(x) - \left( \frac{b}{\sin \alpha} \cdot k_3(x) - 2 \int_0^{k_3(x)} k_1(x) \cdot \sqrt{1 + \frac{x^2}{k_2(x)^2}} dx \right), \text{ при } 0.5a - \frac{b}{2 \cdot \cos \alpha} \leq x < 0.5a \end{cases}$$

(2.25)

– уравнение гиперболы, образованной при сечении усеченного конуса, где:

$$k_3(x) = \sqrt{\frac{b^2 \cdot k_2(x)^2}{4k_1(x)^2 \sin^2 \alpha} - k_2(x)^2} - \text{предел интегрирования.}$$

Итоговое уравнение для второго случая:

$$\Phi_2(x) = \varphi_c(x) - 2[\varphi_k(x) + \varphi_{uk}(x)]. \quad (2.26)$$

Уравнение 2.26 представлено в виде рисунка 2.10.

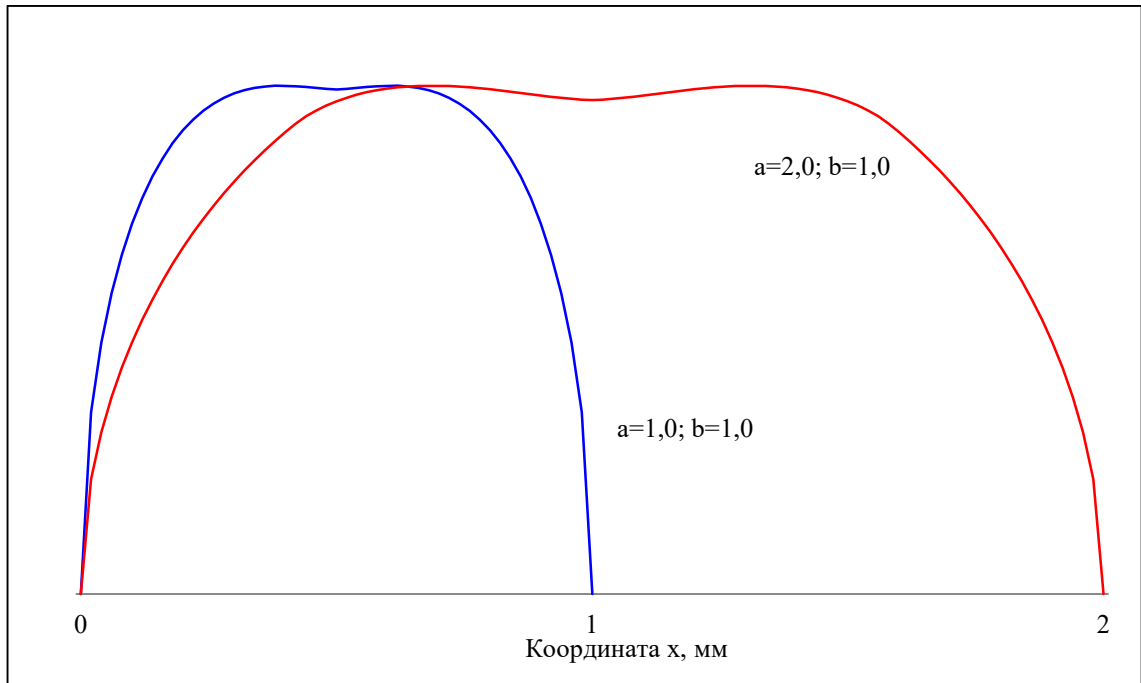


Рисунок 2.10 – Пример АФРО по уравнениям 2.21 и 2.26.

АФРО для 2 случая при  $a > \frac{b}{\cos \alpha}$  имеет 2 явных максимума, что является

не предпочтительным для систем сканирования. Вследствие чего, анализ объемно-пространственной неопределённости проведен для первого случая по следующим параметрам (рисунок 2.11). Диапазон изменения диаметра пинхола первичного коллиматора и щели вторичного коллиматора изменяется от 0,4 до 2,0 мм, угол равен  $135^\circ$ .

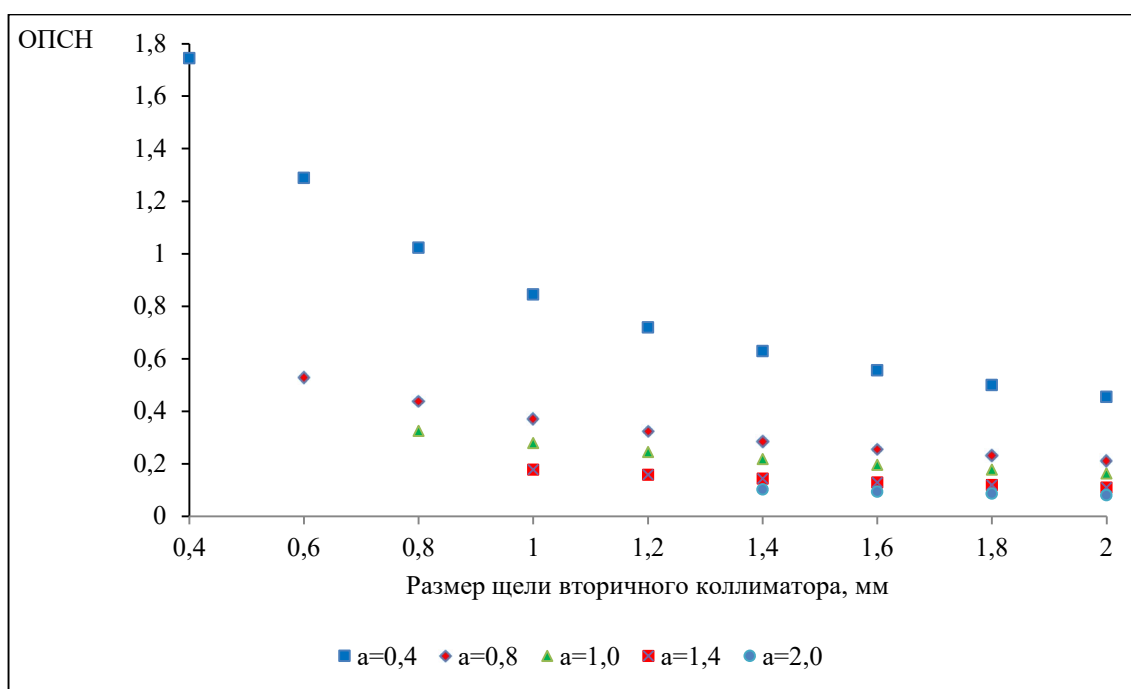


Рисунок 2.11 – Зависимость ОПСН от диаметров пинхола первичного и вторичного коллиматора при угле детектирования  $135^\circ$ .

Форма РО в случае линейного детектора схожа с РО с кольцевым детектором. В данном случае АФРО описывается уравнением:

$$\Phi_3(x) = \varphi(x) \cdot \varphi_o(x). \quad (2.27)$$

АФРО (2.27) имеет два максимума независимо от соотношения параметров КС. Учитывая ослабление рабочего пучка излучения по мере прохождения вглубь объекта рассмотрим на рисунке 2.8 точку  $P$ , координаты которой определяются величиной  $z_n$ , зависящей от расположения РО по высоте среды, величиной  $z_p$ , определяющей конкретное положение точки, и величиной  $x_p$ . По мере удаления точки  $P$  вглубь объекта, интенсивность обратно-рассеянного

излучения от точки  $P$  будет экспоненциально убывать, вследствие чего, действительный РО будет деформироваться. Для учета данного фактора необходимо рассмотреть зависимость интенсивности излучения на детекторе:

$$I(z, E_{eff}) = I_0(E_{eff}) \cdot \exp \left( -(z + zn) \left[ \mu_1(E_{eff}) + \frac{\mu_2(E_p)}{\cos \alpha} \right] \right) \quad (2.28)$$

Здесь:

$I_0$  – первоначальная интенсивность излучения;

$\mu_1(E_{eff})$  и  $\mu_2(E_p)$  – линейные коэффициенты ослабления первичного излучения и рассеянного от изделия соответственно;

$\frac{z}{\cos \alpha}$  – путь, пройденный квантом при выходе из среды.

Так как интенсивность  $I(z, E_{eff})$  не зависит от координаты  $x$ , определим полную  $I(z, E_{eff})$  для РО с учетом геометрической цилиндрической формы РО. Для этого рассмотрим следующие уравнения, задающие геометрию РО для случая  $a < \frac{b}{\cos \alpha}$

рисунок 2.9:

$$l_1(x) = \begin{cases} \frac{x}{\operatorname{tg} \alpha}, & \text{для } 0 \leq x < 0.5a \\ \frac{a-x}{\operatorname{tg} \alpha}, & \text{для } 0.5a \leq x < a \end{cases}; l_2(x) = \begin{cases} \frac{b + a \cos \alpha - x \cos \alpha}{\sin \alpha}, & \text{для } 0 \leq x < 0.5a \\ \frac{b + x \cos \alpha}{\sin \alpha}, & \text{для } 0.5a \leq x < a \end{cases} \quad (2.29)$$

И для случая  $a > \frac{b}{\cos \alpha}$  рисунок 2.9:

$$l_3(x) = \begin{cases} \frac{b}{\sin\alpha} + \frac{x}{\operatorname{tg}\alpha}, & \text{для } 0 \leq x < \frac{a}{2} - \frac{b}{2\cos\alpha} \\ \frac{a}{2\operatorname{tg}\alpha} + \frac{b}{2\sin\alpha}, & \text{для } \frac{a}{2} - \frac{b}{2\cos\alpha} \leq x < \frac{a}{2} + \frac{b}{2\cos\alpha}; \\ \frac{a}{\operatorname{tg}\alpha} + \frac{b}{\sin\alpha} - \frac{x}{\operatorname{tg}\alpha}, & \text{для } \frac{a}{2} + \frac{b}{2\cos\alpha} \leq x < a \end{cases}$$

$$l_4(x) = \begin{cases} \frac{a-x}{\operatorname{tg}\alpha}, & \text{для } 0 \leq x < \frac{a}{2} - \frac{b}{2\cos\alpha} \\ \frac{a}{2\operatorname{tg}\alpha} + \frac{b}{2\sin\alpha}, & \text{для } \frac{a}{2} - \frac{b}{2\cos\alpha} \leq x < \frac{a}{2} + \frac{b}{2\cos\alpha} \\ \frac{2bx - 2ax(\sin^2\alpha - 1) + 4bx\left(\sin\left(\frac{\alpha}{2}\right)^2 - 1\right)}{a\sin(2\alpha) - 2b\sin\alpha}, & \text{для } \frac{a}{2} + \frac{b}{2\cos\alpha} \leq x < a \end{cases}$$

(2.30)

С учетом (2.29) и (2.30) полная интенсивность  $I(z, E_{\text{eff}})$  по оси  $z$  в зависимости от  $x$  будет равна:

$$I(z, E_{\text{eff}}) = \begin{cases} \int_0^{l_2(z)} I(z, E_{\text{eff}}) dz - \int_0^{l_1(z)} I(z, E_{\text{eff}}) dz, & \text{для } a < \frac{b}{\cos\alpha} \\ \int_0^{l_3(z)} I(z, E_{\text{eff}}) dz + \int_0^{l_2(z)} I(z, E_{\text{eff}}) dz - \int_0^{l_4(z)} I(z, E_{\text{eff}}) dz - \int_0^{l_1(z)} I(z, E_{\text{eff}}) dz, & \text{для } a > \frac{b}{\cos\alpha} \end{cases}$$

(2.31)

В итоге получим уравнения АФРО с учетом геометрического ослабления в среде

$$\begin{aligned} \Phi_{1d} &= I_n(x, E_{\text{eff}}) \cdot \Phi_1; \\ \Phi_{2d} &= I_n(x, E_{\text{eff}}) \cdot \Phi_2. \end{aligned}$$

(2.32)

## 2.4 Исследование апертурной функции РО при падении зондирующего пучка излучения под углом $\theta$ к рассеивателю

Рассмотрим следующую геометрию формирования РО рисунок 2.12

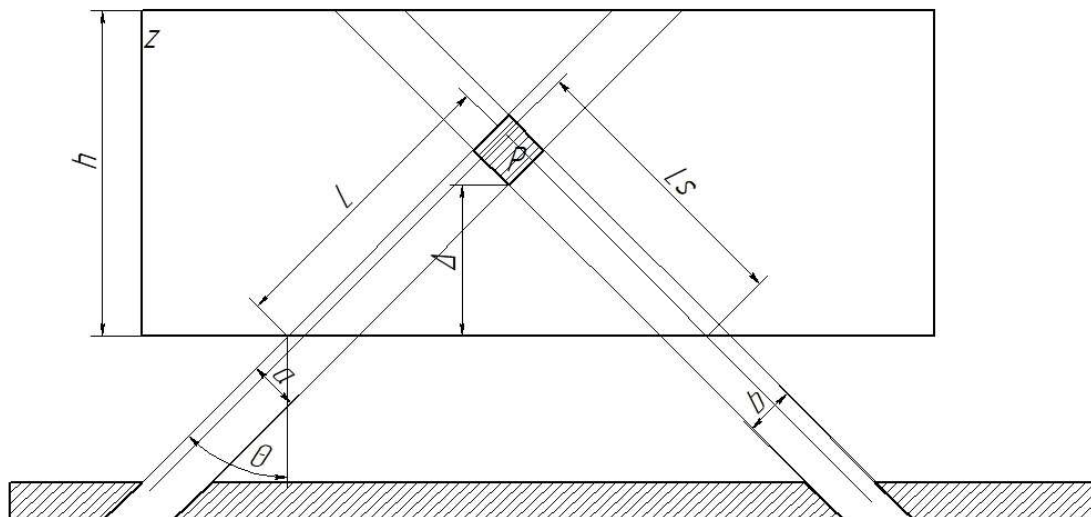


Рисунок 2.12. – Геометрия формирования потока обратно-рассеянного излучения.

Уравнения АФРО имеют следующий вид:

$$\varphi(x) = \left\{ \begin{array}{l} x \cdot \operatorname{ctg} \theta + x \cdot \operatorname{tg} \theta, \text{ для } 0 \leq x < a \cdot \cos \theta \\ \frac{a}{\sin \theta}, \text{ для } a \cdot \cos \theta \leq x < b \cdot \sin \theta \\ \frac{2 \cdot a \cdot \cos \theta - x + b \cdot \sin \theta}{\sin 2\theta}, \text{ для } b \cdot \sin \theta \leq x < b \cdot \sin \theta + a \cdot \cos \theta \end{array} \right\} \quad \left. \begin{array}{l} \\ \\ \end{array} \right\} \text{ для } \theta > 45^\circ$$

$$\varphi(x) = \left\{ \begin{array}{l} x \cdot \operatorname{ctg} \theta + x \cdot \operatorname{tg} \theta, \text{ для } 0 \leq x < b \cdot \sin \theta \\ \frac{b}{\cos \theta}, \text{ для } b \cdot \sin \theta \leq x < a \cdot \cos \theta \\ \frac{2 \cdot a \cdot \cos \theta - x + b \cdot \sin \theta}{\sin 2\theta}, \text{ для } a \cdot \cos \theta \leq x < b \cdot \sin \theta + a \cdot \cos \theta \end{array} \right\} \quad \left. \begin{array}{l} \\ \\ \end{array} \right\} \text{ для } \theta \leq 45^\circ$$

(2.33)

Размеры первичного и вторичного коллиматоров примем равными между собой, в таком случае полуширина на полувысоте апертуры будет минимальной.

Исходя из самого понятия РО конечных размеров, следует, что по мере прохождения зондирующего пучка излучения вглубь объекта, а также его последующего рассеяния, АФРО будет несколько деформироваться, вследствие ослабления излучения. Вследствие чего, ОПСН также будет изменяться в зависимости от глубины залегания РО (рисунок 2.13 и 2.14).

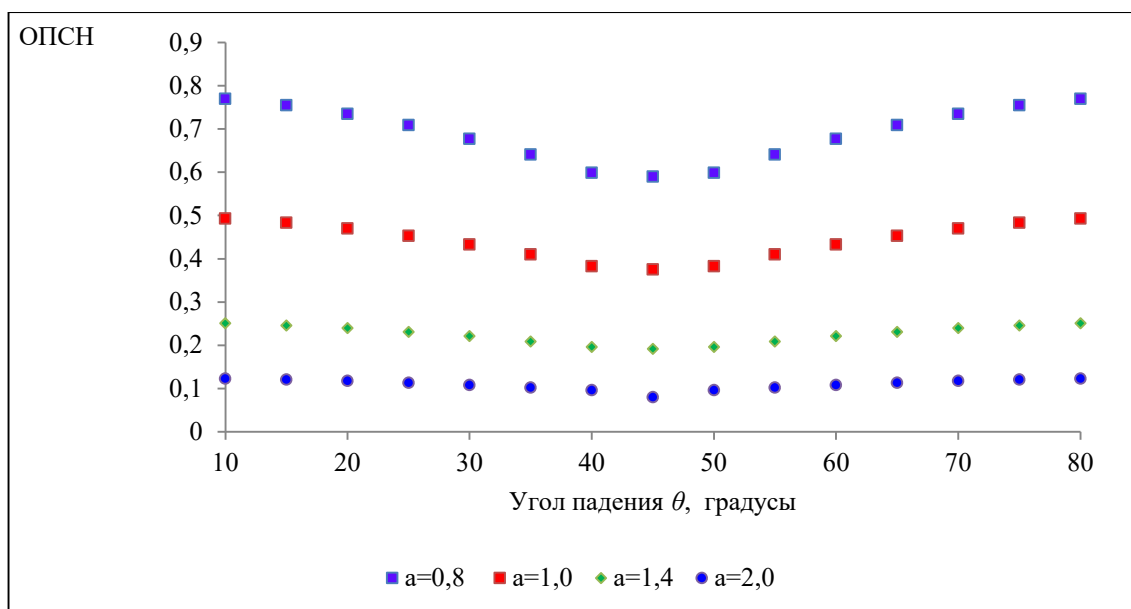


Рисунок 2.13 – Зависимость ОПСН от диаметров первичного и вторичного коллиматора при угле детектирования  $90^\circ$ .

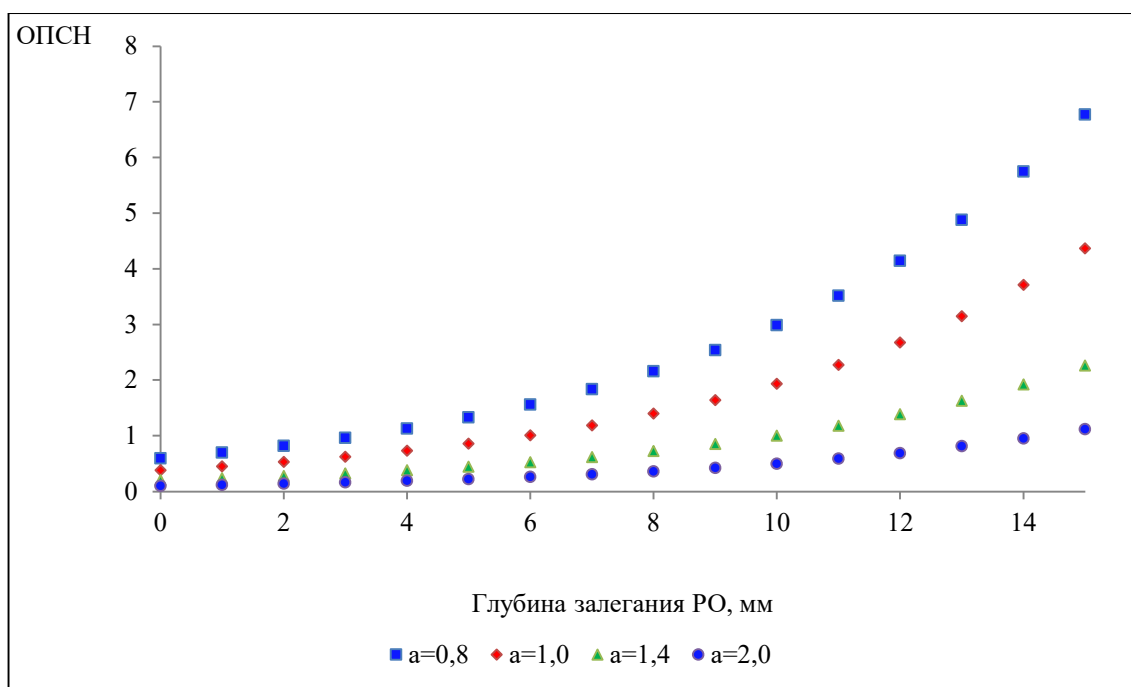


Рисунок 2.14 – Зависимость ОПСН от глубины залегания РО при угле падения зондирующего пучка  $\theta 45^\circ$  и угле детектирования  $90^\circ$ .

## 2.5 Оценка вклада многократного рассеяния

Среди ряда факторов, вносящих искажение в полезный сигнал, регистрируемый детектором (однократное рассеяние в элементе объема), выделим два основных, вклад которых наиболее существенен – во-первых, утечка квантов источника непосредственно на детектор, внешний естественный радиационный фон, вторичное излучение контролируемого объекта и, во-вторых, многократное рассеяние квантов первичного излучения. Суммарный вклад первых факторов не превышает обычно 1 – 3% и может быть существенно уменьшен выбором оптимальной конструкции детекторного блока.

Для учета вклада многократного рассеяния зондирующего пучка излучения воспользуемся методом Монте–Карло по следующему алгоритму (рисунок 2.15):

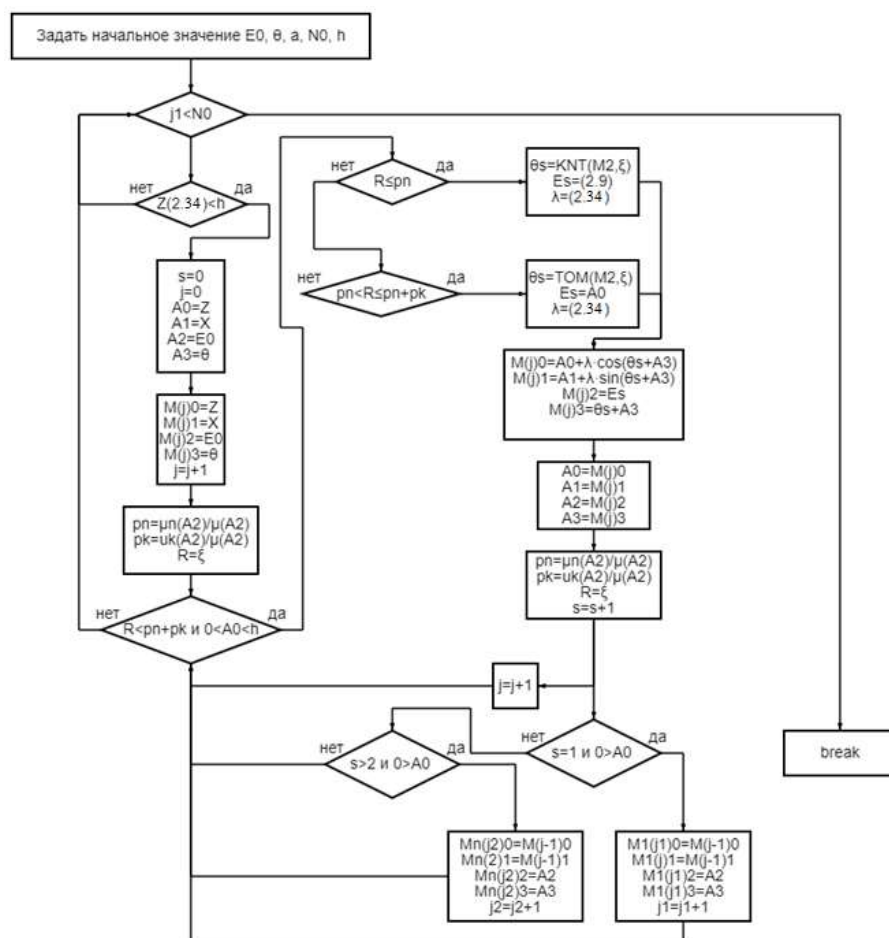


Рисунок 2.15 – Алгоритм.

