

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ  
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ

«Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»  
(НИЯУ МИФИ)

На правах рукописи

Филиппов Дмитрий Евгеньевич

**Система детектирования рентгеновского излучения на основе  
кремниевых фотоумножителей**

Специальность 01.04.01 – Приборы и методы экспериментальной физики

Диссертация на соискание учётной степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:  
кандидат физико-математических наук  
Попова Елена Викторовна

Научный консультант:  
кандидат физико-математических наук  
Виноградов Сергей Леонидович

Автор:



Москва 2020

## ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение .....	4
Глава 1. Рентгеновские установки персонального досмотра человека.....	12
1.1 Современные требования к рентгеновским УПДЧ.....	12
1.2 Принцип работы рентгеновских проекционных УПДЧ.....	13
1.3 Обзор современных сканирующих проекционных рентгеновских УПДЧ.....	16
1.4 Сцинтилляционный детектор в УПДЧ.....	23
1.5 УПДЧ «Хомоскан» производства ООО «СКБ Медрентех» .....	27
Выводы к главе 1 .....	29
Глава 2. Связь характеристик сцинтилляционного детектора и качества рентгеновского изображения .....	30
2.1 Квантовая эффективность детектирования и шум-фактор детектора.....	30
2.2 Основные характеристики изображения.....	30
2.3 Основные характеристики кремниевого фотоумножителя и их взаимосвязь с величиной его шум-фактора .....	33
2.4 Контрастное разрешение и DQE сцинтилляционного детектора .....	38
2.5 Эффективная доза за одно сканирование при заданном CNR.....	44
2.6 Аналитическая зависимость DQE сцинтилляционного детектора от величины эффективной дозы за одно сканирование .....	47
Выводы к главе 2 .....	55
Глава 3. Монте-Карло моделирование детектирующей системы на основе GAGG+SiPM, работающей в счётном режиме.....	56
3.1 Общее описание модели .....	56
3.2 Результаты моделирования проникающей способности по стали.....	58
3.3 Результаты моделирования предельного контраста по медной проволоке .....	60
3.4 Предельная кратность понижения дозовой нагрузки в соответствии с ГОСТ Р 55249—2012 по данным Монте-Карло моделирования .....	62
Выводы к главе 3 .....	65
Глава 4. Разработка прототипа детектирующего модуля «Xcounter» для рентгеносканирующих УПДЧ.....	66
4.1 Технические требования к прототипу «Xcounter».....	66
4.2 Прототип детектирующего модуля «Xcounter» .....	67
4.3 Алгоритм поиска импульсов и цифровая фильтрация сигналов .....	74
Выводы к главе 4 .....	77
Глава 5. Калибровка прототипа «Xcounter» .....	78

5.1. Результаты измерений прототипа «Xcounter» с источником $^{241}\text{Am}$ .....	78
5.2. Калибровка прототипа «Xcounter» на производстве ООО «СКБ Медрентех» ...	82
Выводы к главе 5 .....	88
<b>Глава 6. Восстановление рентгеновских изображений тест-объектов с помощью прототипа «Xcounter» и УПДЧ «Хомоскан» .....</b>	<b>89</b>
6.1. Условия проведения эксперимента .....	89
6.2. Влияние послесвечения сцинтиллятора при сканировании «плотных» структур в токовом режиме работы и его коррекция .....	90
6.3. Измерения проникающей способности по стали в соответствии с ГОСТ Р 55249—2012 .....	94
6.4. Измерения предельного контраста по медной проволоке в соответствии с ГОСТ Р 55249—2012.....	101
6.4.1 Использование токового режима работы прототипа «Xcounter» при регистрации рентгеновского излучения высокой интенсивности .....	101
6.4.2 Коррекция насыщения счётной характеристики гамма-квантов при регистрации рентгеновского излучения высокой интенсивности .....	106
6.5. Возможная кратность понижения дозовой нагрузки в соответствии с учётом экспериментальных данных и данных моделирования .....	107
6.6. Требования для создания детектирующей системы работающей в счётном режиме на основе SiPM и сцинтилляторов .....	108
Вывод к 6 главе .....	112
<b>Заключение .....</b>	<b>114</b>
<b>Приложение .....</b>	<b>116</b>
П.1. Вывод формулы для контрастного разрешения токового детектора в общем случае.....	116
П.2. Определение оптимальных параметров фильтрации сигнала по данным моделирования .....	118
<b>Благодарности .....</b>	<b>126</b>
<b>Список литературы.....</b>	<b>127</b>