где:

$$Z(E_0, \theta) = \frac{-1}{\mu(E_0)} \ln(\xi) \cdot \cos \theta, \quad (2.34)$$

$\xi$  – равномерно распределенная случайная величина (РРСВ), изменяющаяся в диапазоне от 0 до 1, сгенерированная генератором псевдослучайных чисел (ГСПЧ);

$\text{TOM}(E, \xi)$  – функция распределения угла рассеяния для когерентного рассеяния;

$\text{KNT}(E, \xi)$  – функция распределения угла рассеяния для некогерентного рассеяния;

$Z$  – первоначальное положение фотона по оси  $Z$  в ОК;

$\lambda$  – длина свободного пробега фотона после взаимодействия;

$X$  – положение фотона относительно коллиматора;

$E_0$  – первоначальная энергия фотона;

$\theta$  – угол падения фотона;

$\mu_n, \mu_k$  – ЛКО для некогерентного и когерентного рассеяния соответственно;

$N_0$  – количественно однократно рассеянных фотонов, необходимое для завершения цикла моделирования;

$a$  – размер первичного коллиматора.

Геометрия моделирования – согласно рисунку 2.8 со следующими параметрами: диаметр первичного коллиматора 2 мм; ширина щели вторичного коллиматора 1 и 2 мм; угол рассеяния  $135^\circ$ . Рассматривались также 2 случая – первый с использованием монохроматического излучения  $^{192}\text{Ir}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{60}\text{Co}$ , второй с использованием непрерывного спектра рентгеновского излучения от рентгеновской трубки с ранее указанными параметрами в диапазоне напряжений на рентгеновской трубке – 100; 200; 300; 450; 1000 кВ. Также геометрия согласно

рисунку 2.12 с аналогичными параметрами при угле падения зондирующего пучка излучения  $45^\circ$

Вычислялись:

- количество квантов, попавших в детектор после однократного рассеяния в барьере (сигнал);
- количество квантов, попавших в детектор после двух и более актов рассеяния (шум);
- отношение числа однократно-рассеянных квантов к числу многократно-рассеянных (отношение сигнал/шум);
- спектр однократно рассеянного излучения и многократно рассеянного излучения.

Общее количество попавших квантов в детектор принято  $10^6$ , при соответствующей погрешности  $\frac{1}{\sqrt{N}} = 0,1\%$ . К

Количество многократно рассеянных квантов с ростом залегания РО экспоненциально уменьшается (рисунок 2.16), но с показателем экспоненты меньшим, чем для однократно рассеянных квантов. ОСШ с ростом глубины залегания РО уменьшается экспоненциально (рисунок 2.17). ОСШ широкого пучка несколько выше, чем для радионуклидных источников (рисунок 2.18 и 2.19), но, начиная с глубины залегания РО 7-8 мм ситуация обратная. Данный факт связан с фильтрацией многократно рассеянного излучения с ростом глубины.

Несмотря на неудовлетворительные значения ОСШ начиная с глубины залегания РО 5 мм для любых источников, возможно применение ряда методов для повышения ОСШ. Спектр рассеянного из РО излучения для широкого пучка (рисунок 2.21 и 2.23) принципиально похож, независимо от напряжения на трубке. Максимумы спектров однократно и многократно рассеянного излучения для широкого пучка, независимо от угла падения зондирующего пучка

излучения, лежат в одних областях энергий. Спектры однократно и многократно рассеянного излучения цезия-137 при нормальном падении и при падении под углом  $\theta$  отличаются между собой (рисунки 2.20 и 2.22). Спектр многократно рассеянного излучения в случае нормального падения зондирующего пучка излучения уже, чем для падения под углом  $\theta$ .

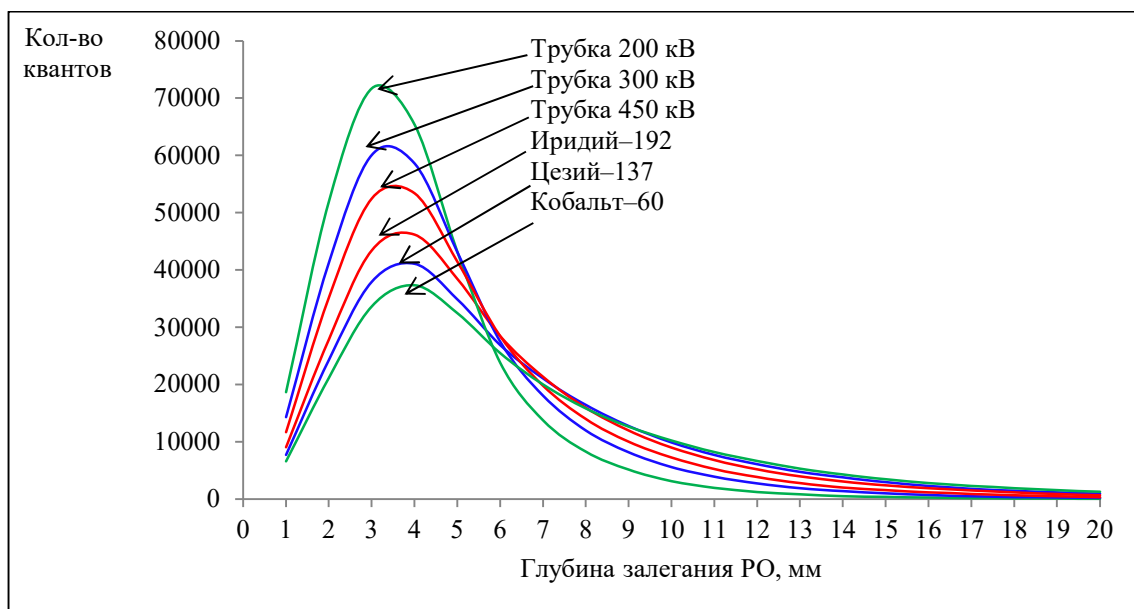


Рисунок 2.16 – Зависимость сигнала от глубины залегания РО.

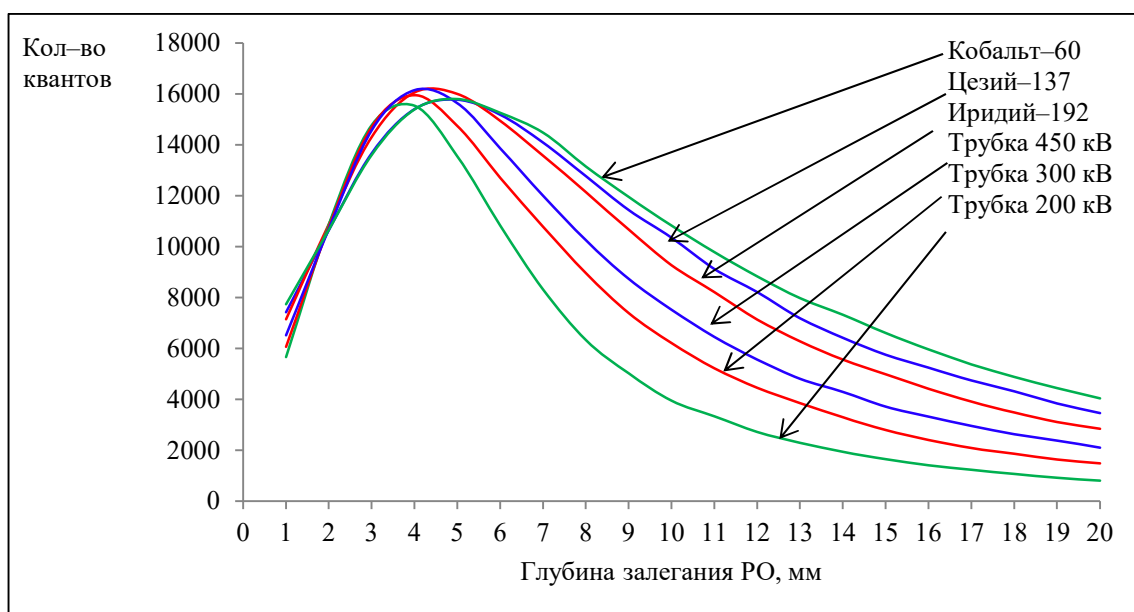


Рисунок 2.17 – Зависимость уровня шума от глубины залегания РО.

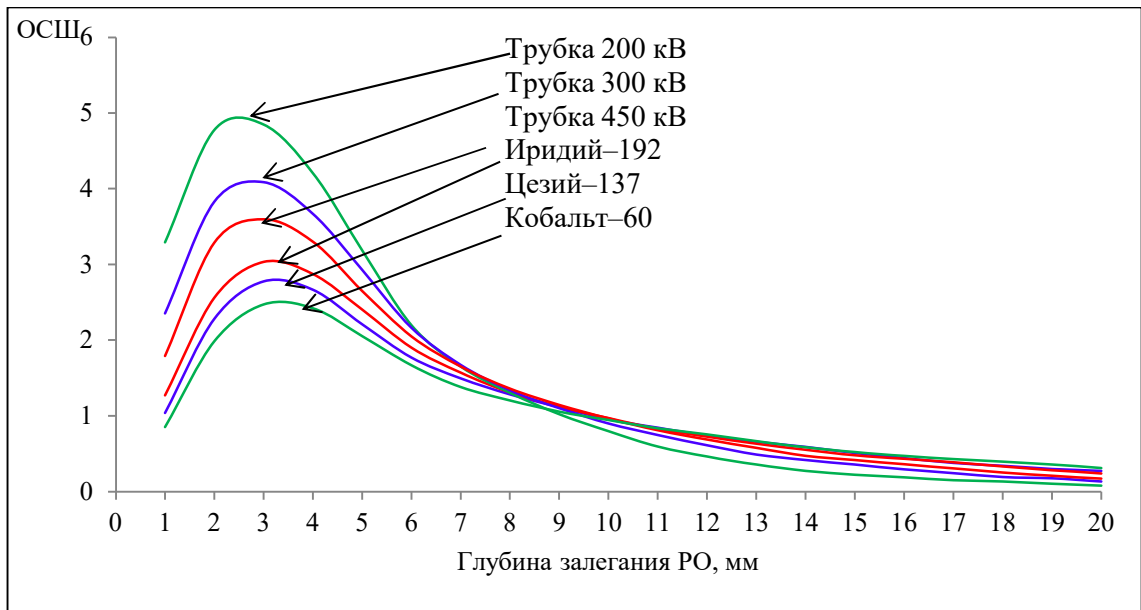


Рисунок 2.18 – Зависимость ОСШ от глубины залегания РО.

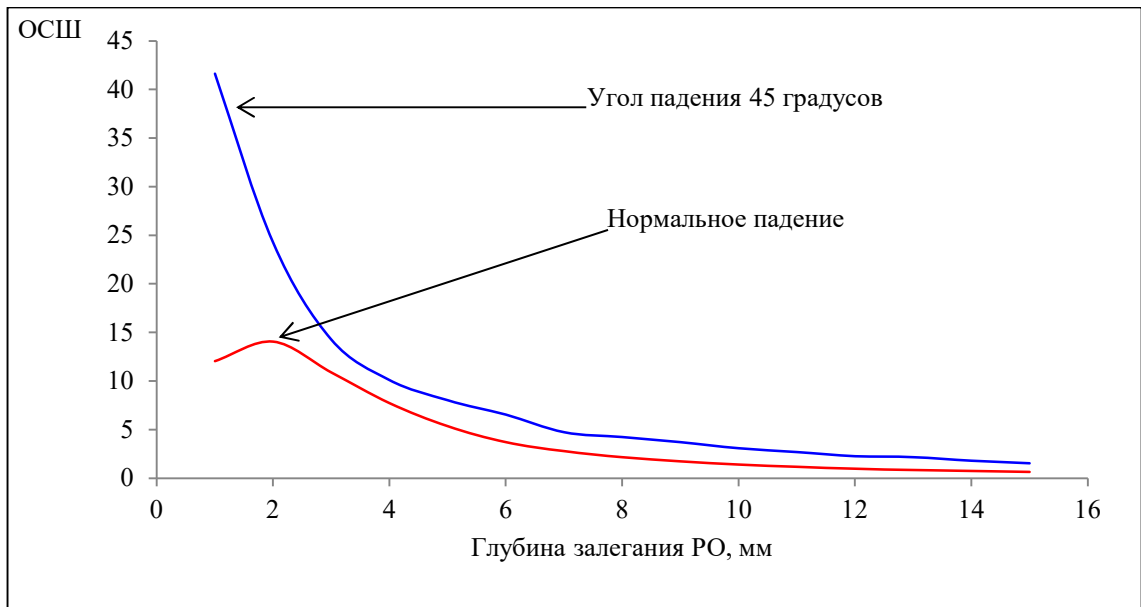
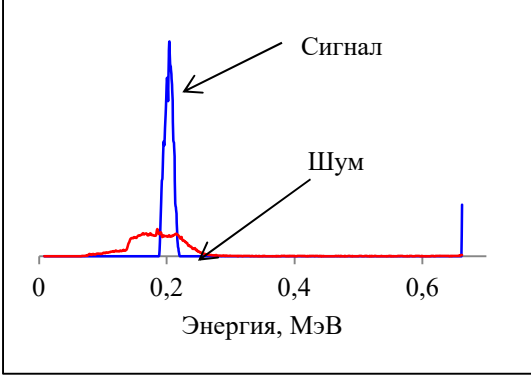
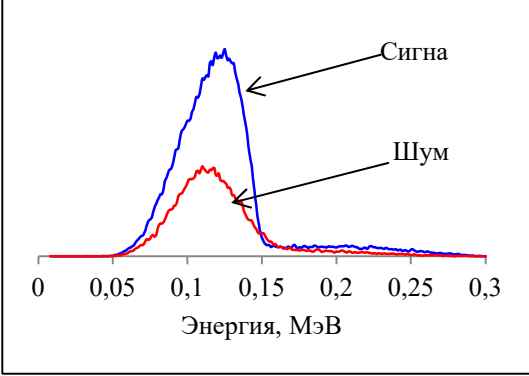
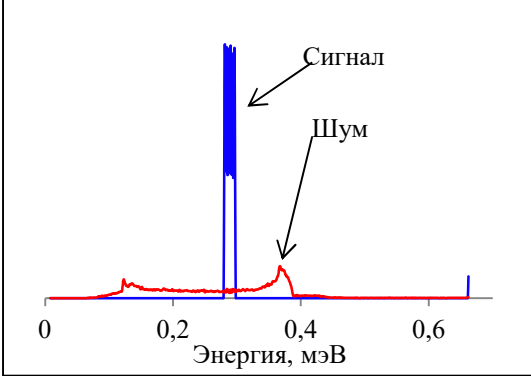
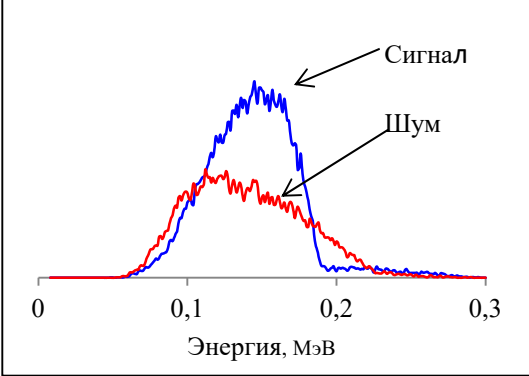


Рисунок 2.19 – ОСШ для Цезия-137 при “фильтрации” спектра рассеянного излучения для фиксированной энергии при известном угле рассеяния с разрешением 10% по энергии для ВГО.

|                                                                                                                                      |                                                                                                                                       |
|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
|                                                     |                                                     |
| <p>Рисунок 2.20 – Спектр рассеянного из РО излучения Цезия – 137</p>                                                                 | <p>Рисунок 2.21 – Спектр рассеянного из РО излучения трубки 300 кВ</p>                                                                |
|                                                    |                                                    |
| <p>Рисунок 2.22 – Спектр рассеянного из РО излучения Цезия – 137 при угле падения первичного пучка 45° и угле детектирования 90°</p> | <p>Рисунок 2.23 – Спектр рассеянного из РО излучения трубки 300 кВ при угле падения первичного пучка 45° и угле детектирования 90</p> |

## Выводы по главе 2

1. Получена АФРО для кольцевого детектора, позволяющая подобрать оптимальное соотношение размеров первичного и вторичного коллиматора, а также угол сбора квантов, при нормальном падении зондирующего пучка излучения.
2. Основное влияние на ОПСН оказывает величина первичного коллиматора при нормальном падении зондирующего пучка излучения, размеры первичного и вторичного коллиматоров необходимо подбирать исходя из конкретной задачи.
3. ОПСН для нормального падения зондирующего пучка излучения и под углом  $\theta$  для одинакового соотношения размеров коллиматоров одинаково.

Падение зондирующего пучка излучения под углом  $45^\circ$  является предпочтительным, с точки зрения формы РО и ОПСН.

4. Повысить ОСШ возможно путем применения радионуклидного источника Цезий-137 и проведением спектрометрии (рисунок 2.22), так для нормального падения ширина спектра рассеянного излучения оказывается заметно уже, чем для спектра рассеянного излучения при угле падения зондирующего пучка излучения под углом  $45^\circ$ .
5. Использование в качестве источника зондирующего излучения радионуклидных источников является предпочтительным, так как спектр любого радионуклидного источника достоверно известен, спектр же источника с непрерывным спектром, однозначно определить заранее представляет собой трудную задачу, еще более трудную задачу представляет собой определить спектр обратно-рассеянного излучения от источника с непрерывным спектром.
6. Вследствие деформации РО по мере увеличения глубины залегания РО, размер вторичного коллиматора необходимо увеличивать.

### ГЛАВА 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Основное назначение детектирующей системы – определить координату точки вылета рассеянного кванта, направление вылета и его энергию. При этом детектор должен регистрировать каждый попавший в его рабочий объем фотон, т.е. иметь максимально-возможную эффективность.

Повышение эффективности регистрации рассеянных квантов возможно за счет рационального выбора типа детектора, геометрии и размеров регистрирующей области. Наибольшая эффективность регистрации фотонов в области энергий до 1 МэВ достигается с применением сцинтилляционных детекторов, поэтому они используются во всех известных компьютерных томографах [9].

Вторая составляющая детектирующей системы – коллимационная система (КС). Ее основная характеристика – информационная способность, которая полностью определяется формой и размерами РО, из которого собираются однократно рассеянные кванты.

При сканировании объекта рассеивающим объемом (РО) возможны две ситуации:

- 1) Размеры РО малы по сравнению с размерами неоднородностей плотности. В этом случае плотность среды в пределах РО постоянна (хотя бы по одной координате). Такой случай имеет место при контроле слоистых конструкций, когда отклонения плотности в пределах каждого слоя малы. Цель контроля – определить правильность чередования слоев и определить плотность каждого слоя в среднем, т.е. интегрально.

- 2) Размеры РО сравнимы, либо превышают линейные размеры неоднородностей плотности.

Экспериментальные исследования проводились с использованием модернизированного рентгеновского аппарата РАП-300-5 и сцинтиллятором

BGO в качестве детектора. Геометрия коллимационной системы, используемая в экспериментальном исследовании, представлена на рисунке 3.1 и 3.2.

Цель экспериментальных исследований заключалась в определении следующих параметров системы:

- 1) экспериментальная оценка эффективности способов сканирования;
- 2) экспериментальное определение зоны чувствительности блока детекторов (БД);
- 3) определение распределения интенсивности обратно рассеянного излучения по высоте детекторного блока;
- 4) определение аппаратной погрешности;
- 5) определение статистической погрешности;
- 6) определение предельно возможной контролируемой толщины;
- 7) определение размеров минимального выявляемого дефекта в зависимости от глубины залегания рассеивателя.

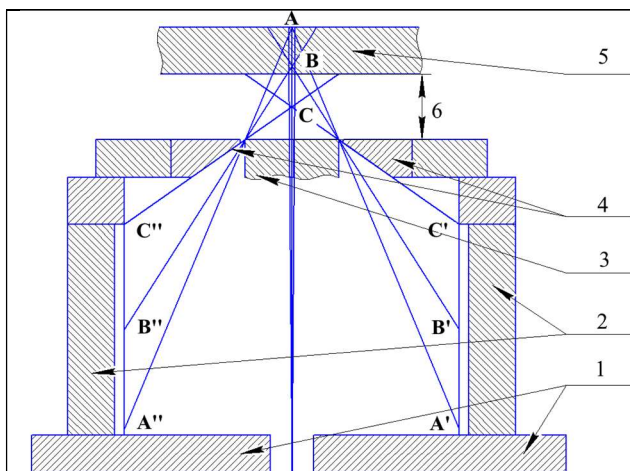


Рисунок 3.1 – Конструкция коллимационной системы  
1 – защитное основание; 2 – защита от рассеянного излучения; 3 – центральный коллиматор; 4 – губки; 5 – ОК; 6 – промежуток до передней границы зоны контроля. Рисунок 3.1a – Конструкция коллимационной системы

Рисунок – 3.2 коллимационная система с РАП-300-5

Конструкция КС разработана исходя из реализации 3х-кратного геометрического увеличения изображения контролируемого участка ОК. Зона отображения ОК выбрана таким образом, чтобы в неё входила толщина зоны контроля 10 мм (5) и промежуток до передней границы зоны контроля (расстояние до стенки трубы) 5 мм (6). На рисунке зона детектирования имеет высоту 45 мм. С помощью щелевого пинхола на зону детектирования (точки А'С' или А''С'') переносится зона отображения (точки АС). Зона детектирования защищена от прямого излучения рентгеновской трубки основанием (1) и от рассеянного в окружающем пространстве излучения стенками (2). Рабочий пучок излучения формируется центральным коллиматором (3) и губками (4). Ширина щели первичного коллиматора составляет 1,0 мм, ширина щели вторичного коллиматора составляет 1,0 мм.

### **3.1 Экспериментальная оценка эффективности систем сканирования**

Существует три способа сканирования ОК:

1. Сканирование перемещающимся пинхолом;
2. Сканирование неподвижным пинхолом;
3. Сканирование щелевым коллиматором.

Первый способ оказывается намного проще второго по техническому исполнению. При реализации первого способа к пинхолу предъявляется ряд требований. Конструкция пинхола должна обеспечивать постоянное значение поперечного сечения для всех углов наклона. Т.е. поперечное сечение рабочего пучка рентгеновского излучения для каждого угла наклона должно быть одинаковым. При данном условии пространственно-статистическая неопределённость, в зависимости от угла наклона рабочего пучка рентгеновского излучения, будет постоянной. Также требованием к пинхолу является 100% ослабление интенсивности рабочего пучка за стенками пинхола.

Применение второго способа однозначно гарантирует постоянное значение поперечного сечения пучка зондирующего излучения, вследствие чего,

экспериментальная оценка эффективности системы сканирования проводилась именно для первого способа. Третий способ описан дальше.

В качестве эффективной энергии рентгеновского излучения принято значение 200 кэВ. Первичный коллиматор (пинхол) выполнен из вольфрама. Для данной энергии рентгеновского излучения ослабление интенсивности первичного пучка в стенках пинхола составляет более 1000 раз. Сканирование проводилось вдоль продольной оси щели вторичного коллиматора с длиной 50 мм. Расстояние от анода рентгеновской трубки до поверхности рассеивателя равно 163 мм (Рисунок 3.1).

Угол наклона рабочего пучка рентгеновского излучения для крайних точек перемещения  $\alpha$

$$\alpha = \operatorname{arctg} \frac{163}{25} \approx 8,72^\circ \quad (3.1)$$

Постоянное значение поперечного сечения во всех углах наклона может быть выполнено для схемы пинхола, приведенной на рисунке 3.3, где  $\alpha = 8,72^\circ$ .

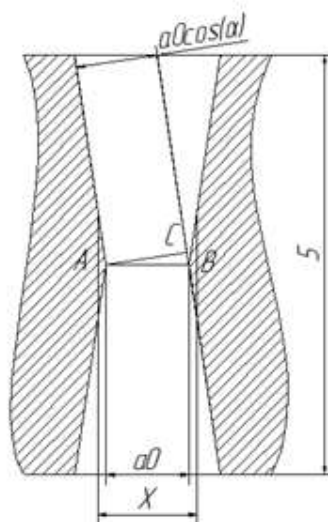


Рисунок 3.3 – Схема пинхола.

Как видно из рисунка 3.3 схема обеспечивает максимальное отклонение диаметра рабочего пучка не более 0,2%.

Геометрия на рисунке 3.3 не обеспечивает требование 100% ослабления интенсивности рабочего пучка в стенках пинхола, т.к. за границами -  $A$  и  $B$  не происходит необходимого ослабления рабочего пучка. Физически это требование невыполнимо. Поэтому при разработке конструкции пинхола было принято условие 10-ти кратного ослабления за границами  $A$  и  $B$ .

Линейный коэффициент ослабления  $\mu_w$  вольфрама при эффективной энергии 200 кэВ равен  $14,417 \text{ см}^{-1}$ . Минимальная толщина вольфрама  $h$ , при которой обеспечивается ослабление интенсивности пучка рентгеновского излучения в 10 раз, составляет

$$L(E_0, \mu_w) = \frac{\ln 10}{\mu_w(E_0)} = 1,6 \text{ мм} \quad (3.2)$$

Учтем вычисленную толщину вольфрама для получившейся конструкции рисунок 3.4.

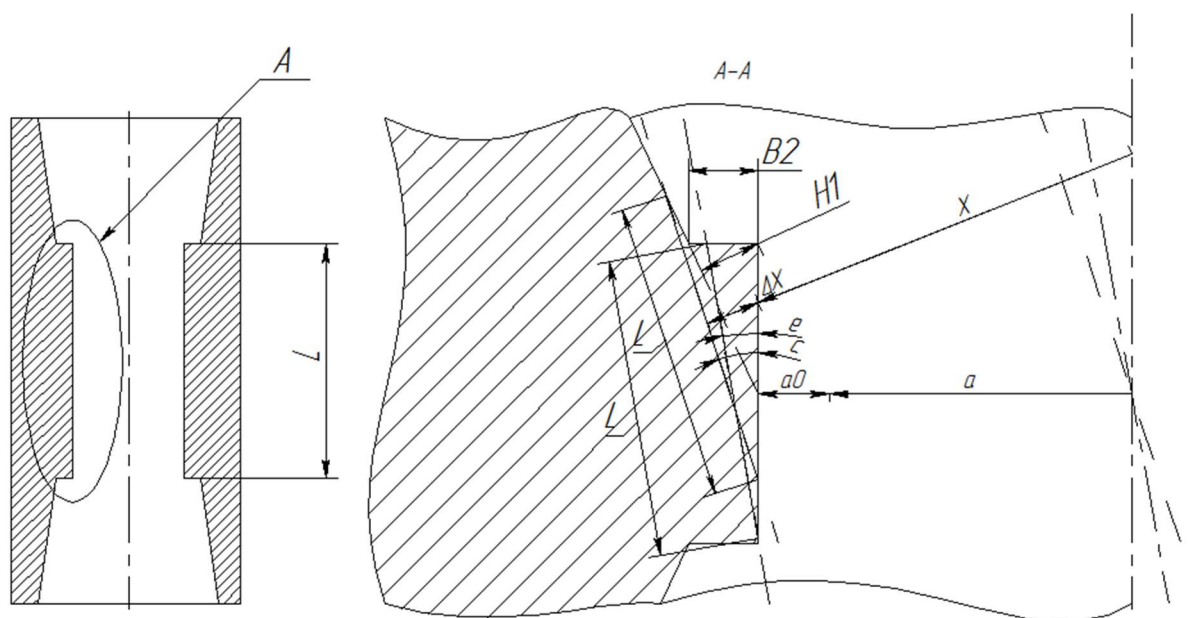


Рисунок 3.4 – Пинхол.

Требуемое ослабление на границах пучка обеспечивается при углах  $8,72^\circ$  и  $0^\circ$ . Для углов, лежащих между этими значениями, требуемого ослабления излучения не будет. Но при увеличении поперечного сечения рабочего пучка для

углов, при которых не обеспечивается достаточного ослабления интенсивности пучка, радиационная толщина достигнет необходимого значения при  $X+\Delta X$  рисунок 3.4 (правый рисунок). Здесь  $X$  – поперечное сечение рабочего пучка;  $\Delta X$  – дополнительная часть рабочего пучка, которая обеспечивает необходимое ослабление. Рассмотрим геометрию рисунка 3.4 с целью определения поперечных размеров пучка  $X+\Delta X$  для каждого угла  $\alpha$ , а также для определения интенсивности излучения  $I$  рабочего пучка для каждого угла. Исходя из начальных условий, поперечное сечение пучка  $a$  (рисунок 3.3) при нулевом угле равно 1 мм, тогда  $\Delta X$  будет определяться для данного угла только геометрией конструкции при угле  $\alpha$  равном  $8,72^\circ$

$$a_0(8,72) = \frac{\frac{a_0}{\sin\alpha} - \frac{a_0}{\operatorname{tg}\alpha}}{2} \cdot \operatorname{tg}\alpha = 5,874 \quad (3.3)$$

Как видно из уравнения (3.3), поперечное сечение рабочего пучка при угле  $0^\circ$  увеличивается за счет геометрии конструкции всего на  $2a_0$ , то есть на 10 мкм. Величина фаски В2 пинхола равна

$$B2(\alpha) = \frac{L}{2} \cdot \operatorname{tg}\alpha \quad (3.4)$$

Величина фаски для угла  $8,72^\circ$  равна 0,122 мм. При выполнении требуемых условий изменение сечения рабочего пучка для углов отличных от  $0^\circ$  и  $8,72^\circ$  без учета ослабления равно

$$X(\alpha) = 2 \left( \frac{L}{2} + \Delta a_0(8,72) \right) \cos\alpha. \quad (3.5)$$

Анализ уравнения (3.5) показывает, что максимальным значение рабочего пучка будет для угла  $0^\circ$  и минимальным – для угла  $8,72^\circ$ .

Для анализа увеличения поперечных размеров пучка при углах не равных  $0^\circ$  и  $8,72^\circ$ , учитывающих необходимое ослабление пучка, нужно рассмотреть два

случая. Рассмотрим первый случай зависимости поперечного значения пучка для углов меньших  $\arcsin\left(\frac{B2(8,72)}{L}\right)$  (угол “е” рисунка 3.4). Значение  $\Delta X$  составляет

$$\Delta X(\alpha) = \left( \frac{L}{\sin \alpha} - \frac{L}{2} \operatorname{tg} \alpha \right) \cos \alpha. \quad (3.6)$$

Анализ уравнения (3.6) показывает, что сечение рабочего пучка увеличивается при увеличении угла до  $\arcsin\left(\frac{B2(8,72)}{L}\right)$ . Второй случай возникает для углов больших  $\arcsin\left(\frac{B2(8,72)}{L}\right)$  (угол “с” рисунка 3.3). Отсюда значение  $\Delta X$  для второго случая

$$\Delta X(\alpha) = \left( \frac{L \cdot \operatorname{tg} 8,72}{\operatorname{tg} \alpha} - \frac{L}{2} \right) \sin \alpha. \quad (3.7)$$

Анализ уравнения (3.7) показал, что сечение пучка излучения уменьшается, начиная с угла  $\arcsin\left(\frac{B2(8,72)}{L}\right)$ , и минимально при угле  $8,72^\circ$ . На рисунке 3.5 изображена зависимость диаметра сечения рабочего пучка излучения  $D$  для разных углов, обеспечивающая уменьшение интенсивности излучения в 10 раз.

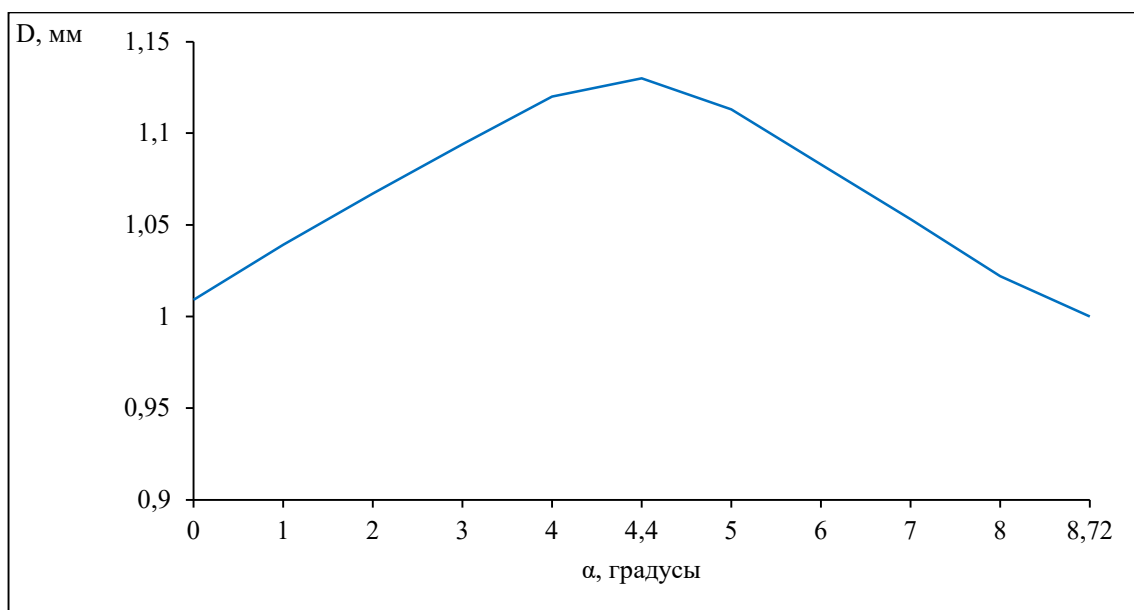


Рисунок 3.5 – Зависимость диаметра рабочего пучка излучения от угла.

Для определения зависимости полной интенсивности рабочего пучка от угла  $\alpha$  рассмотрим рисунок 3.4. Величина  $L$  должна составлять не менее 1,6 мм. Рабочий пучок излучения, для  $\alpha$  отличных от  $0^\circ$  будет частично задевать стенки пинхола, тем самым на его границах будет ослабление пучка. Для вычисления полной интенсивности излучения рабочего пучка проанализируем изменение  $L$  при перемещении вдоль отрезка  $H1$

$$L(\alpha) = \frac{H1(\alpha)}{\sin \alpha \cdot \cos \alpha}. \quad (3.8)$$

Суммарная интенсивность излучения получается при интегрировании следующих уравнений

$$I(x) = \begin{cases} e^{-\frac{\mu_w(x - H1(\alpha))}{\sin \alpha \cdot \cos \alpha}} & \text{для } 0 \leq x < H1(\alpha) \\ 1 & \text{для } H1(\alpha) \leq x < 2(B2 + X) - H1(\alpha) \\ e^{-\frac{\mu_w(x - (2(B2 + X) - H1(\alpha)))}{\sin \alpha \cdot \cos \alpha}} & \text{для } 2(B2 + X) - H1(\alpha) \leq x < 2(B2 + X) \end{cases} \quad (3.9)$$

Проинтегрировав уравнения (3.9) по углам от  $0^\circ$  до  $8,72^\circ$  включительно получим следующее распределение нормированной интенсивности излучения  $I(x)$  рабочего пучка для заданных углов (рисунок 3.6).

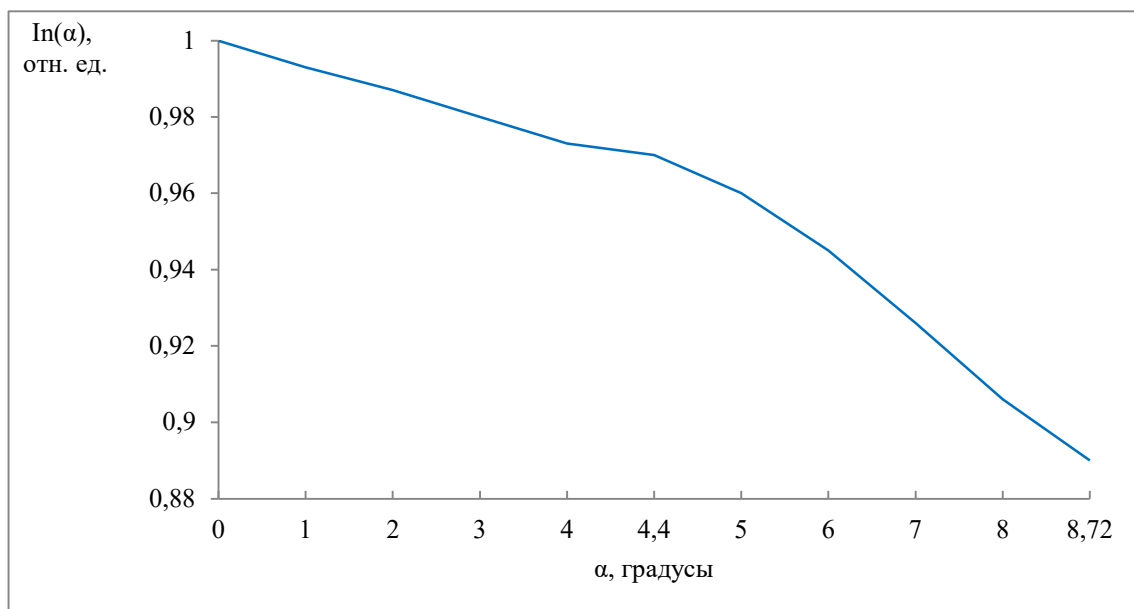


Рисунок 3.6 – Зависимость интенсивности излучения рабочего пучка от угла.

Расчеты показывают, что при выбранной геометрии пинхола отклонение оси пучка на  $\pm 8,72^\circ$  вызывает отклонение интенсивности излучения не более 11%. Это обеспечивает возможность аппаратной или программной коррекции уровней сигналов в системе. На рисунке 3.7 изображена конструкция пинхола со всеми требуемыми геометрическими размерами.

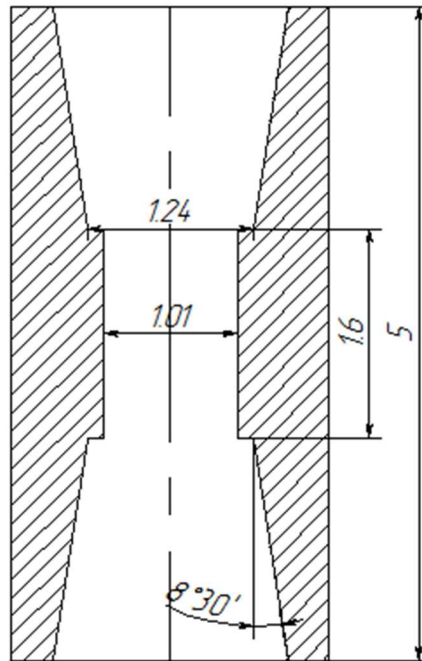
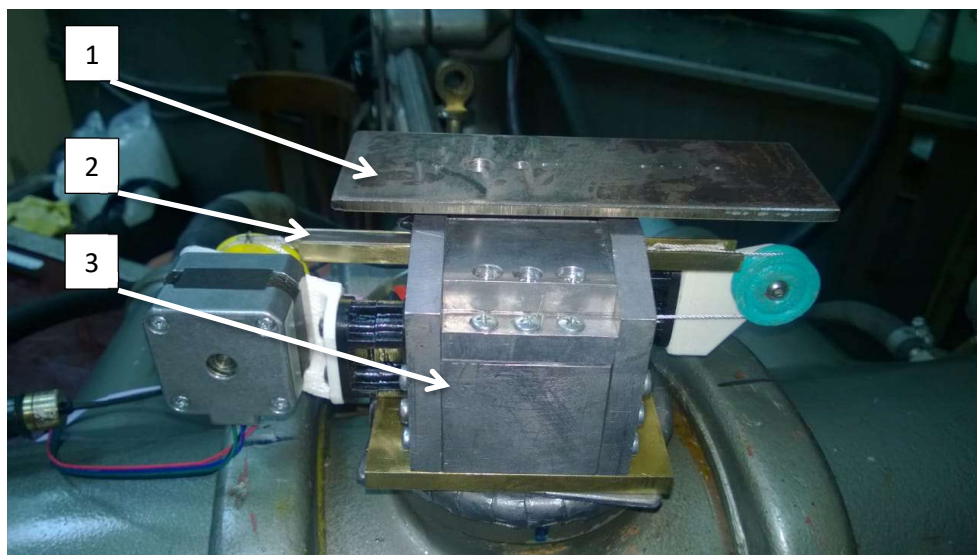


Рисунок 3.7 – Конструкция пинхола.

Разработанный макет коллимационной системы для контроля стальных изделий представлен на рисунке 3.8.



1 – стальная пластинка; 2 – первичный коллиматор (пинхол); 3 – коллимационная система.

Рисунок 3.8 – Общий вид коллимационной системы.

Результаты сканирования стальной пластинки (2) рентгеновским излучением с эффективной энергией 200 кэВ представлены на рисунке 3.9.

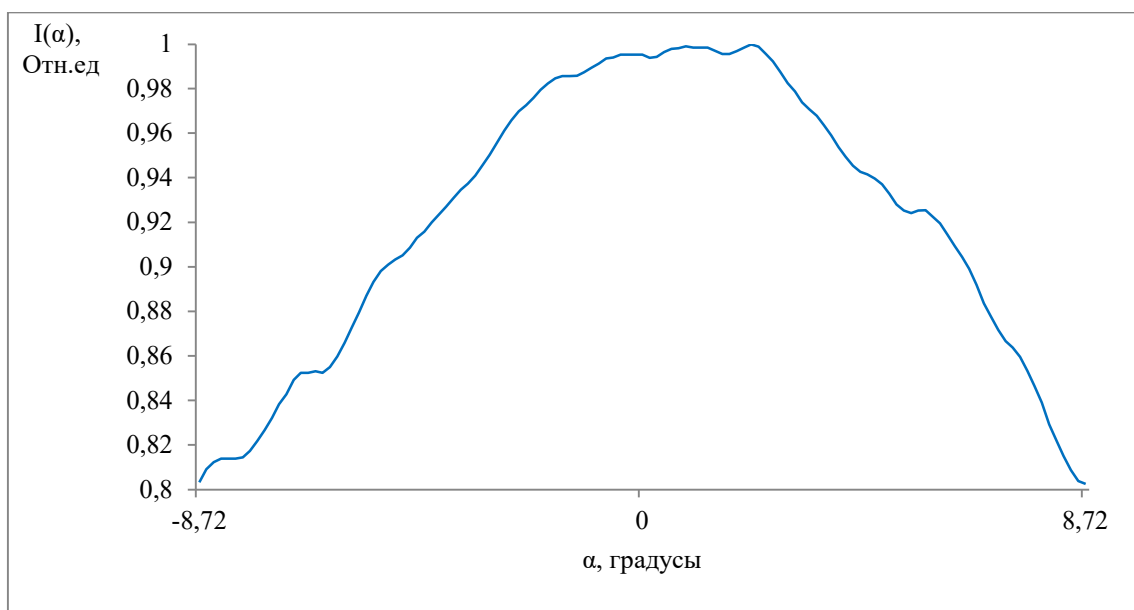


Рисунок 3.9 – Экспериментальные данные профиля стальной пластинки.

Как видно из рисунка 3.9, разница между максимальным уровнем сигнала  $I(\alpha)$  и минимальным составляет 20%. Форма профиля экспериментального уровня на Рисунке 3.9 соответствует форме уровня расчетного сигнала Рисунка 3.6.

### 3.2 Приемники ионизирующего излучения

Все методы обнаружения рентгеновского излучения основаны на их взаимодействии с веществом. Детекторы могут быть двух видов: те, которые дают изображение, и те, которые его не дают. К первым относятся устройства рентгеновской флюорографии и рентгеноскопии, в которых пучок рентгеновского излучения проходит через исследуемый объект, а прошедшее излучение попадает на люминесцентный экран или фотопленку. Изображение возникает благодаря тому, что разные части исследуемого объекта поглощают излучение по-разному - в зависимости от толщины вещества и его состава. В детекторах с люминесцентным экраном энергия рентгеновского излучения превращается в непосредственно наблюдаемое изображение, а в радиографии оно регистрируется на чувствительной эмульсии и его можно наблюдать лишь после проявления пленки.

Ко второму типу детекторов относятся самые разнообразные устройства, в которых энергия рентгеновского излучения преобразуется в электрические сигналы, характеризующие относительную интенсивность излучения. Сюда входят ионизационные камеры, счетчик Гейгера, пропорциональный счетчик, сцинтилляционный счетчик и некоторые специальные детекторы на основе сульфида и селенида кадмия. В настоящее время наиболее эффективными детекторами можно считать сцинтилляционные счетчики, которые представляют собой сцинтиллятор, излучающий свет под действием рентгеновского излучения, и фотоэлектронные умножители (ФЭУ), которые обладают большим внутренним усилением и могут регистрировать слабые световые потоки (таблица 3.1).

Но для них характерны серьёзные недостатки: нестабильность, необходимость высокого напряжения питания  $1 \sim 2$  кВ и большие размеры.