## Введение

Проблема обеспечения безопасности при проведении массовых мероприятий и предотвращение терактов на транспортных системах приобретает в настоящее время огромное значение. В связи с возросшей угрозой, исходящей от таких социокультурных опасностей как терроризм и идейный экстремизм, необходимо дальнейшее усовершенствование существующих систем контроля и досмотра. Использование рентгеновского излучения, проходящего насквозь через объект (человека), то есть проекционного (трансмиссионного) излучения, позволяет получить максимально полную информацию о наличии скрытой угрозы. Поэтому особенно актуальным представляется создание и использование рентгеновских установок персонального досмотра человека (УПДЧ), основанных на самых современных методах регистрации излучений, обеспечивающих предельные параметры по обнаружительной способности одновременно с максимально низкими дозовыми нагрузками.

Экспресс-системы персонального досмотра можно разделить на две группы, определяемые типом электромагнитного излучения: терагерцовые и рентгеновские. Установки, работающие на основе терагерцового излучения [1-2], являются наиболее часто используемыми для рутинного досмотра людей, например, в аэропортах. Однако, основным недостатком таких систем является небольшая глубина проникновения излучения (не более 1 мм), поэтому информация, получаемая в ходе сканирования, относится только к поверхностной области исследуемого объекта (человека). Конечно, главным преимуществом терагерцовых систем является отсутствие ионизирующего излучения, а значит нормируемых дозовых нагрузок на организм человека. Однако, до сих пор полностью не исключена возможность влияние излучения сверхвысокой частоты на молекулы ДНК человека.

Рентгеновское излучение является ионизирующим. Поэтому для существенного уменьшения дозовых нагрузок используются рентгеновские системы, основанные на регистрации излучения обратного комптоновского рассеяния [3-4]. Такие установки обладают ультранизкими дозовыми нагрузками порядка 0.02-0.1 мкЗв, однако в силу особенностей физического процесса обратного рассеяния также имеют малую глубину проникновения (1-3 мм).

Рентгеновские проекционные установки характеризуются более высокими дозовыми нагрузками (в сравнении со сканнерами, детектирующими обратно рассеянное излучение) и применяются в качестве УПДЧ, лишь в специальных случаях, когда существует необходимость тщательного изучения внутренней структуры или обнаружения инородных

включений в исследуемом объекте. Однако, большое количество террористических актов, осуществленных, когда оружие или взрывчатка были спрятаны на теле человека или в его полостях, диктуют необходимость создания установок, позволяющих проводить проникающий контроль в массовом порядке. Стоит отметить, что в соответствии с нормативами СанПиН 2.6.1.3106-13 [5] в Российской Федерации рентгеновские УПДЧ, которые обеспечивают индивидуальную эффективную дозу менее 0.3 мкЗв на сканирование, могут использоваться для персонального досмотра людей любыми организациями, имеющими санитарно-эпидемиологическое заключение и лицензию на осуществление деятельности в области использования источников ионизирующих излучений и не требуют согласования с федеральным органом исполнительной власти, уполномоченным осуществлять федеральный государственный санитарно-эпидемиологический надзор. Поэтому использование низкодозовых проекционных рентгеновских систем, является наиболее перспективной стратегией для безопасного персонального досмотра человека [6].

Очевидно, что уменьшение эффективной дозы может быть достигнуто только за счет уменьшения интенсивности потока рентгеновских гамма-квантов так как, чтобы удовлетворить условию «полупрозрачности» для внутренней структуры объекта, энергия гамма-кванта не может быть значительно уменьшена (т.е. уменьшение энергии ухудшает проникающую способность, и, как следствие, ухудшает информативность сканирования). Но из этого очевидно следует, что если уменьшить интенсивность излучения для конкретной установки, то соотношение сигнал/шум также уменьшится с одновременным уменьшением контраста изображения.

Для регистрации рентгеновского излучения в УПДЧ обычно используют сцинтилляционные детекторы. Обычно они основаны на неорганических сцинтилляторах CsI(Tl) и pin-фотодиодах [7]. Однако получение сигнала от каждого отдельного гамма-кванта в таких детекторах не представляется возможным из-за флуктуаций, вызванных тепловым шумом pin-фотодиода и отсутствием у него внутреннего усиления. Именно поэтому в УПДЧ они используются в режиме интегрирования тока, который протекает через детектор в момент сканирования. Основные недостатки такого принципа работы детектирующей системы заключаются в отсутствии возможности исключения рассеянных гамма-квантов (изменившие первоначальное направление) на основе энергетического спектрального анализа, а также ограниченными возможностями при регистрации излучения низкой интенсивности из-за собственных шумов детектирующей системы и шумов электронного тракта.