В последние годы с развитием полупроводниковой техники и созданием малошумящих фотодиодов и усилителей, ФЭУ заменяется этой комбинацией, что обеспечивает высокую чувствительность при регистрации рентгеновского излучения и устраняет указанные выше недостатки [30].

Таблица 3.1 – сравнительная характеристика приёмников излучения

| Регистратор                                                                                                  | Толщина регистратора, мм | $\lambda_k$ | $\lambda_\sigma$ | $\lambda_\tau$ | разрешение $r$ , мм |
|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------|--------------------------|-------------|------------------|----------------|---------------------|
| Рентгеновская пленка [56]                                                                                    | 0,03                     | 1,048       | 0,044            | 23,565         | <0,007              |
| Флуоресцентная запоминающая пластина [57]                                                                    | 0,3                      | 1,047       | 0,126            | 8,306          | 0,025               |
| Сцинтилляционный экран, CsI [58]                                                                             | 1                        | 1,042       | 0,458            | 2,275          | 0,05                |
| Сцинтилляционный детектор [59], CsI, матрица, поперечный размер детектора $0,2 \times 0,3$ мм <sup>2</sup> . | 3                        | 1,039       | 0,526            | 1,975          | 0,4                 |

$\lambda_k$  – контраст,  $\lambda_\sigma$  – шумы,  $\lambda_\tau$  – производительность.

Исходя из задачи НИР, наиболее целесообразно использовать в качестве детектора рентгеновского излучения сцинтиллятор. В таблице 3.2 представлены основные неорганические сцинтилляторы и их характеристики [31,32].

Главное достоинство ортогерманата висмута BGO – его малая радиационная длина равная 1,13 см. Радиационная длина - расстояние  $x_0$ , на котором интенсивность гамма-излучения и потока электронов высокой энергии ослабляется в  $e$  раз. При том же самом объеме кристалл BGO позволяет получить гораздо большую эффективность регистрации фотонов, чем кристаллы NaI(Tl) или CsI(Tl). Спектр люминесценции сцинтиллятора BGO находится несколько правее в районе 480 нм, чем пик чувствительности бищелочного фотокатода фотоэлектронного умножителя. Коэффициент преломления кристалла BGO ( $n = 2,15$ ) существенно выше, чем коэффициент преломления стекла фотоэлектронного умножителя. Оба эти фактора приводят к снижению количества фотоэлектронов. Технической трудностью является также образование воздушных пузырьков внутри объема кристалла при его изготовлении. На пузырьках происходит рассеяние и, соответственно, потери света. По сравнению с кристаллом NaI(Tl) количество фотоэлектронов полученных от BGO может составлять от 8% до 16% в зависимости от качества изготовления кристалла и его размеров.

Таблица 3.2 – сцинтилляторы и их основные характеристики

| Кристалл               | Плотность, г/см <sup>3</sup> | Точка плавления, К | Максимальная длина волны излучения, нм | Время спада, нс | Световыход, фотон/кэВ |
|------------------------|------------------------------|--------------------|----------------------------------------|-----------------|-----------------------|
| NaI(Tl)                | 3,67                         | 924                | 415                                    | 250             | 38                    |
| CsI(Tl)                | 4.51                         | 894                | 550                                    | 1000            | 54                    |
| CsI(Na)                | 4.51                         | 894                | 420                                    | 630             | 41                    |
| CsI                    | 4.51                         | 894                | макс 500, мин 315                      | 1000            | 54                    |
| BGO                    | 7.13                         | 924                | 480                                    | 300             | 8-10                  |
| LYSO                   | 7.1                          | -                  | 420                                    | 36              | 33200                 |
| GAGG(Ce)               |                              | -                  | 520                                    | 92              | 56                    |
| LaCl <sub>3</sub> (Ce) | 3.85                         | 1135               | 350                                    | 0.028           | 49                    |
| LaBr <sub>3</sub> (Ce) | 5.08                         | 1116               | 380                                    | 0.016           | 63                    |
| CWO                    | 7.9                          | 1598               | 475                                    | 14000           | 12-15                 |
| BaF <sub>2</sub>       | 4.88                         | 1627               | 220                                    | 0.6-0.8         | 1.8                   |

Время высвечивания BGO при комнатной температуре составляет 300 нс, т.е. ненамного хуже, чем у NaI(Tl). Однако, в отличие от сцинтиллятора NaI(Tl) послесвечение в миллисекундной области у BGO очень мало - 0,005%. Поэтому в целом сцинтиллятор BGO более быстродействующий, чем NaI(Tl). Длительность световспышки кристалла BGO сильно зависит от температуры. При 0°C она составляет 400 нс, а при 40°C - 200 нс. Сильна зависимость от температуры и для световыхода. Температурный коэффициент для кристалла BGO составляет 1,2%/°C. Значительно меньший результирующий световой выход BGO по сравнению с NaI(Tl) сопровождается соответственно ухудшением энергетического разрешения. Из-за недостаточной прозрачности кристаллов BGO к собственному излучению наблюдается существенная зависимость энергетического разрешения от их размеров.

Достоинствами сцинтиллятора BGO являются его хорошие механические свойства при обработке и не гигроскопичность. Выявлено, что сцинтилляционный детектор на основе кристалла BGO сравнительно небольших размеров 75x25 мм<sup>2</sup> сопоставим по эффективности регистрации гамма-квантов с энергией 4-17 МэВ со сцинтиллятором NaI(Tl) размером 150x100 мм<sup>2</sup>.

Монокристалл вольфрамата кадмия CdWO<sub>4</sub> или CWO представляет собой сцинтиллятор, обладающий высокой плотностью, большим атомным номером и относительно высоким световыходом. Максимум спектра излучения сцинтиллятора CWO лежит в области 475 нм и общий световыход составляет от 12 до 15 фотон/кэВ.

Энергетическое разрешение кристалла CWO для энергии 662 кэВ составляет 7,5%, что находится на уровне разрешения NaI(Tl). Поэтому сцинтиллятор CWO не обладает исключительными спектрометрическими характеристиками. Наибольшее распространение CWO получил в томографии и рентгеновских сканирующих установках.

Исходя из вышеперечисленных характеристик сцинтилляторов, конечно, следует выбирать сцинтиллятор с лучшими характеристиками. Но, учитывая экономическую составляющую, использование таких сцинтилляторов как BGO,

CWO, LYSO затруднительно. Во-первых, цена кристалла LYSO размером 10x10x1 мм составляет 150 долларов США, с учетом доставки, таможи, и других затрат, цена вырастает вплоть до 1000 долларов США. В итоге цена LYSO значительно выше цены сцинтилляторов таких как: NaI(Tl), CsI(Tl), ZnS, что препятствует их приобретению для задач НИРа. Во вторых, приобретение BGO, CWO, LYSO возможно минимум через полгода, вследствие достаточно большого спроса на эти сцинтилляторы. Также приобретению данных сцинтилляторов мешают санкции в отношении России так как основным поставщиком данных сцинтилляторов является компания Saint-Gobain Crystals, расположенная во Франции и США.

Стоит отдать предпочтение BGO–сцинтиллятору (ортогерманат висмута), так как он обладает лучшими необходимыми и достаточными, по сравнению с другими сцинтилляторами, характеристиками.

Таким образом приёмник излучения состоит из единичных кристаллов BGO прямоугольной формы, а система регистрации из ФЭУ.

### **3.3 Конструкция элементов детектирующей системы**

Для повышения эффективности сбора обратно-рассеянного излучения каждый детекторный элемент растягивается в линию по  $x$ , детектор превращается в матрицу, состоящую из линеек по оси  $x$ . Тогда координата по оси  $z$  определяется номером линейки  $m$ . Стандартная система – сбор света с обоих концов каждого кристалла на один ФЭУ. Подобная конструкция применяется в томографе ComScan–160. Основной недостаток: – затухание света от точки сцинтилляции до торца кристалла; несоответствие спектра сцинтилляции кристалла спектральной чувствительности ФЭУ. В данной работе WLS – клеивалось внутрь кристалла оптическим клеем, волокно практически со 100%–й эффективностью собирает свет от сцинтилляций в каждой точке кристалла. Блок детекторов КС состоит из 2 матриц детекторов BGO рисунок 3.10.

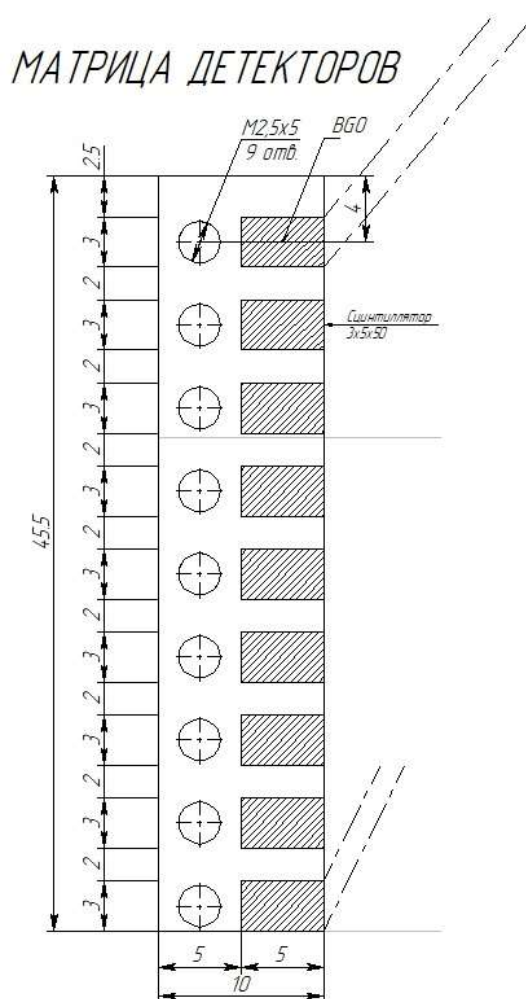


Рисунок 3.10 – Матрица детекторов.

В каждой матрице расположено 9 сцинтилляторов BGO размером  $2,5 \times 5 \times 50$  мм. Расположение сцинтилляторов в матрицах отличается друг от друга. Сцинтилляторы смещены относительно друг друга по высоте на 2,5 мм. Эффективность светосбора проверялась облучением кристалла пучком гамма излучения от америция – 241 (60кэВ) диаметром 3 мм. График зависимости световыхода с контактного торца кристалла приведен на следующем рисунке 3.11. Результаты эксперимента показывают практическое отсутствие зависимости интенсивности света, собираемого с WLS – волокна из контактного торца кристалла от положения точки сцинтилляции на кристалле, что говорит о 100%–й эффективности сбора света от сцинтилляций в кристалле.

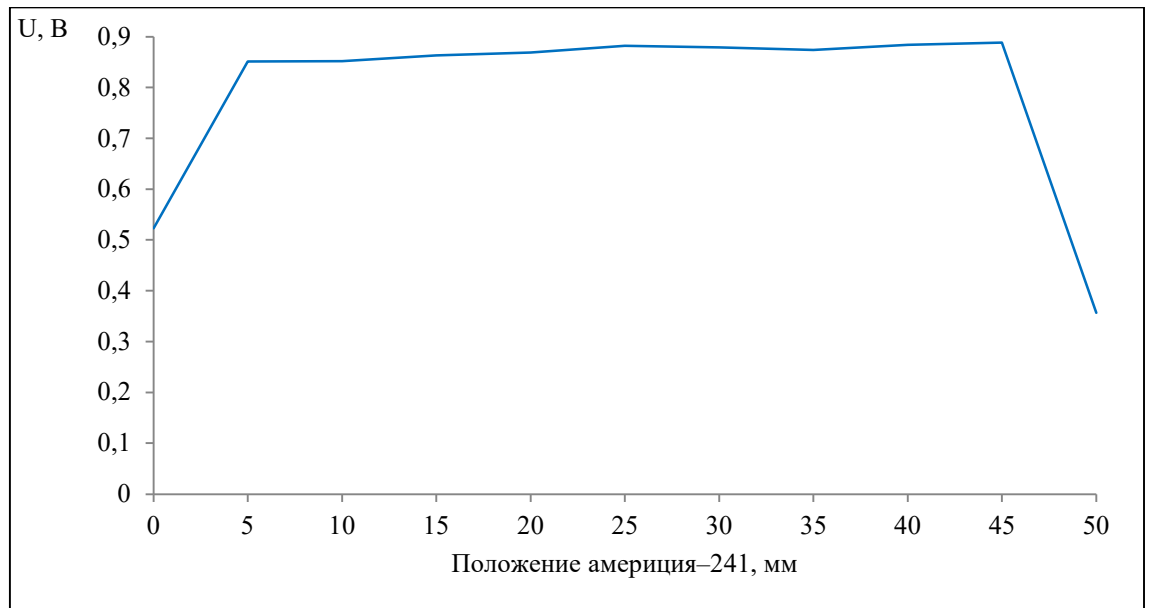


Рисунок 3.11 – Зависимость уровня сигнала от положения америция – 241 относительно кристалла.

В разработанной конструкции КС (рисунок 3.12) обратно-рассеянное излучение собирается в пределах ширины раскрытия пучка излучения от трубки, составляющей  $40^\circ$ , что обеспечивает достаточно малую неоднородность интенсивности излучения на участке шириной 50 мм. Это и определяет длину кристаллов. Для сканирования объекта контроля по глубине (ось  $z$ ) линейки кристаллов собираются в матрицу рисунок 3.10.

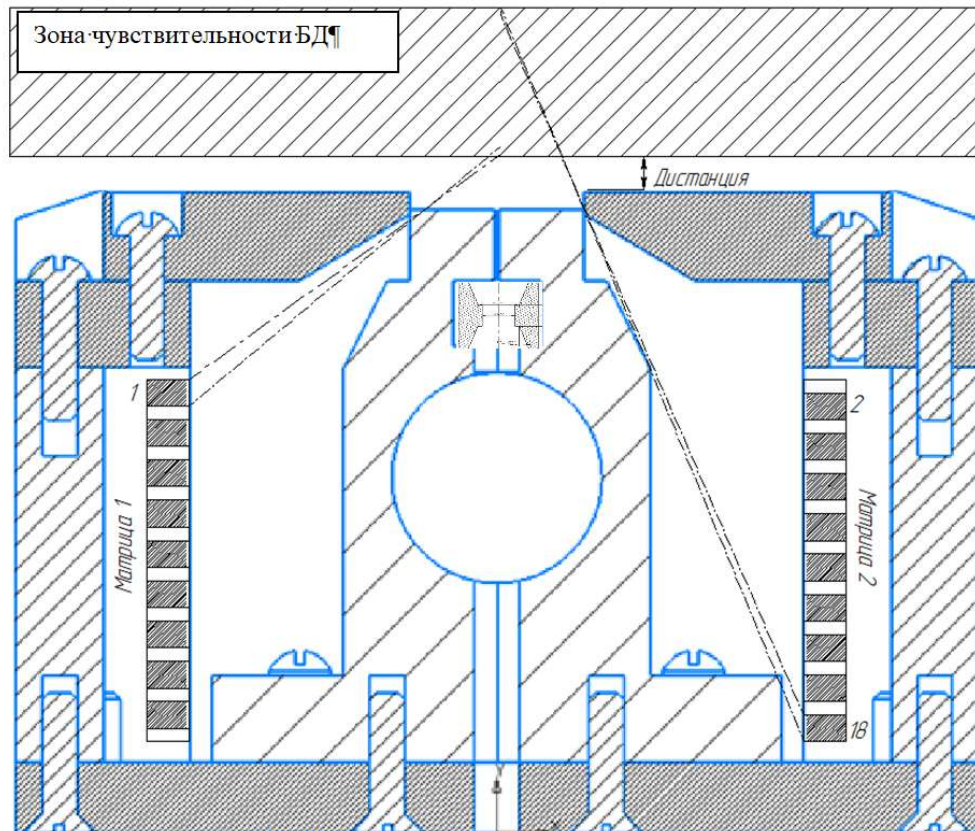


Рисунок 3.12– Коллимационная система.

Для определения зоны чувствительности БД использована следующая схема (рисунок 3.13):

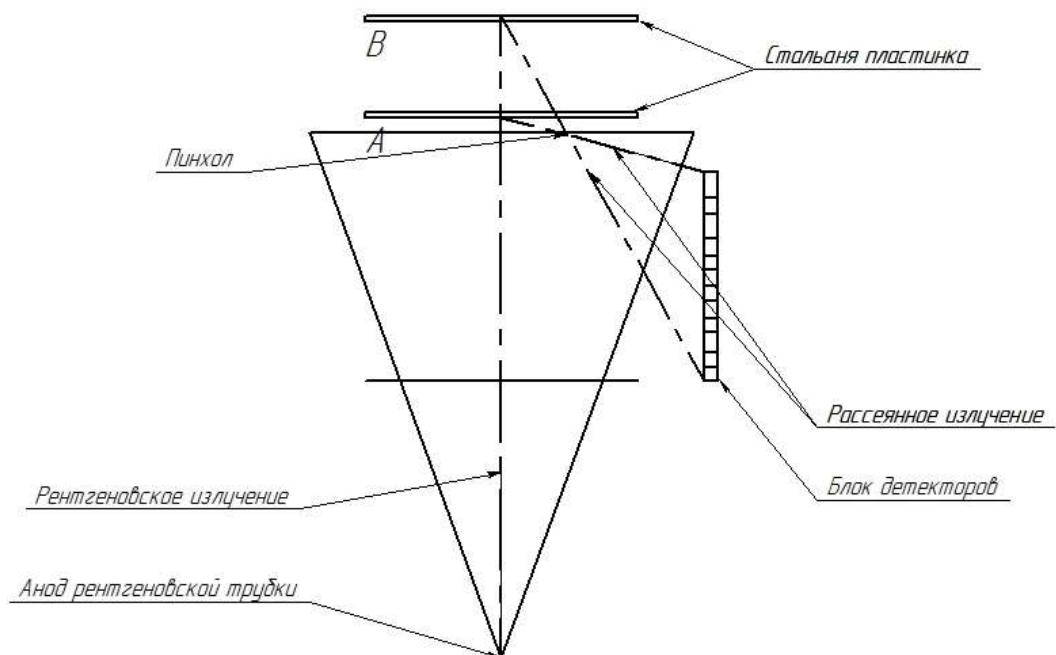


Рисунок 3.13 – Схема для определения зоны чувствительности блока детекторов.

Металлическая пластина устанавливается в одно из положений *A* или *B*. Положение *A* соответствует верхнему детектору, положение *B* соответственно нижнему. Установленная в одно из положений пластина облучается рентгеновским излучением. Далее экспериментальным путем находится такое положение металлической пластины, при котором измеренная интенсивность обратно рассеянного излучения на детекторе будет максимальной для заданного положения. Расстояние от торца КС до точки *A* составило 7 мм. Расстояние от торца КС до точки *B* составило 24 мм. Зона чувствительности БД составила 17 мм. В зависимости от положения РО по высоте зоны чувствительности БД интенсивность обратно рассеянного излучения для каждого отдельного детектора БД будет отличаться вследствие различного расстояния от РО до соответствующего ему детектора (таблица 3.3).

Для определения распределения интенсивности обратно рассеянного излучения по высоте расположения сцинтилляторов металлическая пластина устанавливается на различной высоте зоны чувствительности БД. Для каждого детектора подбирается такое положение металлической пластины, при котором значение интенсивности обратно рассеянного излучения на детекторе будет максимальным. График распределения интенсивности обратно рассеянного излучения для каждого сцинтиллятора приведен на следующем рисунке 3.14.

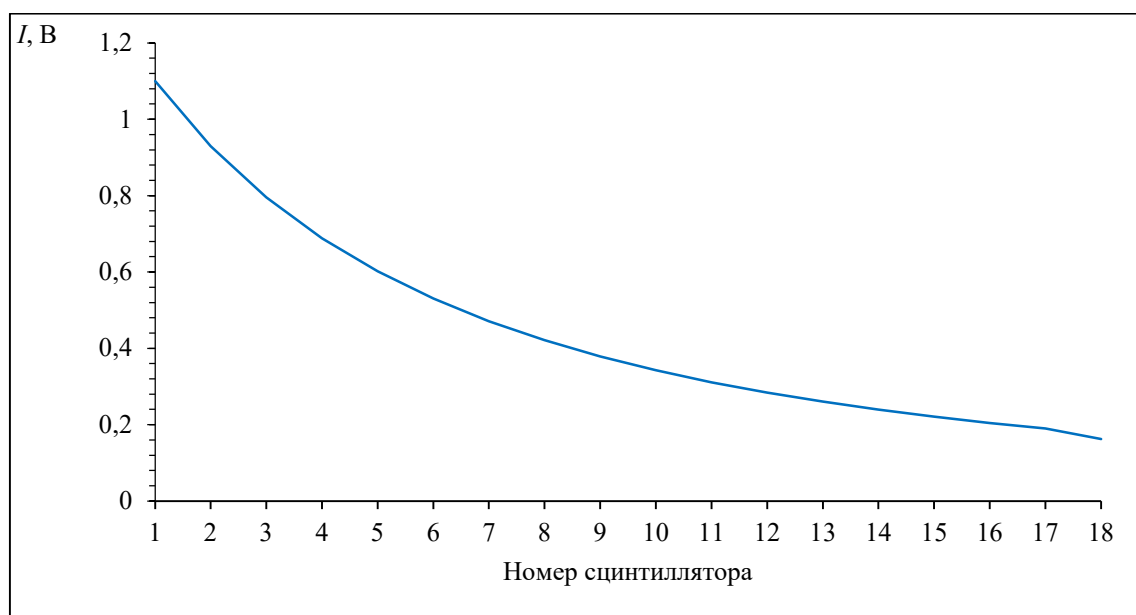


Рисунок 3.14 – Распределение интенсивности  $I$  обратно рассеянного излучения для каждого сцинтиллятора.

Результаты измерений показывают, что геометрическое ослабление по высоте расположения кристаллов составляет почти 10 раз.

Таблица 3.3 – расчетная зона чувствительности блока детекторов

| Номер сцинтиллятора | Зона чувствительности,<br>мм | Номер сцинтиллятора | Зона чувствительности,<br>мм |
|---------------------|------------------------------|---------------------|------------------------------|
| 1                   | 6,86                         | 10                  | 15,24                        |
| 2                   | 7,62                         | 11                  | 16,38                        |
| 3                   | 8,76                         | 12                  | 17,24                        |
| 4                   | 9,52                         | 13                  | 18,29                        |
| 5                   | 10,67                        | 14                  | 19,05                        |
| 6                   | 11,43                        | 15                  | 20,19                        |
| 7                   | 12,57                        | 16                  | 20,95                        |
| 8                   | 13,33                        | 17                  | 22,24                        |
| 9                   | 14,48                        | 18                  | 24,00                        |

На результаты измерений интенсивности обратно рассеянного излучения влияют аппаратная и статистическая погрешности. Значение аппаратной погрешности определяется стабильностью работы рентгеновского аппарата и измерительной схемы БД. Статистическая погрешность определяется флуктуациями при формировании обратно рассеянного излучения, и не зависит от аппаратной составляющей. Суммарная погрешность определяется как  $\delta = \sqrt{\delta_{ст}^2 + \delta_{ан}^2}$  где  $\delta_{ст}$  – статистическая составляющая погрешности,  $\delta_{ан}$  – аппаратная составляющая погрешности.

Система сцинтилляционных детекторов (кристалл ВГО и ФЭУ) БД должна вырабатывать сигнал только при наличии рентгеновского излучения, рассеянного от контролируемого изделия. Реально в каждый детектор добавляются помехи, связанные с двумя факторами:

- 1) оптическая засветка ФЭУ по системе передачи света от кристалла к ФЭУ;
- 2) рентгеновская подсветка кристалла, связанная с прохождением прямого излучения от трубки через защиту и рассеянного излучения от элементов конструкции БД.

Для исключения влияния постороннего света разработана конструкция световода и оптического разъема, представленная на рисунке 3.15

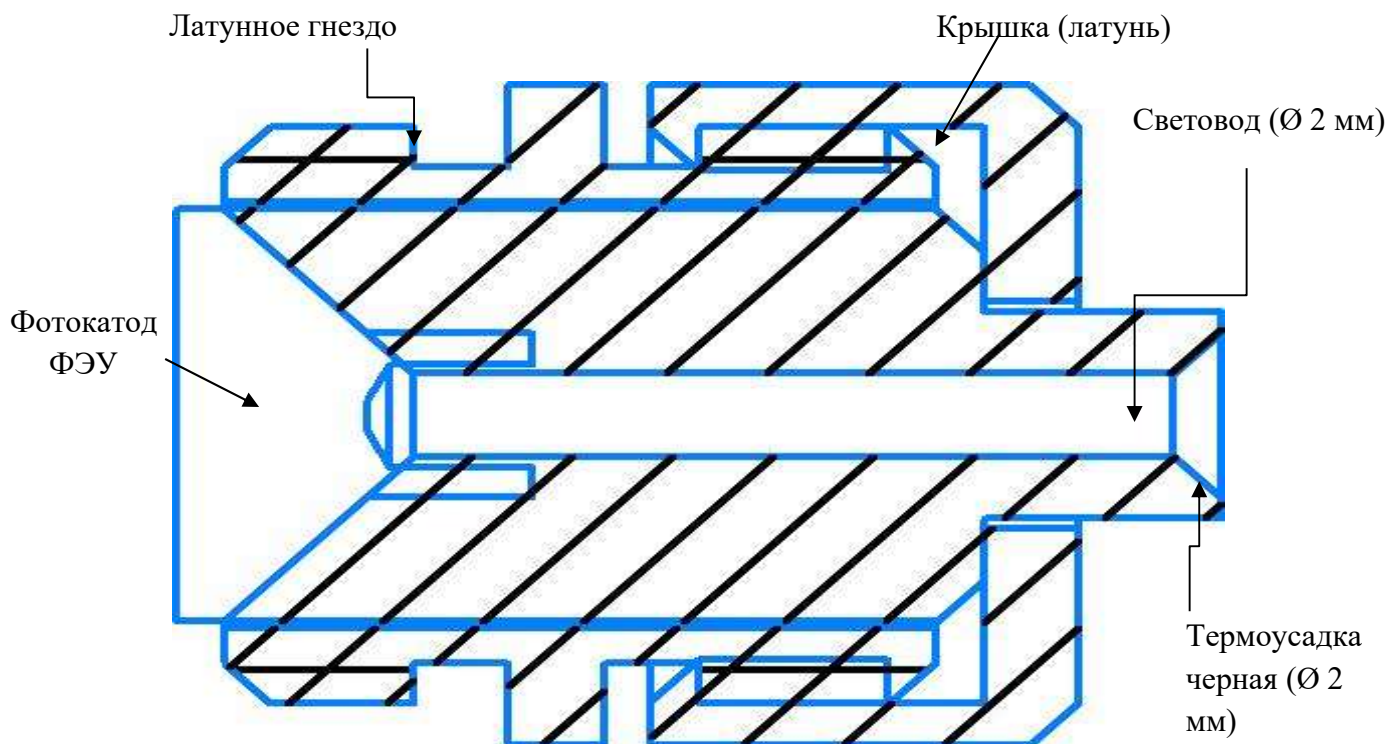


Рисунок 3.15 – Конструкция оптического разъема.

Конструкция обеспечивает защиту от внешнего света до уровня  $<4,5$  мВ, при темновом сигнале ФЭУ порядка 30 мВ. На входном конце световода защита от постороннего света обеспечивается черной пластиковой обоймой с отверстиями  $\varnothing 2$  мм.

Для исключения рентгеновской подсветки корпус излучателя закрывался свинцом толщиной 27 мм в направлении выхода излучения от трубки и 5 мм свинца для защиты от рентгеновского излучения, выходящего в бока и торцы излучателя. Разработанная конструкция радиационной защиты обеспечивает уровень защиты не хуже 10% от уровня полезного сигнала.

Следующая составляющая аппаратной погрешности вызвана стабильностью работы рентгеновского аппарата. Рентгеновский аппарат не обеспечивает “идеально” однородную дозу излучения, вследствие чего, интенсивность обратно рассеянного излучения несколько изменяется во времени. Для определения аппаратной погрешности в течение 1 минуты, однородная металлическая пластина облучается рентгеновским излучением.

Аппаратная погрешность, согласно рисункам 3.16 и 3.17 составляет 0,8 мВ, то есть не более 2% от исходного сигнала.

Для уменьшения радиационной подсветки необходимо использовать для КС материалы с большим атомным номером.

При увеличении толщины контролируемого изделия, интенсивность обратно рассеянного излучения от РО, расположенного в верхней границе изделия, экспоненциально уменьшается. Сигнал от металлической пластины является информативным, если измеренная интенсивность обратно рассеянного излучения больше, чем погрешность  $\delta$ . При достижении значения интенсивности обратно рассеянного излучения погрешности  $\delta$ , считается, что достигнута предельно возможная контролируемая толщина.

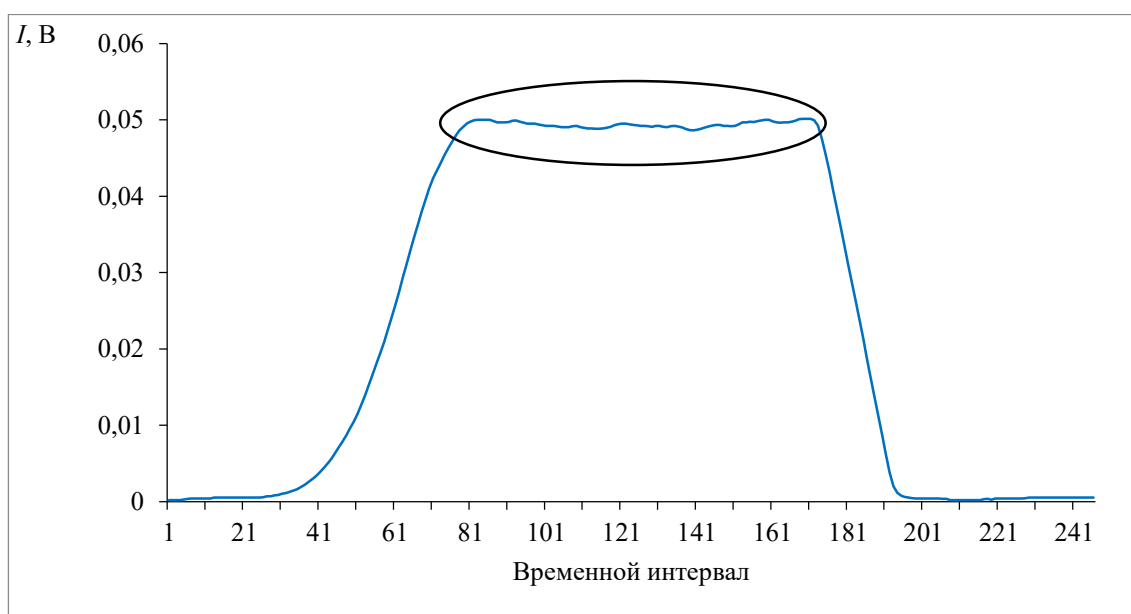


Рисунок 3.16 – Сигнал от стальной пластины.

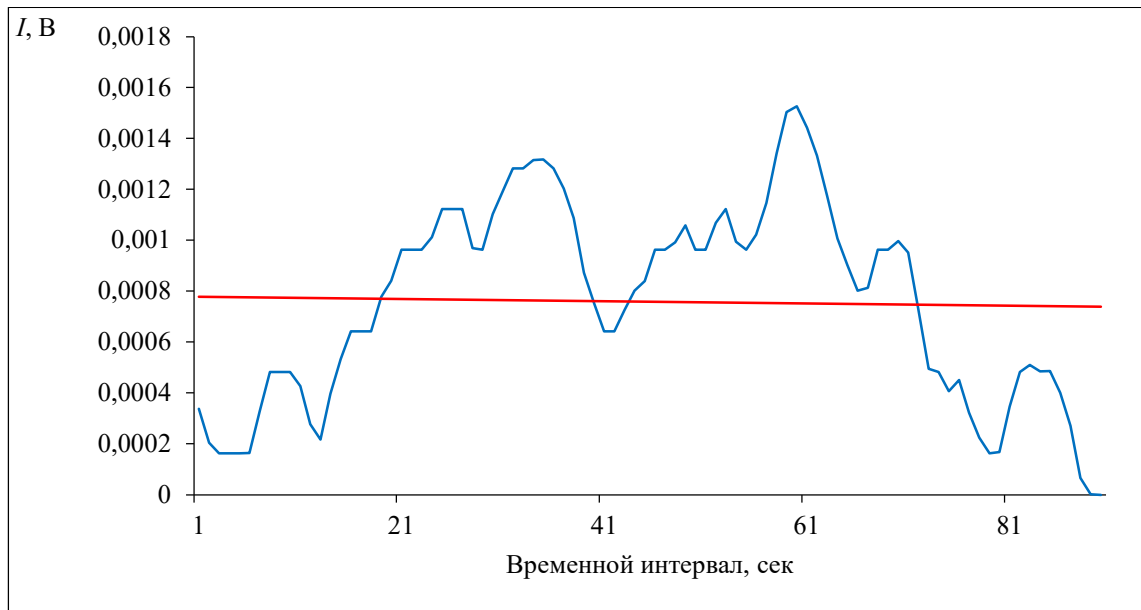


Рисунок 3.17 – Увеличенная область; — - средняя линия.

Для определения предельно возможной контролируемой толщины воспользуемся следующей схемой (рисунок 3.18):

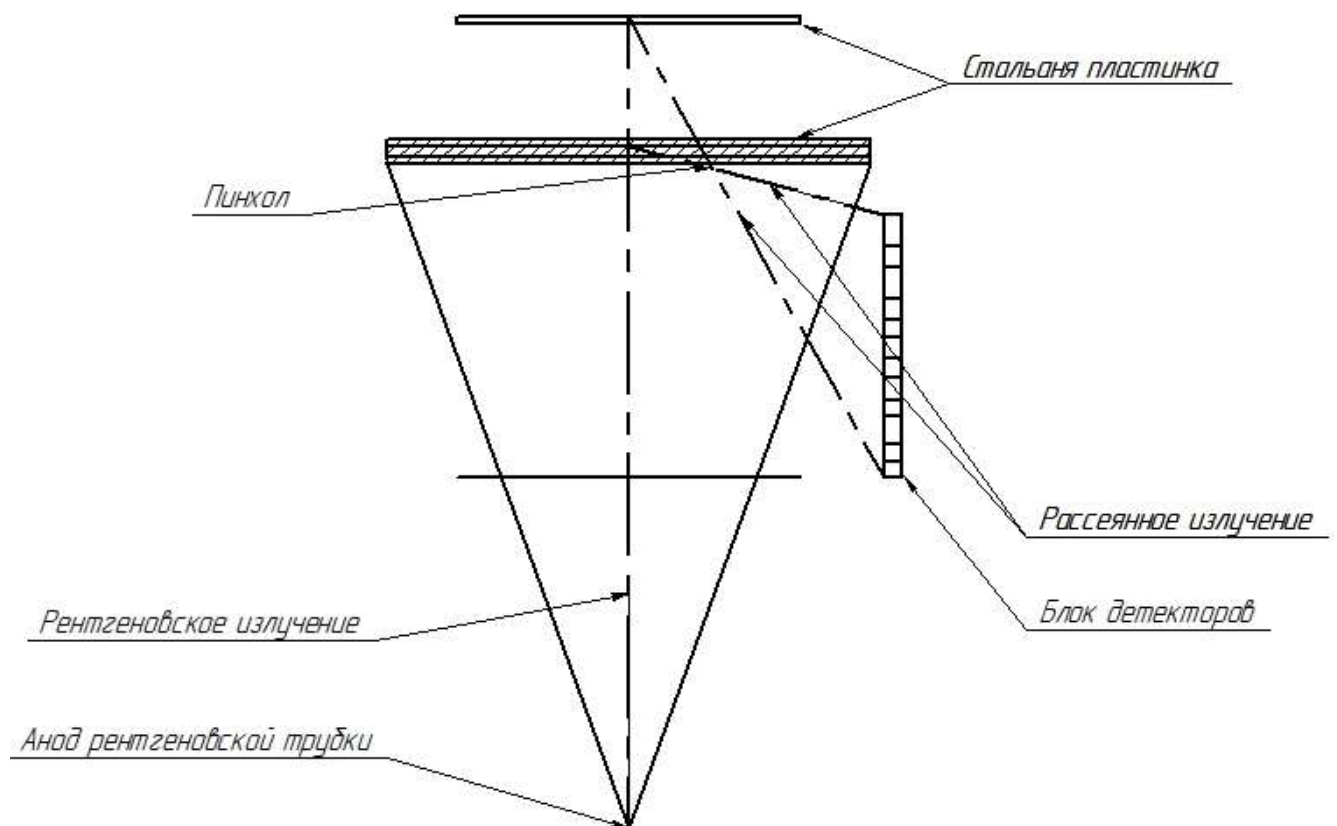


Рисунок 3.18 – Схема для определения максимально возможной контролируемой толщины.

Металлическая пластина устанавливается в крайнее верхнее положение. На торец КС помещаются металлические пластины (1) толщиной 1 мм, перекрывая щель первичного коллиматора и коллиматора пинхола, тем самым имитируется толщина реального изделия. Количество пластин увеличивается до момента, при котором значение интенсивности обратно рассеянного излучения не станет близко к значению погрешности  $\delta$ .

Для оценки размеров минимально выявляемого дефекта на различной глубине, воспользуемся схемой рисунка 3.11. Вместо металлической пластины, установленной в крайнем верхнем положении, устанавливается эталонная пластина (рисунок 3.18).

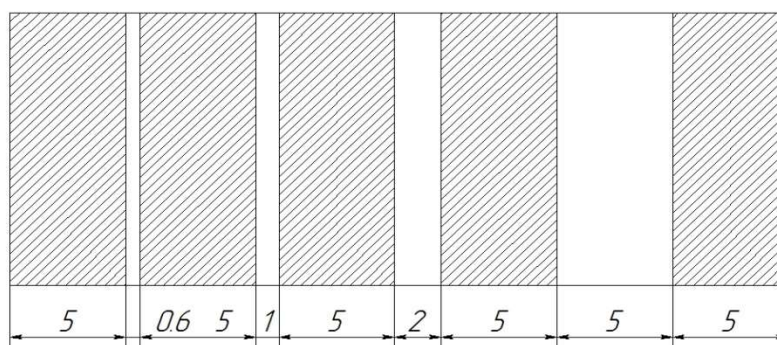


Рисунок 3.19 – Эталон для настройки и проверки КС.

Размеры щелей соответственно равны – 0,6; 1,0; 2,0; 5,0 мм. Определение размеров минимального выявляемого дефекта проводилось по той же схеме, как и определение предельно возможной контролируемой толщины. Будем считать сигнал от щели информативным, если его изменение составит не менее чем  $\delta$  от измеренного, для заданной толщины, сигнала. На рисунке 3.20 изображены профили металлической пластины с щелями. Из рисунка следует, что при увеличении толщины металла, уровень сигнала экспоненциально падает, что соответствует красной линии. Уровень сигнала от РО расположенного на глубине 3 мм отличается от уровня сигнала РО на поверхности примерно в 10 раз. На рисунке 3.21 изображен профиль стальной пластины с щелями на глубине 6 мм.

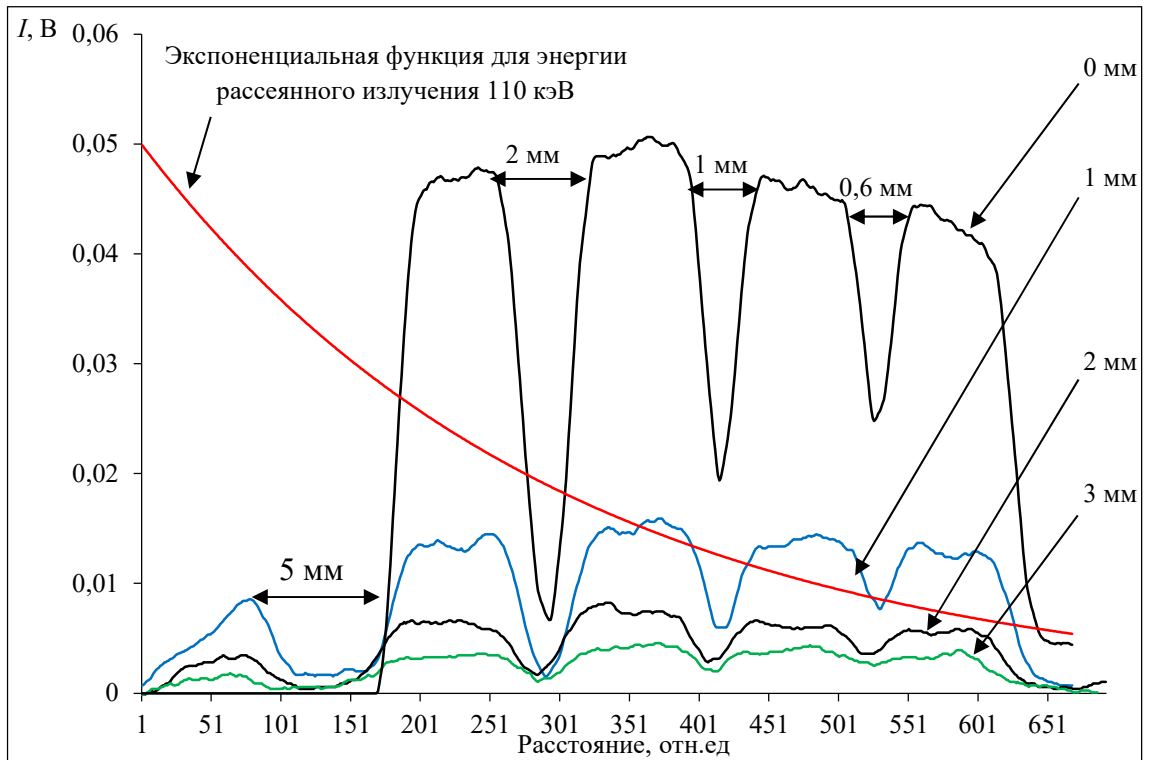


Рисунок 3.20 – Профиль металлической пластины с щелями, расположенной на различной глубине (0, 1, 2, 3 мм).

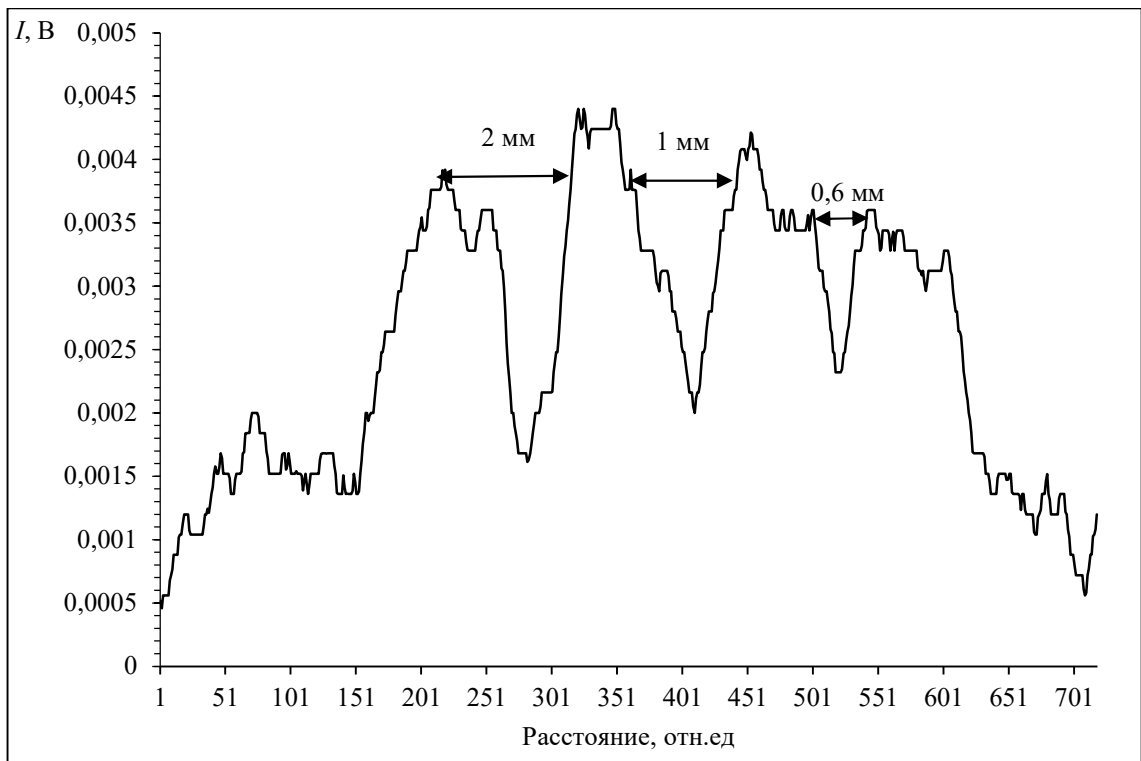


Рисунок 3.21 – Профиль металлической пластины с щелями на глубине 6 мм.

Как видно из рисунка 3.21 уровень сигнала при увеличении толщины начинает приближаться к значению аппаратной погрешности.

Размеры минимально выявляемого дефекта, в зависимости от толщины металла приведены в таблице 3.4.