Альтернативой сцинтилляционным детекторам является использование детекторов прямого преобразования. В таких детекторах, рабочим является объём, в котором образуются носители зарядов, дающие сигнал - импульс тока во внешней цепи. К этому классу относятся детекторы, рабочие объёмы которых могут быть твёрдым телом (полупроводниковые детекторы) или газом (ионизационные камеры). Как обсуждается в [8-9] многоканальную ионизационную камеру можно использовать для низкодозовых сканирований в режиме интегрирования заряда. Однако эффективность такого детектора не превышает 70%, а использование в качестве рабочего вещества ксенона накладывает дополнительные требования на детекторную систему: поддержание определенного давления газа, а также высокого напряжения между анодом и катодом (~1000 В).

Другое решение [10] основано на пиксельном детекторе CdZnTe, способного работать как в режиме интегрирования заряда (токовом), так и в режиме счета отдельных гамма-квантов с определением энергетической информации. Однако высокая стоимость и сложность выращивания кристаллов такого типа являются основными недостатками таких систем.

Новым перспективным решением является использование сцинтилляционного детектора, основанного на кремниевых фотоумножителях (SiPM). Этот тип фотоприемников в сочетании с новыми быстрыми, тяжелыми и яркими сцинтилляторами, может быть использован как в режиме интегрирования заряда, так и в режиме счета отдельных сцинтилляционных вспышек, вызванных регистрацией рентгеновских гамма-квантов сцинтиллятором, что безусловно делает такую сборку привлекательным вариантом. Благодаря высокому внутреннему усилению SiPM, система детектирования также может использовать дополнительную энергетическую информацию рентгеновских гамма-квантов для коррекции артефактов, связанных с «ужесточением» рентгеновского спектра [11-13].

Сочетая основные достоинства SiPM – коэффициент усиления (~ $10^6$ ) и эффективность детектирования оптических фотонов (~40%), а также высокую эффективность детектирования рентгеновских лучей неорганическим сцинтиллятором (на 5 мм поглощается ~80-99% гамма-квантов рентгеновского спектра до 140 кэВ в зависимости от вещества), такая система по своим характеристикам вплотную приближается к предельным параметрам детектирования, что позволяет улучшить качество, получаемого изображения по сравнению со стандартными системами или обеспечивает уменьшение дозы при том же качестве.

В данной работе продемонстрированы результаты разработки и исследования прототипа детектирующего модуля на основе кремниевых фотоумножителей (SiPM) и

неорганических сцинтилляторов GAGG ( $Gd_3Al_2Ga_3O_{12}:Ce$ ,  $\rho = 6.63 \text{ г/см}^3$ ), способного одновременно работать в двух режимах: токовом (интегральном) и счетном с энергетической дискриминацией. В работе предложены и реализованы методы, позволяющие провести калибровку детектора, и также дающие численную оценку качества изображений стандартных фантомов, необходимую для сравнительного анализа установок различного типа и позволяющую рассчитать фактор уменьшения дозовой нагрузки на человека.

Кроме того, показано, что применение предложенного подхода позволяет достигнуть в 6 раз более низкой дозовой нагрузки за одно сканирование, чем норма СанПиН [5] для проекционных рентгеновских установок персонального досмотра человека (УПДЧ) при сохранении проникающей способности по стали на уровне 22 мм [14]. Создание УПДЧ такого типа обеспечивает быстрый массовый скрининг людей, необходимый для эффективного контроля за общественной безопасностью.

**Актуальность** работы обусловлена резко возросшей в современном мире угрозой террористического и экстремистского характера, одной из мер противодействия которой является существенное повышение массовости проводимого контроля с максимальной эффективностью обнаружения и минимально возможной дозовой нагрузкой. Для реализации такого контроля необходимо создание новой системы проекционного рентгеновского досмотра, позволяющей уменьшить получаемую в ходе сканирования дозу до уровня, определяемого не техническими характеристиками детектирующей части установок (током утечки фотодиодов, шумами электроники и послесвечением сцинтиллятора), а физическим пределом, связанным с вероятностной природой регистрируемого излучения, прошедшего исследуемый объект.