Таблица 3.4 – Размер минимального выявленного дефекта

| Контролируемая<br>толщина, мм | Напряжение на рентгеновской трубке, кВ         |             |             |
|-------------------------------|------------------------------------------------|-------------|-------------|
|                               | 200                                            | 250         | 270         |
|                               | Минимальный выявляемый дефект, мм <sup>3</sup> |             |             |
| 0                             | 0,6×0,6×1,0                                    | 0,6×0,6×1,0 | 0,6×0,6×1,0 |
| 1                             | 0,6×0,6×1,0                                    | 0,6×0,6×1,0 | 0,6×0,6×1,0 |
| 2                             | 0,6×0,6×1,0                                    | 0,6×0,6×1,0 | 0,6×0,6×1,0 |
| 3                             | 0,6×0,6×1,0                                    | 0,6×0,6×1,0 | 0,6×0,6×1,0 |
| 4                             | 0,6×0,6×1,0                                    | 0,6×0,6×1,0 | 0,6×0,6×1,0 |
| 5                             | 1,0×1,0×1,0                                    | 0,6×0,6×1,0 | 0,6×0,6×1,0 |
| 6                             | 1,0×1,0×1,0                                    | 0,6×0,6×1,0 | 0,6×0,6×1,0 |
| 7                             | 1,5×1,5×1,0                                    | 1,0×1,0×1,0 | 0,6×0,6×1,0 |
| 8                             | -                                              | 1,5×1,5×1,0 | 1,0×1,0×1,0 |
| 9                             | -                                              | 1,5×1,5×1,0 | 1,5×1,5×1,0 |
| 10                            | -                                              | 1,5×1,5×1,0 | 1,5×1,5×1,0 |

### 3.3 Экспериментальная оценка АФРО КС с кольцевым детектором

Вследствие того, что заранее, без предварительных экспериментов, действительная АФРО однозначно неизвестна, стальная пластинка рисунок 3.18 с пропилами облучалась рентгеновским излучением. Полученный профиль сигнала представлен на рисунке 3.22

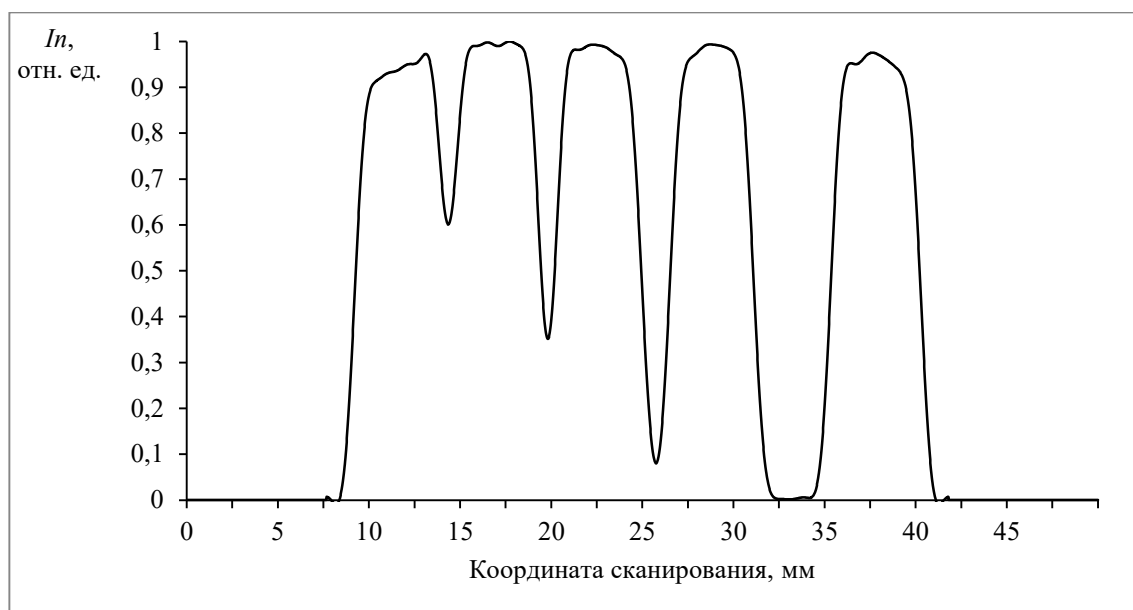


Рисунок 3.22 — Профиль сигнала  $I_n$  от стальной пластины.

Переход АФРО через границу объекта осуществляется вдоль оси сканирования  $x$ , в результате физического взаимодействия апертуры РО с объектом образуются кванты рассеянного излучения из области геометрического перекрытия апертуры и объекта. Удельный выход фотонов из каждой области РО пропорционален электронной плотности объекта в этой области. Из чего следует, что общее число квантов, вышедшее из области геометрического перекрытия, пропорционально интегралу по площади перекрытия РО и плотности объекта  $\rho(x,y)$ , то есть

$$F_1(x) = 2 \int_0^{xt} \Phi(x - xt) \cdot \rho(xt) dx, \quad (3.10)$$

где:  $\int_0^{xt} \Phi(x - xt)$  — АФРО  $\Phi_1(x)$  или  $\Phi_2(x)$  соответственно.

Применив преобразование Фурье к (3.10) и лемму Бореля о свертке получим

$$h(\omega) = \frac{U(\omega)}{\rho(\omega)} \quad (3.11)$$

Применив обратное преобразование Фурье получим

$$h(xt) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} \frac{U(\omega)}{\rho(\omega)} e^{(-j\omega xt)} d\omega \quad (3.12)$$

Для определения АФРО КС рассмотрим область, соответствующую переходу РО через пропил шириной 5 мм. Для того чтобы найти АФРО, необходимо геометрически сопоставить функцию сигнала от образца  $U(x)$  и теоретическое изменение плотности  $\rho(x)$  рисунок 3.22.

Так как результатом свертки является какая-то третья функция, приращение этой функции начинается с взаимного пересечения двух функций. Вследствие того, что значение функции  $U(x)$  в отличие от  $\rho(x)$  отлично от нуля в любой точке, необходимо задать граничные условия – при каком изменении функции  $U(x)$  будем считать, что РО начинает пересекать  $\rho(x)$ . Для этого воспользуемся следующей приближенной методикой. Координата начала изменения  $\rho(x)$  будет определяться следующим значением:  $x_1 = \frac{1}{10} \frac{dU}{dx}$ , где  $\frac{dU}{dx}$  – максимальное значение функции; координата конца изменения  $\rho(x)$   $x_2$  определяется аналогично, но только с обратным знаком. Итоговая АФРО представлена на рисунке 3.23.

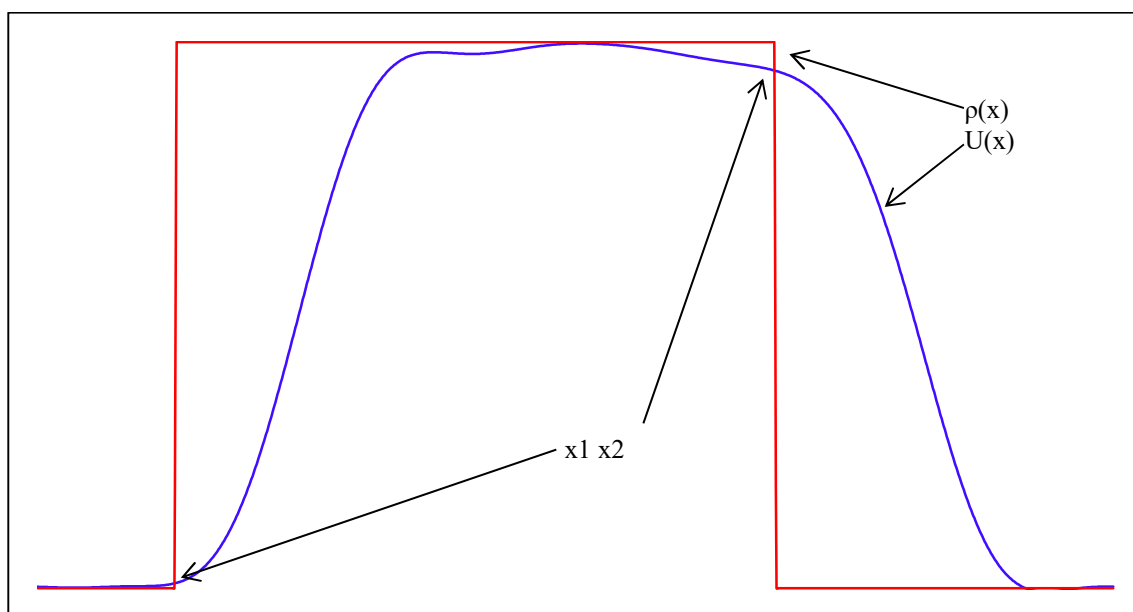


Рисунок 3.23 – АФРО.

Спектр АФРО имеет высокочастотную составляющую. На рисунке 3.24 приведена также АФРО с фильтрацией высокочастотной составляющей спектра.

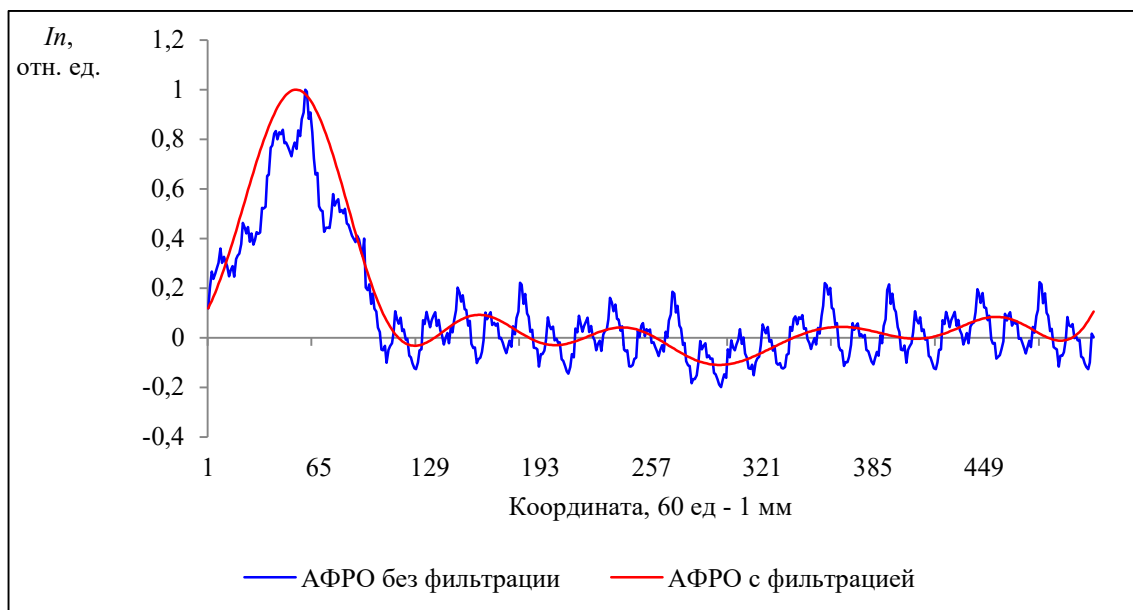


Рисунок 3.24— АФРО.

Форма АФРО сопоставима с формой геометрического и действительного АФРО согласно уравнению (2.21). Ширина АФРО равна двум диаметрам пинхола первичного коллиматора, вследствие вклада многократно рассеянного излучения. Восстановим функцию  $\rho(x)$  по сигналу от стального объекта применяя фильтрованную и не фильтрованную АФРО рисунок 3.25.

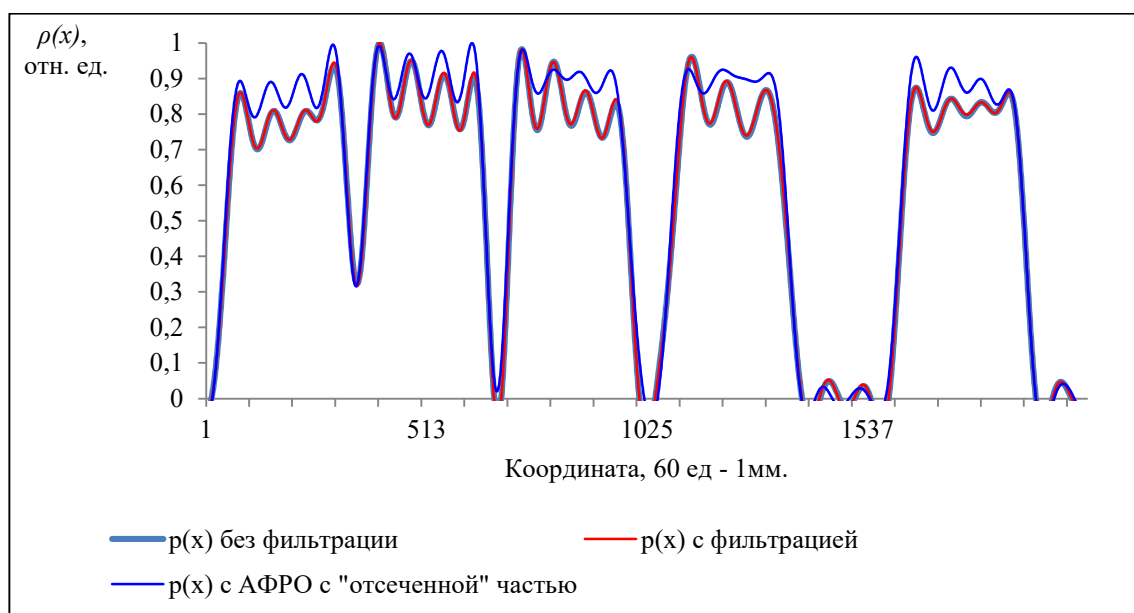


Рисунок 3.25 – Функция распределения плотности  $\rho(x)$ .

По реконструкции видно, что форма функции распределения плотности сопоставляется с реальным образцом. Не нулевое значение плотности для пропила 0,6 мм обусловлено недостаточно малым шагом сканирования, а также действительной шириной АФРО. Также видно, восстановленное распределение плотности практически не меняется как для фильтрованного АФРО, так и для нефильтрованного. Изменение функции  $\rho(x)$  происходит только при обнулении высокочастотной составляющей АФРО.

Смоделируем два разных сигнала от гипотетической стальной пластины с функцией распределения плотности  $\rho(x)$  согласно уравнению (2.21) для АФРО с разными параметрами (рисунок 3.26). Для первого сигнала АФРО — диаметр пинхола первичного коллиматора 1,0 мм, размер щели вторичного коллиматора 1,0 мм. Для второго сигнала АФРО — диаметр пинхола первичного коллиматора 2,0 мм, размер щели вторичного коллиматора 1,0 мм.

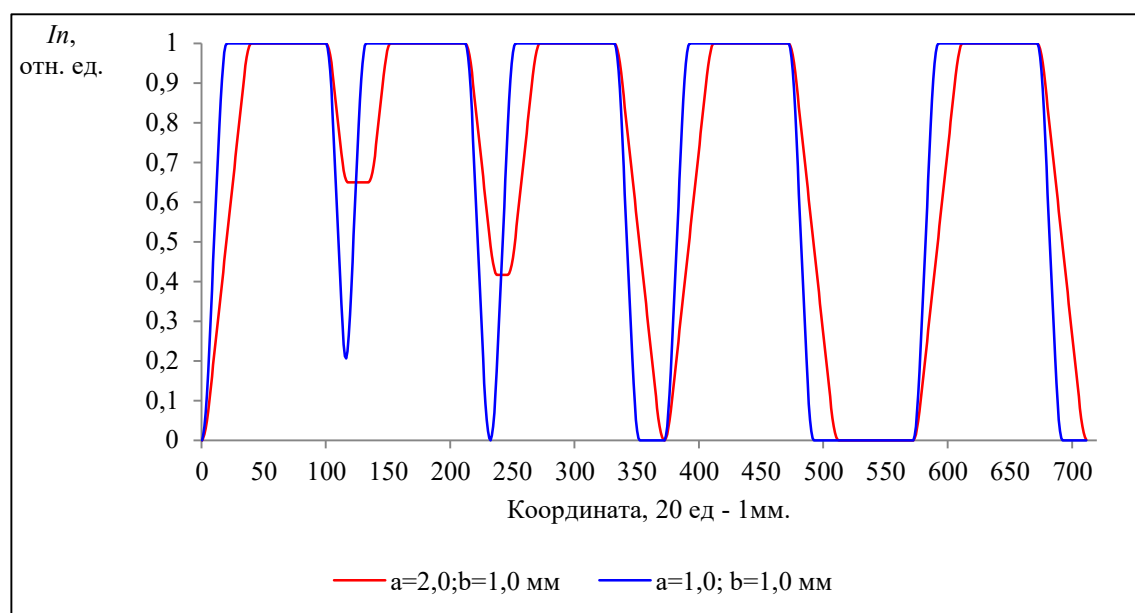


Рисунок 3.26 – Смоделированный сигнал согласно уравнению (2.21).

Размер пинхола первичного коллиматора 2,0 мм намеренно увеличен, так как ширина АФРО экспериментально определенного АФРО составила 2 диаметра пинхола первичного коллиматора. Форма сигнала для  $a=2,0$ ;  $b=1,0$  мм. Переведем значения функции, изображенной на рисунке 3.26, в градации серого и получим следующее изображение (рисунок 3.27):

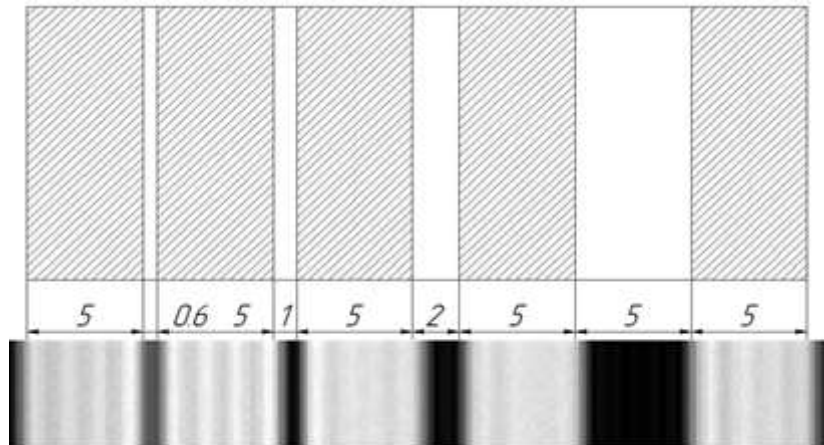


Рисунок 3.27 – Стальная пластинка (сверху), функция на рисунке 3.25 в градациях серого (снизу).

Аналогичный рисунок 3.28 получен для функции на рисунке 3.20:



Рисунок 3.28 – Функция на рисунке 3.20 в градациях серого (нормировка значений по нижнему рисунку).

### 3.4 Способ сканирования продольным перемещением

Рассмотрим коллимационную систему (КС) и схему формирования обратно рассеянного излучения (рисунок 3.29), состоящую из источника рентгеновского или гамма-излучения, первичного щелевого коллиматора (ПЩК), вторичного щелевого коллиматора (ВЩК), и детектора в виде сцинтиллятора. На рисунке показана плоская геометрия прямого и рассеянного пучков, то есть показаны центральные пучки из первичного и рассеянного потоков излучения, формируемых, соответственно, первичным и вторичным щелевыми коллиматорами.

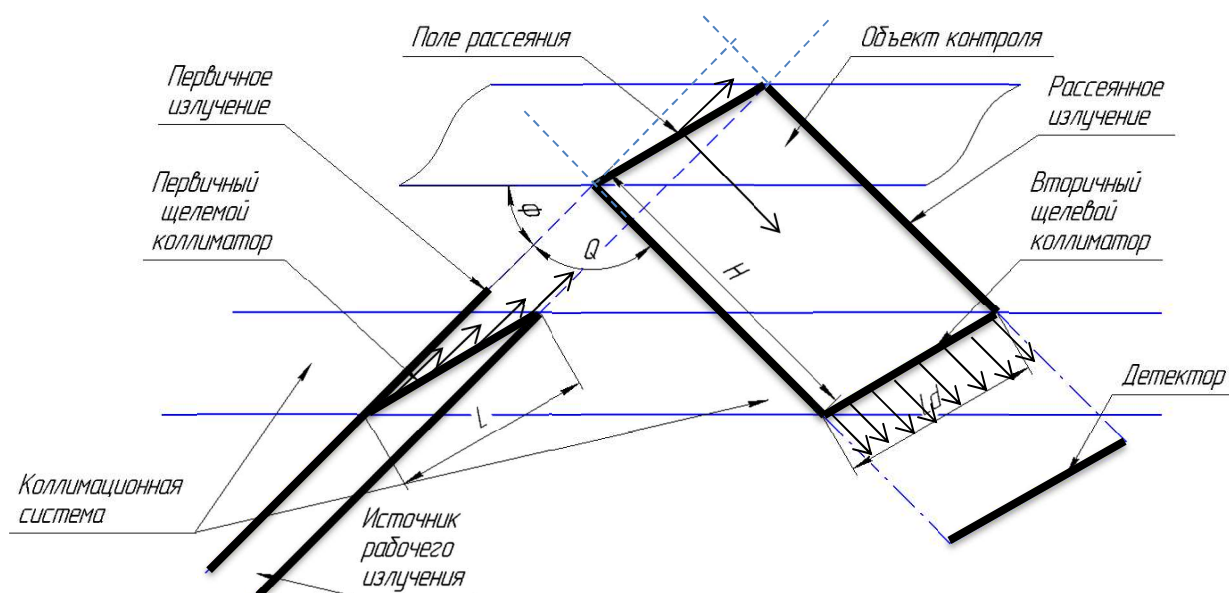


Рисунок 3.29 – Схема формирования обратно рассеянного излучения.

Рентгеновское или гамма-излучение (далее – излучение), проходя через ПЩК, формирует ленточный пучок длиной  $L$ . Падая на поверхность ОК под некоторым углом  $\phi$ , этот пучок образует в ОК поле рассеяния. Данное поле представляет собой эмиссионный источник гамма-излучения. Со стороны источника первичного излучения расположен ВЩК, который формирует обратно-рассеянное гамма-излучение (ОРИ) в виде ленточного пучка, направленного в сторону сцинтилляционного детектора.

Рассмотрим рисунок 3.30 с двумя одинаковыми детекторами, между которыми находится тонкая, непрозрачная для видимого света перегородка. При взаимодействии КИ с ОК формируется поток обратно рассеянного излучения, коллимированного ВЩК детектором. Примем, что, число рассеянных фотонов, вылетающих из ОК, пропорционально  $L$ . При наличии в ОК какой-либо несплошности, примем сигнал от неё равным нулю.