**Целью** данной работы является создание спектрометрической системы детектирования рентгеновского излучения для проекционной установки персонального досмотра человека, работающей в режиме регистрации отдельных гамма-квантов, что обеспечит понижение дозовой нагрузки в системах персонального досмотра человека до минимально возможного порога при сохранении параметров качества изображения на уровне современных стандартов.

Для достижения цели были сформулированы и решены следующие задачи:

- исследование подходов и методов, которые могут обеспечить понижение дозовой нагрузки ниже уровня  $0.3 \text{ мкЗв}$  для проекционных рентгеновских установок персонального досмотра человека;
- теоретическое описание работы систем на основе сцинтилляционных детекторов в системах для регистрации рентгеновского излучения;

- разработка и создание прототипа детектирующего модуля для сканирующей проекционной рентгеновской установки персонального досмотра человека;
- разработка метода восстановления изображения, основанного на поиске импульсов от отдельных гамма-квантов с определением их энергии в непрерывной последовательности оцифрованных данных, полученных во время сканирования;
- разработка метода, позволяющего проводить численную оценку качества получаемого изображения.

**Научная новизна** диссертационной работы заключается в том, что:

- Впервые разработан и экспериментально исследован прототип 15-канального детектирующего модуля «Xcounter» для проекционной сканирующей рентгеновской системы персонального досмотра человека с ультранизкой (предельной) дозовой нагрузкой на основе сцинтилляционных детекторов GAGG+SiPM. Прототип обеспечивает регистрацию отдельных рентгеновских квантов в диапазоне энергий от 20 до 140 кэВ с энергетическим разрешением 34% ( $E_\gamma = 59.6$  кэВ) в линейном режиме до  $4 \cdot 10^5$  с<sup>-1</sup>. Кроме того, прототип одновременно может работать в режиме интегрирования тока для расширения динамического диапазона детектирования до уровня  $3 \cdot 10^6$  с<sup>-1</sup>.
- Разработана аналоговая фронт-энд электроника, которая обеспечивает стабильный режим работы SiPM в условиях протекания высоких токов (до 10 мА), подавление электрических наводок между расположенными рядом каналами на линейке SiPM, а также фильтрацию сигналов, позволяющую сформировать импульсы от сцинтилляционных вспышек и исключить влияние шумовых импульсов SiPM на счёт событий.
- Разработан метод калибровки энергетической шкалы с помощью радиоактивного источника <sup>241</sup>Am, рентгеновской трубки и стальной пластины толщиной 10.5 мм, который позволил выставить пороги амплитудной дискриминации на одинаковый уровень, равный 20 кэВ, для обеспечения равномерной скорости счёта событий по всем 15 каналам модуля. При этом разброс скорости счёта по всем каналам при любой интенсивности входной загрузки в линейном режиме не превышает 2%.
- Впервые разработан метод поиска импульсов, получаемых при детектировании рентгеновских квантов, на непрерывной выборке оцифрованного входного сигнала, длительность которой соответствует времени сканирования. Метод также позволяет определять энергию каждого кванта по амплитуде импульса с использованием калибровочных данных. На основе разработанного метода создано программное обеспечение, позволяющее проводить обработку данных сканирования и

визуализировать результат сканирования в виде восстановленного изображения исследуемого объекта.

- Впервые разработана и использована методика анализа качества изображений, полученных при проекционном рентгеновском сканировании стандартных фантомов для УПДЧ, основанная на вычислении параметра «контраст-шум».
- Впервые при использовании детектирующего модуля «Xcounter» на основе GAGG+SiPM экспериментально продемонстрирована возможность понижения дозы за одно сканирование в 6 раз относительно нормы, установленной СанПиН [5], при этом проникающая способность по стали составляет 22 мм, что соответствует современному стандарту УПЧД ГОСТ Р [14]. Кроме того, показано, что чувствительность разработанного модуля находится на предельном уровне, ограниченном статистическими флуктуациями потока рентгеновских гамма-квантов.

**Практическая значимость.** Разработанный прототип детектирующего модуля «Xcounter» на основе SiPM и GAGG предоставляет возможность создания новой системы регистрации рентгеновского излучения для различных применений: персонального досмотра человека, медицинской диагностики, дефектоскопии и материаловедения. Полученные в работе экспериментальные результаты показывают возможность создания УПДЧ, обладающей в 6 раз более низкой дозовой нагрузкой за одно сканирование, чем норма, предусмотренная СанПиН [5], при сохранении проникающей способности по стали, определенной в ГОСТ [14], что позволяет оперативно организовывать досмотр в местах, где стационарные установки отсутствуют или их установка непрактична и/или нецелесообразна.

**Достоверность** основных научных положений и выводов диссертационной работы были подтверждены сравнением изображений стандартных фантомов, полученных с использованием разработанного детекторного модуля и известным, коммерчески доступным аналогом - УПДЧ «Хомоскан» производства ООО «СКБ Медрентех» [7], а также сравнением результатов измерений настоящей работы с сопоставимыми данными других авторов.

#### **Личный вклад соискателя**

Основные представленные в работе результаты получены лично автором, либо при его определяющем участии:

- Разработан 15-канальный детекторный модуль «Xcounter», состоящий из сцинтилляционных кристаллов GAGG, оптически состыкованных с линейкой SiPM, аналоговой фронт-энд электроники и системы оцифровки данных.

- Разработан метод калибровки энергетической шкалы с помощью специально сформированного излучения рентгеновской трубки для получения равномерной скорости счёта по всем 15 каналам прототипа.
- Разработан цифровой метод обработки данных, полученных при просвечивании исследуемого объекта рентгеновским излучением в течение сканирования. Создано программное обеспечение для работы с прототипом и визуализации результатов сканирования.
- Разработана методика численного анализа качества изображений, полученных при проекционном рентгеновском сканировании стандартных фантомов, на основе параметра «контраст-шум».
- Проведено сравнение разработанного модуля с коммерчески доступным аналогом на основе разработанной методики численного анализа качества изображений.

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

- Прототип детектирующего модуля для проекционной рентгеновской низкодозовой установки персонального досмотра человека на основе кремниевых фотоумножителей и сцинтилляторов GAGG, в котором одновременно реализуется:
  - спектрометрирование каждого рентгеновского кванта при интенсивности входного потока до  $4 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$ ;
  - расширение динамического диапазона модуля за счёт регистрации в режиме интегрирования тока входных потоков с интенсивностью до  $3 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ .
- Методика восстановления результата сканирования объекта, позволяющая повысить качество изображения или снизить дозовую нагрузку на человека с сохранением требуемого качества изображения за счёт энергетической селекции гамма-квантов.
- Метод численной оценки качества рентгеновского изображения, позволяющий проводить сравнение изображений предметов, полученных на различных системах сканирования.

#### **Апробация**

Результаты, выносимые на защиту, прошли апробацию на международных научных конференциях и были опубликованы в рецензируемых научных журналах. Основные результаты диссертационной работы были представлены автором на следующих конференциях: 4th International Conference on PET/MR and SPECT/MR (о. Эльба, Италия, 2015); 4th International Conference on New Photo-Detectors (Москва, 2015); International Conference on Particle Physics and Astrophysics (Москва, 2015); 2nd International Conference on Particle Physics and Astrophysics (Москва, 2016); IEEE NSS/MIC – 2016 (Страсбург, Франция, 2016); 14th Int. Conference on Scintillating Materials and their Applications (Шамони,

Франция, 2017); а также в рамках следующих научных мероприятий: 3rd International Summer School on Intelligent Signal Processing for Frontier Research and Industry (Гамбург, Германия, 2015); Scintillating Materials and their Applications Summer School 2017 (Шамони, Франция, 2017).

### **Публикации**

По материалам диссертации опубликовано 4 печатных работы [80],[81],[115],[116] в рецензируемые научных изданиях, определенных ВАК РФ. Все работы выпущены в периодических изданиях, которые входят в базы данных Scopus и Web of Science.

### **Структура и объем диссертации**

Диссертационная работа состоит из введения, шести глав и заключения. Содержит 134 страниц печатного текста, 72 рисунка, 13 таблиц и список литературы из 127 наименований.

## Глава 1. Рентгеновские установки персонального досмотра человека

### 1.1 Современные требования к рентгеновским УПДЧ

Установки персонального досмотра человека (УПДЧ) являются важнейшими системами обеспечения контроля и безопасности населения. Основными местами использования таких установок являются:

- аэропорты, железнодорожные вокзалы, автостанции и пункты пограничного контроля;
- места лишения свободы и изоляторы временного содержания;
- добывающие и обрабатывающие производства драгоценных металлов;
- социокультурные места массового нахождения населения.