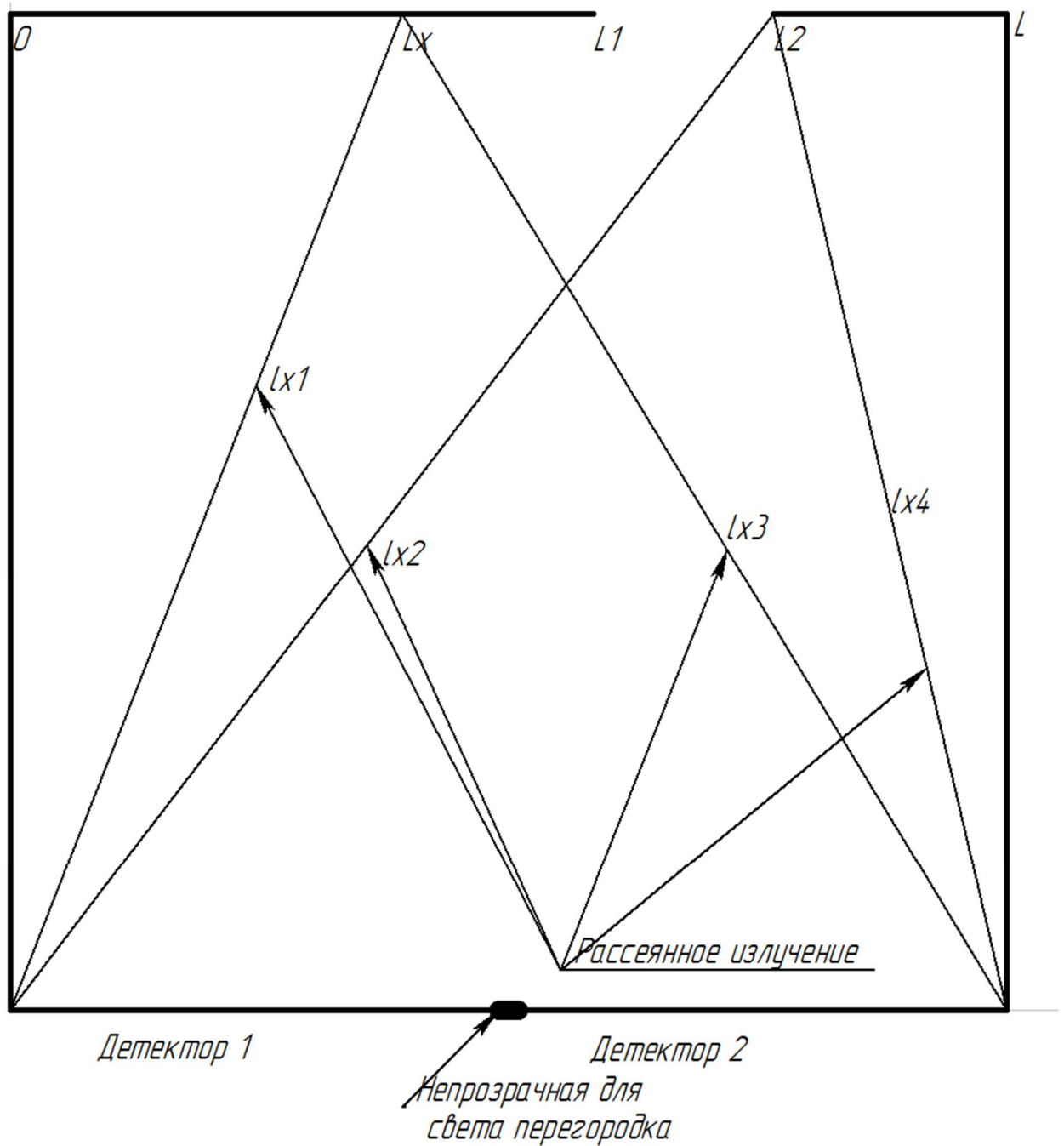


Рисунок 3.30 – Схема с двумя детекторами ( $lx$  приведена с индексами для примера визуализации).

Так как эмиссионный источник представляет собой линейный источник длиной  $L$ , то каждая точка источника, расположенная на расстоянии  $Lx$  от начала координат, излучает под некоторым, заранее заданным геометрией КС углом  $\theta$ , равномерно в направлении детектора. Обратно рассеянное излучение, рассеянное из точки источника, расположенной на расстоянии  $Lx$ , будет проходить разный путь до каждой точки одного из детекторов. Установим

зависимость расстояния  $lx$  от  $Lx$  и  $x$ , где  $x$  – расстояние от нуля до отдельно выбранной точки на одном из детекторов

$$lx(Lx, x) = \sqrt{x^2 - 2 \cdot Lx \cdot x + (H^2 + Lx^2)}, \quad (3.13)$$

где  $H$  – перпендикуляр от эмиссионного источника до линейки детекторов.

Далее получим зависимость интенсивности излучения  $I\Delta x$  для каждого элемента детектора:

$$I\Delta x(x) = \int_0^L \frac{1}{lx(Lx, x)^2} dLx = \int_0^L \frac{1}{x^2 - 2 \cdot Lx \cdot x + (H^2 + Lx^2)} dLx \quad (3.14)$$

Проинтегрировав правую часть уравнения (3.14), получим:

$$I\Delta x(x) = \int_0^L \frac{1}{lx(Lx, x)^2} dLx = \int_0^L \frac{1}{x^2 - 2 \cdot Lx \cdot x + (H^2 + Lx^2)} dLx \quad (3.15)$$

где:  $\alpha = \frac{H}{L}$ .

Рассмотрим случай, когда в каком-либо месте эмиссионного источника отсутствует рассеиватель, то есть существует некоторая несплошность. На рисунке 3.30 границы такой несплошности обозначены символами  $L_1$  и  $L_2$ , соответственно, длина несплошности будет равна  $L_n$

$$L_n = L_2 - L_1. \quad (3.16)$$

Итоговое уравнение интенсивности излучения  $In\Delta x$  с несплошностью выглядит следующим образом:

$$In\Delta x(L1, L_n, x) = \frac{\arctan\left(\frac{x}{L \cdot a}\right) + \arctan\left(\frac{L-x}{L \cdot a}\right) - \arctan\left(\frac{x-L1}{L \cdot a}\right) + \arctan\left(\frac{x-(L1+L_n)}{L \cdot a}\right)}{L \cdot a} \quad (3.15)$$

Рассмотрим уравнение (3.16), которое представляет собой зависимость суммарного сигнала двух детекторов от положения и размера несплошности  $Is$ :

$$I_S(L_1, L_n, x) = \frac{1}{L \cdot a} \left[ \int_0^L \arctan\left(\frac{x}{L \cdot a}\right) + \arctan\left(\frac{L-x}{L \cdot a}\right) - \arctan\left(\frac{x-L_1}{L \cdot a}\right) + \arctan\left(\frac{x-(L_1+L_n)}{L \cdot a}\right) dx \right] \quad (3.16)$$

Проанализировав уравнение (3.16), можно установить, что значение суммарного сигнала с двух детекторов незначительно зависит от положения несплошности. Основной вклад в величину сигнала вносит размер несплошности. Вследствие этого уравнение (3.15) можно упростить, приняв  $L_1$  равной нулю:

$$I_S(L_n, x) = \frac{1}{L \cdot a} \left[ \int_0^L \arctan\left(\frac{L-x}{L \cdot a}\right) - \arctan\left(\frac{L_n-x}{L \cdot a}\right) dx \right] \quad (3.17)$$

Откуда следует, что, зная параметры КС, можно вычислить размер несплошности по уравнению (3.17).

Рассмотрим следующее уравнение (3.18), которое представляет собой разность сигналов с детекторов  $\Delta S$ :

$$\Delta S = \int_0^{L/2} \ln \Delta x(x) dx - \int_{L/2}^L \ln \Delta x(x) dx \quad (3.18)$$

Подставив значение  $L_n$ , определенное согласно уравнению (3.14), в уравнение (3.17), и, решив его численными методами, можно определить положение несплошности.

### 3.4.1 Решение для двух и более несплошностей

Решение уравнения (3.17) для двух и более несплошностей трудоемкий процесс, который может быть упрощен при следующем предположении. При измеренном значении сигнала от двух детекторов устанавливается величина вероятной несплошности. Вследствие того, что заранее неизвестны количество и размеры предполагаемых несплошностей, можно объединить все

несплошности в одну. На следующем примере продемонстрирован изложенный подход.

Примем длину эмиссионного источника и детекторов  $L$ , а также высоту  $H$  равными 100 мм. Определим две несплошности со следующими параметрами:  $L1=5$  мм,  $L1_n=10$  мм,  $L2=25$  мм,  $L2_n=10$  мм. На рисунке 3.31 представлены положения несплошностей:

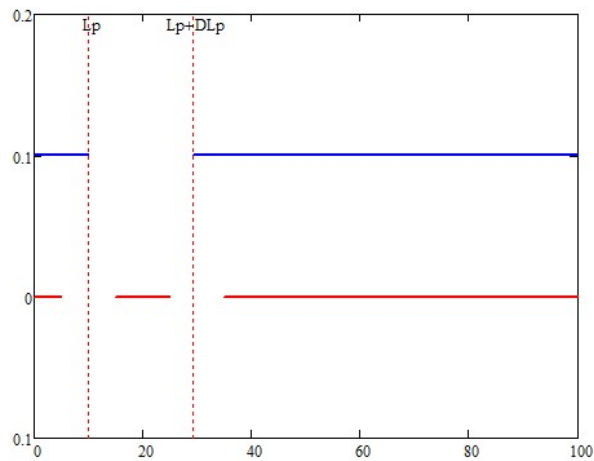


Рисунок 3.31. –Положения несплошностей. Синяя линия – рассчитанная несплошность, где  $Lp=10$  мм,  $DLp=19,3$  мм,  $L1_n+L2_n=20$  мм, красная линия – заранее заданная.

Далее воспользуемся приведенным выше алгоритмом, и на основании уравнений (3.14) и (3.17) определим размер и положение неизвестной нам несплошности, считая, что положение указанных несплошностей нам не известно, а известны только суммарный сигнал с двух детекторов, и разность их сигналов. Размер рассчитанной и реальной несплошностей сопоставляются друг с другом на рисунке 3.31.

На рисунке 3.32 изображена коллимационная система с рентгеновским аппаратом (РА) РАП-300-5.

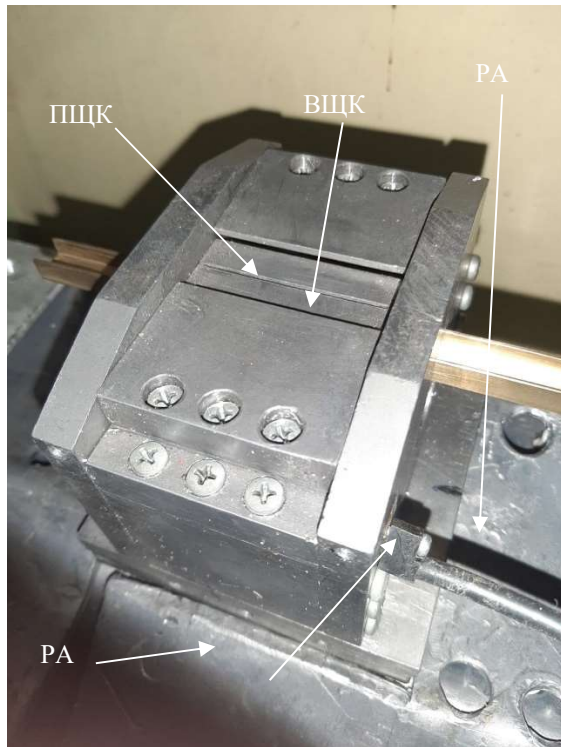


Рисунок 3.32 – Коллимационная  
система



Рисунок 3.33 – Алюминиевая  
пластина

Алюминиевая пластинка с искусственными несплошностями (рисунок 3.33) в виде отверстий и засверловки перемещалась над ПЩК продольно. Использовался сцинтилляционный детектор ВГО. При облучении РА алюминиевой пластинки измерялся суммарный сигнал с детекторов, а также разность сигналов детекторов. Время измерения на один кадр составило 0,3 секунды, шаг сканирования 0,1 мм. В ходе проведения сканирования и промежуточных программных преобразований получены результаты, представленные на рисунке 3.34.

Как видно из результатов положение и размер несплошностей соответствует положению реальных несплошностей на пластине. Размер несплошностей в случае отверстий соответствует реальным размерам, а размер засверловки – нет. Данный факт объясняется зависимостью уровня сигнала от размера несплошности, засверловка расположена на определенной глубине в образце, соответственно и поток обратно рассеянного излучения будет больше, откуда и меньший размер по сравнению с реальным размером несплошности. С

увеличением числа кадров контур несплошностей определяется более чётко, вследствие уменьшения случайной погрешности измерения (за счёт статистического накопления.)

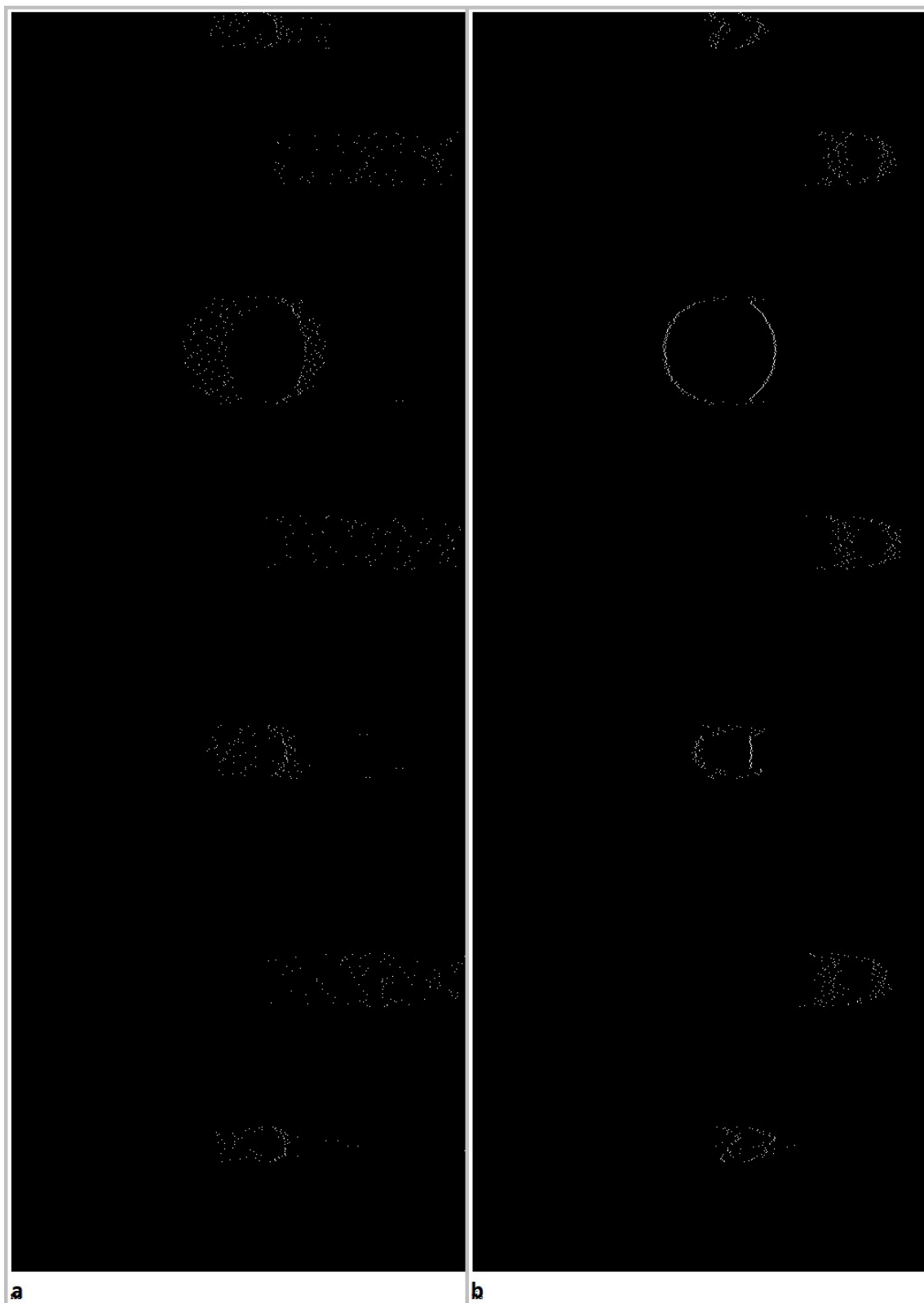


Рисунок 3.34 – Восстановленное изображение (а – 1 кадр, b – 100 кадров).

### 3.5 Эмиссионная томография трубопроводов

Рассмотрим задачу восстановления двумерного распределения источников излучения  $s(x,y)$ . Без ограничения общности можно считать, что область, в которой распределены источники излучения, целиком расположена в области поглощения излучения, характеризующей функцией распределения коэффициента ослабления  $\mu(x,y)$  рисунок 3.35

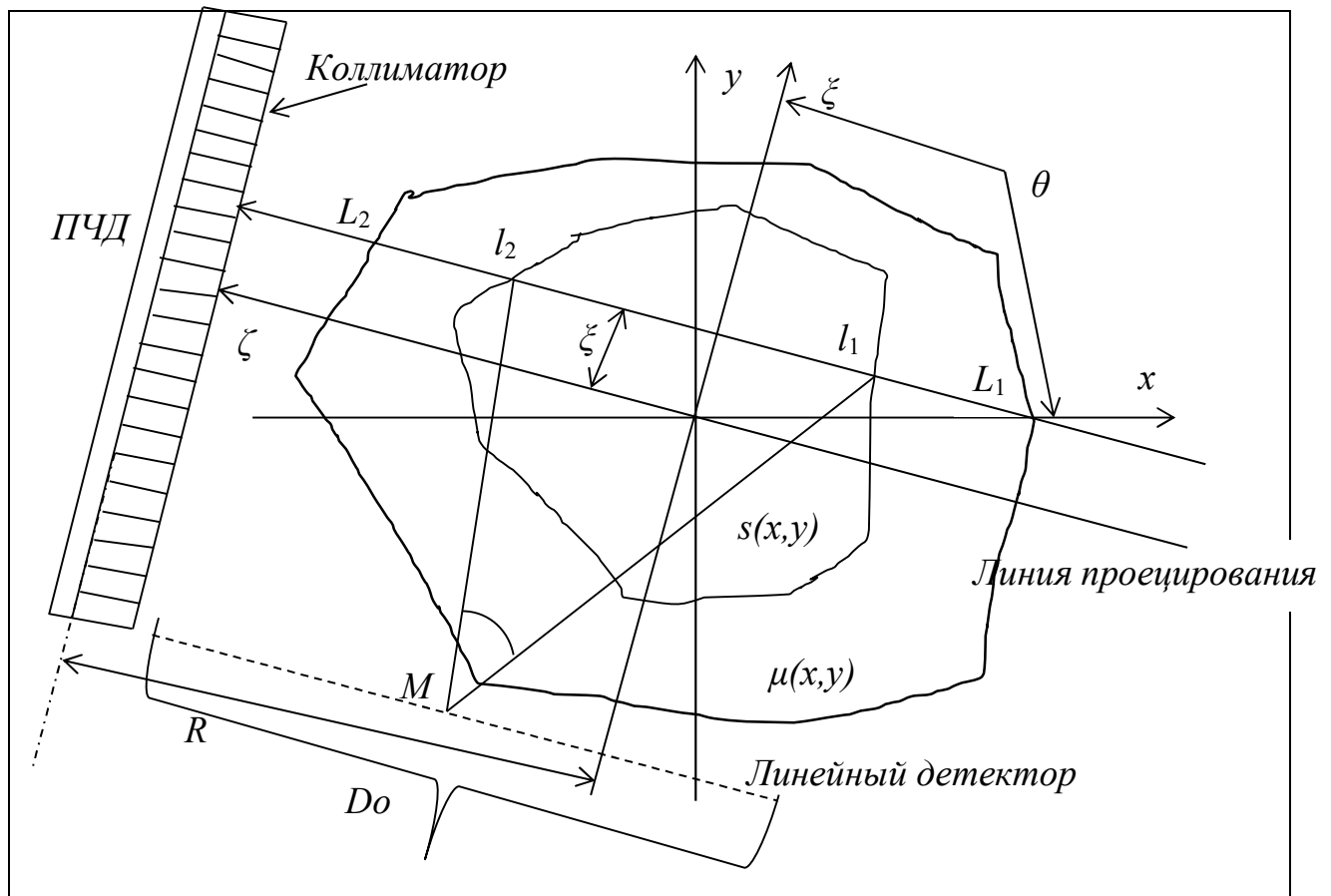


Рисунок 3.35 – Круговая геометрия измерений в ЭВТ.

Процесс измерений выглядит следующим образом. Позиционно-чувствительный детектор (ПЧД), снабженный многоканальным коллиматором с параллельными каналами, вращается вокруг объекта по окружности радиусом  $R$ . При этом за счет коллиматора каждый элемент ПЧД регистрирует кванты излучения, испущенные источниками, лежащими только на линии проецирования  $l_1$  и линии  $l_2$  перпендикулярной детектору и проходящий через этот элемент.

Набор отчетов, зафиксированных элементами ПЧД, определяет проекцию. Поскольку ПЧД, как правило, является двумерным, то либо берутся только отсчеты тех элементов ПЧД, которые лежат в интересующей нас плоскости сечения объекта, либо используются все отсчеты ПЧД для восстановления всего трехмерного распределения в наборе параллельных независимых плоскостей. Затем система коллиматор – детектор поворачивается относительно объекта на некоторый угол  $\theta$ , и снимается новый набор отсчетов, определяющий следующую проекцию. Такие измерения повторяются, пока система коллиматор – детектор не повернется на  $360^\circ$ . По полученному набору одномерных проекций (для одной секущей плоскости в объекте) необходимо восстановить двумерное распределение источников излучения  $s(x,y)$ .

Поскольку система коллиматор – детектор вращается вокруг объекта, такую схему измерений, как и в ТВТ, называют круговой геометрией измерений, а так как используется коллиматор с параллельными каналами, обеспечивающий параллельность линий проецирования, проекции называют параллельными проекциями.

Обозначим через  $s_0(\xi,\zeta)$  распределение источников излучения во вращающейся системе координат  $(\xi,\zeta)$ , повернутой относительно неподвижной системы координат  $(x,y)$  на угол  $\theta$ , а через  $\mu_0(\xi,\zeta)$  – распределение линейного коэффициента ослабления в этой же системе координат:

$$\begin{cases} x = \xi \cos \theta - \zeta \sin \theta \\ y = \xi \sin \theta + \zeta \cos \theta \end{cases} \quad \begin{cases} \xi = x \cos \theta + y \sin \theta \\ \zeta = -x \sin \theta + y \cos \theta \end{cases} \quad (3.19)$$

$$\begin{aligned} s_\theta(\xi,\zeta) &= s(x(\xi,\zeta,\theta), y(\xi,\zeta,\theta)) = s(\xi \cos \theta - \zeta \sin \theta, \xi \sin \theta + \zeta \cos \theta) \\ \mu_\theta(\xi,\zeta) &= \mu(x(\xi,\zeta,\theta), y(\xi,\zeta,\theta)) = \mu(\xi \cos \theta - \zeta \sin \theta, \xi \sin \theta + \zeta \cos \theta) \end{aligned} \quad (3.20)$$

В частности,  $s_{\theta=0}(\xi, \zeta) = s(x, y)$  и  $\mu_{\theta=0}(\xi, \zeta) = \mu(x, y)$ . Тогда для интенсивности  $p(\xi, \theta)$  излучения, прошедшего через объект, т.е. для проекции, получим:

$$p(\xi, \theta) = \int_{l_1}^{l_2} \frac{s_{\theta}(\xi, \zeta)}{4\pi(R - \zeta)^2} \exp\left(-\int_{\zeta}^{L_2} \mu_{\theta}(\xi, \zeta') d\zeta'\right) d\zeta \quad (3.21)$$

При этом учтено, что линия проецирования в точках  $l_1 = l_1(\xi, \theta)$  и  $l_2 = l_2(\xi, \theta)$  пересекают область, в которой распределены источники излучения, а в точках  $L_1 = L_1(\xi, \theta)$  и  $L_2 = L_2(\xi, \theta)$  пересекают область, в которой распределено вещество, поглощающее излучение.

Оценим влияние геометрического ослабления и ослабления излучения в веществе. Предположим, что (для данной проекции)  $s_{\theta}(\xi, \zeta) = C = const$ .

Рассмотрим сначала геометрическое ослабление. Пренебрегая ослаблением излучения в веществе, то есть, полагая  $\mu_{\theta}(\xi, \zeta') = 0$ , получим:

$$p(\xi, \theta) = \int_{l_1}^{l_2} \frac{C}{4\pi(R - \zeta)^2} d\zeta = \frac{C(l_2 - l_1)}{4\pi(R - l_2)(R - l_1)} \quad (3.22)$$

В то же время, если не учитывать зависимость фактора геометрического ослабления от  $\zeta$ , получим

$$\tilde{p}(\xi, \theta) = \int_{l_1}^{l_2} \frac{C}{4\pi R^2} d\zeta = \frac{C(l_2 - l_1)}{4\pi R^2} \quad (3.23)$$

Учитывая геометрию разработанной коллимационной системы, геометрическое искажение находится на уровне 10%.

Аналогично рассмотрим физическое ослабление, то есть ослабление излучения в веществе, положим для простоты  $\mu_{\theta}(\xi, \zeta') = \mu = const$ , пренебрегая геометрическим ослаблением, получим

$$p(\xi, \theta) = \int_{l_1}^{l_2} C \exp\left(-\int_{\xi}^{L_2} \mu d\xi'\right) d\xi = \frac{C}{\mu} \left[ \exp(-\mu(L_2 - l_2)) - \exp(-\mu(L_2 - l_1)) \right] \quad (3.24)$$

Таким образом, вклад физического ослабления в искажение результатов измерений существенно больше, чем вклад геометрического ослабления.

Возвращаясь к исходному уравнению для проекции и пренебрегая геометрическим ослаблением, перепишем его в следующем виде:

$$p(\xi, \theta) = \int_{l_1}^{l_2} s_{\theta}(\xi, \zeta) \exp\left(-\int_{\xi}^{L_2} \mu_{\theta}(\xi, \zeta') d\zeta'\right) d\zeta \quad (3.25)$$

При этом мы отбросили несущественные постоянные множители.

Заметим, что, если  $\mu(x, y) = 0$ , то уравнением (3.25) превращается в преобразование Радона относительно  $s(x, y)$ .

### Выводы к главе 3

1. Величина поперечного размера рабочего пучка для углов от  $0^\circ$  до  $8,72^\circ$  изменяется не более чем на 15%, что незначительно влияет на пространственно-статистическую неопределенность.
2. Интенсивность излучения максимальна при угле  $0^\circ$  и минимальна при угле  $8,72^\circ$ . Разница между максимальным уровнем интенсивности и минимальным составляет не более 11%, что легко компенсируется аппаратно.
3. Разработанная геометрия пинхола позволяет осуществлять сканирование объекта контроля простым перемещением пинхола перпендикулярно оси рентгеновского пучка от анода трубки в пределах 50 мм при фокусном расстоянии 163 мм.
4. Форма расчетного и экспериментального уровня сигнала сопоставляется. Разница между минимальным и максимальным уровнем расчетного и экспериментального сигнала составляет 9%.

5. Функции распределения плотности  $\rho(x)$  на Рисунок 3.24 сопоставляются между собой, из чего следует, что основной вклад для реконструкции  $\rho(x)$  по полученному сигналу на основании уравнения АФРО, оказывает именно низкочастотная составляющая АФРО.
6. 4. Формы сигнала на рисунках 3.21 и 3.25 сопоставляются, из чего следует, что можно смоделировать форму сигнала от несплошности заданного размера и залегающей на заданной глубине на основании математического моделирования.
7. Исследования показали, что возможности улучшения пространственного разрешения за счет уменьшения поперечных размеров пучков ограничены из-за ухудшения статистики и вклада многократного рассеяния.
8. Геометрические размеры рассеивающего объёма получаются конечными и имеют порядок  $0,4 \times 0,4 \times 0,7$  мм, что определяет пространственное разрешение.
9. Для комптоновской томографии была выбрана система сканирования с кольцевым детектором, потому что эта система сканирования обладает рядом преимуществ: не требует точного механизма для перемещения по двум осям, Получаемые детектором данные об ослабление рассеянного излучения являются разноракурсными проекциями, что значительно сокращает время проведения томографии.
10. Реализации комптоновского томографа для проведения внутритрубной технической диагностики технически возможна, но требует большого объёма опытно-конструкторской работы.
11. Получены формулы для определения размеров и положения несплошностей по суммарному сигналу с детекторов и по разности сигналов детекторов при продольном сканировании щелевым коллиматором.

12. Рассмотренная коллимационная система с щелевым коллиматором позволяет проводить сканирование производительнее, по сравнению с коллиматором в виде “пинхола”.
13. Размер несплошности зависит от глубины залегания несплошности и её высоты. Положение несплошности определяется с большей точностью, так как зависит от разности сигналов детекторов.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Разработана коллимационная система с подвижным первичным коллиматором “пинхолом” размером 1 мм и вторичным щелевым коллиматором размером 1 мм, позволяющая проводить сканирование при применении рентгеновского аппарата РАП-300-5 с напряжением на аноде 270 кВ в пределах 50 мм при фокусном расстоянии 163 мм до 10 мм толщины стали с выявляемостью несплошности  $1,5 \times 1,5 \times 1,0 \text{ мм}^3$  на глубине 10 мм, при изменении поперечного размера рабочего пучка излучения не более 15% и разнице между максимальным уровнем интенсивности и минимальным не более 11%, сохраняя при этом удовлетворительные значения объёмно-пространственной статистической неопределенности.
2. Получены формулы АФРО для кольцевого детектора, позволяющие подобрать оптимальное соотношение размеров первичного и вторичного коллиматора, а также угол сбора квантов, при нормальном падении зондирующего пучка излучения.
3. Коллимационная система с щелевым коллиматором позволяет проводить сканирование производительнее, по сравнению с коллиматором в виде “пинхола”. В то же время для такой системы положение несплошности определяется с большей точностью чем её размер, так как положение зависит от разности сигналов детекторов.
4. Основное влияние на объёмно-пространственную статистическую неопределенность оказывает величина первичного коллиматора при нормальном падении зондирующего пучка излучения. Падение зондирующего пучка излучения под углом  $45^\circ$  является предпочтительным, с точки зрения формы рассеивающего объема и объёмно–пространственной статистической неопределенности.

5. Вследствие деформации рассеивающего объема по мере увеличения глубины залегания, размер вторичного коллиматора необходимо увеличивать.
6. Установлено, что зондирование с помощью радионуклидного источника является предпочтительным, так как его спектр достоверно известен, спектр же источника с непрерывным спектром, трудно однозначно определить заранее, еще более трудную задачу представляет собой определение спектра обратно-рассеянного излучения от источника с непрерывным спектром. Тем самым можно повысить отношение сигнал/шум путем применения радионуклидного источника Цезий-137 и проведением спектрометрии, так для нормального падения ширина спектра рассеянного излучения оказывается заметно уже, чем для спектра рассеянного излучения при угле падения зондирующего пучка излучения  $45^\circ$ .

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Блохин Евгений Олегович. Способ досмотра и досмотровый комплекс. — RU Патент №. 2,512,679, 04 октября 2014.
2. Буклей Александр Александрович. Рентгеновское устройство для досмотра. — RU Патент №. 134385, 10 ноября 2010.
3. Буклей Александр Александрович. Мобильное рентгеновское устройство дистанционного контроля. — RU Патент №. 145863, 27 сентября 2014.
4. Блохин Евгений Олегович. Ручной досмотровый сканер. — RU Патент №. 176238, 12 декабря 2018.
5. Khajmann Systems GmbH. Device for detecting crystals and oplicrystals in article. — DE. Patent No. 2,265,830, 10 Dec. 2005.
6. Американ Сайнс энд Инжиниринг, ИНК. Анализ энергий при обратном рассеянии для классификации материалов на основании позиционной некоммутативности. — RU Патент №. 2,550,319, 10 март 2015.
7. American Science and Engineering, Inc. Backscatter characterization using interlineally adaptive electromagnetic X-ray scanning. — US Patent No. 2017/044441, 16 Mar. 2017.
8. Уильям Тэлион Эдвардс, Гэри И. Джордсон Джеймс И. Энджел. Способ и система регистрации нарушений в изделиях посредством обратно-рассеянных рентгеновских лучей. — RU Патент №. 2608853, 13 февраль 2013.
9. Paul Arsenault Shawn, Durette Marc Cabot. Collection of tomographic inspection data using Compton scattering. — US Patent No. 2014124522, 14 Feb. 2014.
10. JP2001208705 (A) «Scattered x-ray type defect detector, and x-ray detector» Mitsubishi Heavy Ind Ltd
11. Ignatiev N. G., Orlov I. E., Ergashev D. E. Experimental studies of scintillation detectors based on WLS fibers // Instruments and Experimental Techniques. — 2016. — V. 59. — No 6. — p. 789-793.

12. John T. Bowles. Method of inspecting a degraded area of a metal structure covered by a composite repair and method of measuring a remaining wall thickness of a composite structure. — US Patent No. 20170248417, 14 Oct.2015.
13. Paul Arsenault, Shawn Durette Marc Cabot. Collection of tomographic inspection data using Compton scattering. — WO Patent No. 2014124522, 14 Feb.2015.
14. Inversa Systems Ltd. Method for inspecting an infrastructure, compton scattering inspection device and method of operating thereof. — CA Patent No. 20170052126 , 20 Aug. 2015.
15. New X-ray Backscatter Imaging Technique for Nondestructive Testing of Aerospace Components Sanjee-vareddy» авторов S. Kolkoori, N. Wrobel, U. Zscherpel, U. Ewert [11th European Conference on Non-Destructive Testing (ECNDT 2014), October 6-10, 2014, Prague, Czech Republic
16. Xiong X. et al. A compact, high signal-to-noise ratio line-detector array Compton scatter imaging system based on silicon photomultipliers //Applied Radiation and Isotopes. – 2019. – V. 154. – p. 108845.
17. Яровенко И. П. Метод решения задачи томографии, основанный на специфике комптоновского рассеяния //Вычислительные технологии. – 2012. – Т. 17. – №. 6.
18. Cierniak R. X-ray computed tomography in biomedical engineering. – Springer Science & Business Media, 2011.
19. Sari M. B. et al. Simulation of Void Detection System using Gamma-Ray Compton Scattering Technique //Journal of Engineering and Technological Sciences. – 2019. – V. 51. – No 3. – p. 369-379.
20. <https://web.archive.org/web/20181004152708/http://geant4.jinr.ru/>
21. Huang S. et al. Modeling and quantitative analysis of X-ray transmission and backscatter imaging aimed at security inspection //Optics express. – 2019. – V. 27. – No 2. – p. 337-349.

22. Huang S. et al. Simulation on x-rays backscatter imaging based on Monte Carlo methods for security inspection //Counterterrorism, Crime Fighting, Forensics, and Surveillance Technologies II. – International Society for Optics and Photonics, 2018. – V. 10802. – p. 1080203.
23. Tuyet K. et al. Geant 4 Study of Concrete Density Measurement Using Gamma Backscattering Technique// International Journal of Research in Engineering and Science (IJRES). — 2016.—V. 4.— No 91. — p. 52-58
24. Sari M. B. et al. Simulation of Void Detection System using Gamma-Ray Compton Scattering Technique //Journal of Engineering and Technological Sciences. – 2019. – V. 51. – No 3. – p. 369-379.
25. Nguyen V. H. et al. New method for processing gamma backscattering spectra to estimate saturation depth and to determine thickness of aluminum and steel materials //Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry. – 2018. – V. 315. – №. 2. – p. 293-298.
26. Jaenisch G. R., Kolkoori S., Bellon C. Quantitative simulation of back scatter X-ray imaging and comparison to experiments. – Bundesanstalt für Materialforschung und-prüfung (BAM), 2016.
27. Mouhti I., Elanique A., Messous M. Y. Monte Carlo modelling of a NaI (TI) scintillator detectors using MCNP simulation code //Journal of Materials and Environmental Science. – 2017. – V. 8. – No 12. – p. 4560-4565.
28. Rohit et al. Study of liquid-liquid interface and construction of densitometer by using back-scattering of gamma photons //AIP Conference Proceedings. – AIP Publishing, 2018. – V. 2006. – No 1. – p. 030043.
29. Nguyen V. H. et al. A semi-empirical method for measuring thickness of pipe-wall using gamma scattering technique //Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry. – 2016. – V. 308. – No 3. – p. 1011-1016.
30. Lalleman A. S. et al. A dual X-ray backscatter system for detecting explosives: image and discrimination of a suspicious content //2011 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record. – IEEE, 2011. – p. 299-304.

31. Kaufman L., Carlson J. W. An evaluation of airport x-ray backscatter units based on image characteristics //Journal of Transportation Security. – 2011. – V. 4. – No 1. – p. 73-94.
32. Rostron P. Critical review of pipeline scale measurement technologies //Indian Journal of Science and Technology. – 2018. – V. 11. – p. 17.
33. Konar R. et al. Digital Radiography Corrosion Mapping on Gas Pipelines //Communications-Scientific letters of the University of Zilina. – 2017. – V. 19. – No 2A. – p. 101-105.
34. Rakvin M., Markučič D., Hižman B. Evaluation of pipe wall thickness based on contrast measurement using computed radiography (CR) //Procedia Engineering. – 2014. – V. 69. – p. 1216-1224.
35. Ewert U. et al. Corrosion monitoring with tangential radiography and limited view computed tomography //AIP Conference Proceedings. – AIP Publishing, 2016. – V. 1706. – No 1. – p. 110003.
36. TECDOC I. 1445. Development of Protocols for Corrosion and Deposits Evaluation in Pipes by Radiography //International Atomic Energy Agency, Vienna. – 2005.
37. Xu W. et al. Investigation on wall thickness ranges using digital radiography for tangential projection technique //Tenth International Conference on Information Optics and Photonics. – International Society for Optics and Photonics, 2018. – V. 10964. – p. 109645B.
38. Zscherpel U. et al. Radiographic evaluation of corrosion and deposits: IAEA co-ordinated research project on large diameter steel pipes //Proceedings of 16th World Conference on Nondestructive Testing (WCNDT), Montreal. – 2004.
39. Edalati K. et al. The use of radiography for thickness measurement and corrosion monitoring in pipes //International journal of pressure vessels and piping. – 2006. – V. 83. – No 10. – p. 736-741.
40. Abdul-Majid S. et al. Corrosion Imaging and Thickness Determination Using Micro-Curie Radiation Sources Based on Gamma-Ray Backscattering:

- Experiments and MCNP Simulation //Research in Nondestructive Evaluation. – 2015. – V. 26. – No 1. – p. 43-59.
41. Sharma A., Sandhu B. S., Singh B. Incoherent scattering of gamma photons for non-destructive tomographic inspection of pipeline //Applied Radiation and Isotopes. – 2010. – V. 68. – No 12. – p. 2181-2188.
  42. Abdul-Majid S. et al. Corrosion Imaging and Thickness Determination Using Micro-Curie Radiation Sources Based on Gamma-Ray Backscattering: Experiments and MCNP Simulation //Research in Nondestructive Evaluation. – 2015. – V. 26. – No 1. – p. 43-59.
  43. Abdul-Majid S., Balamesh A. Underwater Pipe Wall Thickness Measurements by Gamma Backscattering //retrieved on Aug. – 2016. – T. 30.//Applied Radiation and Isotopes. – 2010. – V. 68. – No 12. – p. 2181-2188.
  44. Margret M. et al. Non-destructive inspection of hidden corrosion through Compton backscattering technique //Radiation Physics and Chemistry. – 2018. – V. 152. – p. 158-164.
  45. Balamesh A., Salloum M., Abdul-Majid S. Feasibility of a New Moving Collimator for Industrial Backscatter Imaging //Research in Nondestructive Evaluation. – 2018. – V. 29. – No 3. – p. 143-155.
  46. Sharma A., Sandhu B. S., Singh B. Incoherent scattering of gamma photons for non-destructive tomographic inspection of pipeline //Applied Radiation and Isotopes. – 2010. – V. 68. – No 12. – p. 2181-2188.
  47. Kolkoori S. et al. A new X-ray backscatter imaging technique for non-destructive testing of aerospace materials //Ndt & E International. – 2015. – V. 70. – p. 41-52.
  48. O'Flynn D. et al. X-ray backscatter sensing of defects in carbon fibre composite materials //Advanced Photon Counting Techniques XI. – International Society for Optics and Photonics. – 2017. – V. 10212. – p. 102120R.
  49. Jaenisch G. R., Kolkoori S., Bellon C. Quantitative simulation of back scatter X-ray imaging and comparison to experiments. – Bundesanstalt für Materialforschung und-prüfung (BAM) – 2016.

50. Kolkoori S. et al. A new X-ray backscatter imaging technique for non-destructive testing of aerospace materials //NDT & E International. – 2015. – V. 70. – p. 41-52.
51. O'Flynn D. et al. X-ray backscatter sensing of defects in carbon fibre composite materials //Advanced Photon Counting Techniques XI. – International Society for Optics and Photonics. – 2017. – V. 10212. – p. 102120R.
52. S. Kolkoori, N. Wrobel, K. Osterloh, U. Zscherpel, U. Ewert Novel X-ray backscatter technique for detection of dangerous materials: application to aviation and port security J Instrum. – 2013. – V.8 – p. 1-18.
53. Белкин Д. С. и др. Радиоизотопный метод толщинометрии карбидокремниевого покрытия //Вестник науки Сибири. – 2013. – Т.7 – №. 1.
54. Kim J. Y. et al. Thickness measurement of organic films using Compton scattering of characteristic X-rays //Applied Radiation and Isotopes. – 2011. – V. 69. – No 9. – p. 1241-1245.
55. Diego S. Benitez, Sung Quek, Patrick Gaydecki, Vladimir Torres A preliminary magneto-inductive sensor system for real-time imaging of steel reinforcing bars embedded within concrete IEEE Trans. Instrum. Meas. – 2008 – V.57 – No 11, p. 2437-2442
56. S. Baek, W. Xue, M.Q. Feng, S. Kwon Nondestructive corrosion detection in RC through integrated heat induction and IR thermography J. Nondestruct. Eval. – 2012. – V. 31 – p. 181-190
57. K. Yamazaki, K. Ishikawa, A. Haga, K. Muramatsu, K. Kobayashi, H. Sasaki Impedance measurement using a resonance circuit for detecting steel bars and cables inside pliable plastic conduit tubes buried in concrete walls and slabs IEEE Trans. Mag. – 2010 – V.46 – No 6. – p. 1963-1966
58. Benjamin L. Ervin, Daniel A. Kuchma, Jennifer T. Bernhard, Henrique Reis Monitoring corrosion of rebar embedded in mortar using high-frequency guided ultrasonic waves J. Eng. Mech. – 2009 – V.135 – No 1. – p. 9-19

59. Yanping Fan, Xiaojun Ji, Ping Cai, Qianhui Lu Non-destructive detection of rebar buried in a reinforced concrete wall with wireless passive SAW sensor *Meas. Sci. Rev.* – 2013 – V.13 – No 1. – p. 26-28
60. Margret M. et al. Compton back scatter imaging for mild steel rebar detection and depth characterization embedded in concrete // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms.* – 2015. – V. 343. – p. 77-82.
61. Leea J. et al. Interpolation-Based Reconstructions for Raster-Scanned Backscatter X-ray Radiography. – 2021.
62. Kochakpour J., Taheri A., Askari M. Development of an experimental method based on Compton backscattering to measure the wax thickness in petroleum pipelines // *Journal of Instrumentation.* – 2021. – V. 16. – No 10. – p. T10008.
63. Jamshidi V., Davarnejad R. Photon backscatter radiography application for the simulation of corrosion detection inside a pipeline: A novel proposal for 360° corrosion consideration in the pipelines // *Applied Radiation and Isotopes.* – 2021. – V. 176. – p. 109844.
64. Senthurran S. et al. Modelling of A New X-Ray Backscatter Imaging System: Simulation Investigation // *J. Imaging Sci. Technol.* – 2022. – V. 30510. – p. 1.
65. Osipov S. P. et al. Simulation Model for Studying Object Structure Using Method of Layer-by-Layer Digital Compton Radiography // *Russian Journal of Nondestructive Testing.* – 2021. – V. 57. – No 10. – p. 897-908.
66. Si M. et al. High energy beam energy measurement with microwave–electron Compton backscattering // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment.* – 2022. – V. 1026. – p. 166216.
67. Salazar E., Liu X., Arce G. X-ray Compton backscattering imaging via structured light // *Optics Express.* – 2022. – V. 30. – No 9. – p. 15211-15226.
68. Si M. et al. High energy beam energy measurement with microwave–electron Compton backscattering // *Nuclear Instruments and Methods in Physics*

Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. – 2022. – V. 1026. – p. 166216.

69. Chuong H. D. et al. Non-destructive evaluation of thickness of material plates through Compton back-scattering technique using Si (Li) detector //Radiation Physics and Chemistry. – 2022. – p. 109978.
70. Senthurran S. et al. Modelling of A New X-Ray Backscatter Imaging System: Simulation Investigation //J. Imaging Sci. Technol. – 2022. – V. 30510. – p. 1.
71. Li X. et al. Proton Compton Scattering from Linearly Polarized Gamma Rays //Physical Review Letters. – 2022. – V. 128. – No 13. – p. 132502.

## РОССИЙСКАЯ ФЕДЕРАЦИЯ



## ПАТЕНТ

НА ИЗОБРЕТЕНИЕ

№ 2802253

## Способ изготовления твердотельного изолятора для рентгеновского аппарата

Патентообладатель: **ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ  
АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ  
ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ "НАЦИОНАЛЬНЫЙ  
ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ТОМСКИЙ ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ  
УНИВЕРСИТЕТ" (ФГАОУ ВО НИ ТПУ) (RU)**

Авторы: **Штейн Александр Михайлович (RU), Жуйков Артем  
Анатолевич (RU), Белкин Денис Сергеевич (RU), Буяков Алесь  
Сергеевич (RU), Журавский Евгений Евгеньевич (RU)**

Заявка № 2022134342

Приоритет изобретения 26 декабря 2022 г.

Дата государственной регистрации  
в Государственном реестре изобретений  
Российской Федерации 23 августа 2023 г.

Срок действия исключительного права  
на изобретение истекает 26 декабря 2042 г.

Руководитель Федеральной службы  
по интеллектуальной собственности

ДОКУМЕНТ ПОДПИСАН ЭЛЕКТРОННОЙ ПОДПИСЬЮ  
Сертификат 429b6a0fe3853164ba196183b73b4aa7  
Владелец: **Зубов Юрий Сергеевич**  
Действителен с 10.05.2023 по 02.08.2024

Ю.С. Зубов