По нормам радиационной безопасности, прописанных в СанПиН [5], максимальная дозовая нагрузка за одно сканирование не должна превышать 0.3 мкЗв (0.25 мкЗв для США [15]). Также существует соответствующий ГОСТ [14], в соответствии с которым УПДЧ должны обеспечивать следующие параметры при визуализации объектов:

- проникающая способность по стали не менее 22 мм;
- предельная контрастность по медной проволоке – 0.15 мм (32 AWG);
- доза, получаемая человеком при однократном сканировании — не более 0.35 мкЗв;
- время сканирования досматриваемого человека — не более 5 с.

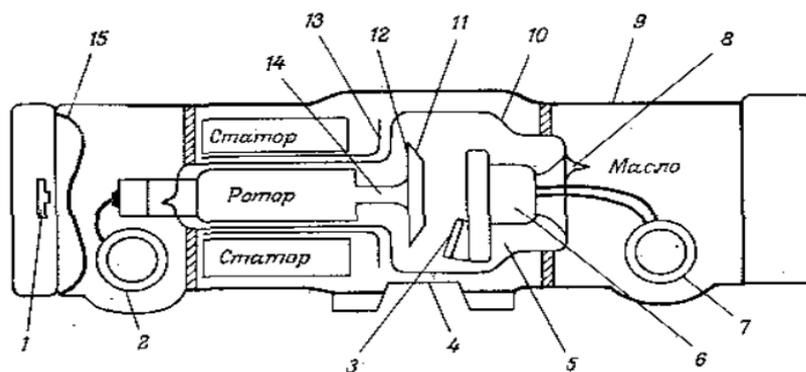
Видно, что между нормами СанПиН и ГОСТ существуют некоторые расхождения по дозовой нагрузке за одно сканирование, поэтому далее будем считать, что максимальная доза, получаемая человеком при однократном сканировании, должна быть ограничена именно минимальным значением 0.3 мкЗв. Это значение совпадает со значением максимальной эффективной фоновой дозы, накопленной за час, внутри зданий жилищного и общественного назначения в соответствии с СанПиН 2.6.1.2800-10 [16]. С другой стороны, в соответствии с СанПиН 2.6.1.3106-13 [5] годовая индивидуальная квота для населения, получаемая в ходе персонального досмотра должна составлять 1/3 от допустимого предела годовой эффективной дозы 1 мЗв и таким образом составляет 0.3 мЗв. То есть за один год человек не может пройти более 1000 досмотров на установках, отвечающих нормам ГОСТ и СанПиН.

Наиболее информативным методом при получении рентгеновских изображений является проекционное сканирование, в ходе которого детектируется излучение, прошедшее исследуемый объект насквозь. Это широко применяется в медицине, например, в рентгенографии и компьютерной томографии. Проекционное рентгеновское

сканирование основано на принципе полупрозрачности объекта: излучение, прошедшее через объект, должно значительно ослабляться, и одновременно быть отличным от нуля для получения достоверного результата. Именно с этим связана более высокая дозовая нагрузка таких систем по сравнению с установками, работающими на принципе обратного рассеяния.

## **1.2 Принцип работы рентгеновских проекционных УПДЧ.**

Для генерации рентгеновского излучения в УПДЧ используются рентгеновские трубки. Рентгеновская трубка является сосудом из термостойкого стекла, в котором поддерживается вакуум. Внутри нее размещены катод и анод. За счёт прохождения через вольфрамовую спираль электрического тока происходит накаливание катода, из которого в результате термоэмиссии начинают вырываться электроны. Этот поток электронов ускоряется в электрическом поле высокой напряженности (обычно напряжение между катодом и анодом составляет 20 - 150 кВ) и бомбардирует анод трубки. Электроны взаимодействуют с материалом анода, тормозятся и останавливаются. Основная часть энергии ~ 99 % преобразуется в тепловую, поэтому для защиты от механических тепловых повреждений анод, как правило вращается. Остальная часть ~ 1 % испускается через специальное выходное окно в виде рентгеновского излучения. Схематично устройство рентгеновской трубки представлено на рисунке 1.1.



*Рисунок 1.1. Конструкция рентгеновской трубки с вращающимся анодом.*

*1 - термовыключатель; 2 - высоковольтный кабель; 3 - катод прямого накала; 4 - рентгенопрозрачное окно; 5 - вакуум; 6 - блок катода; 7 - высоковольтный кабель; 8 - отпаечный отросток; 9 - свинцовый корпус; 10 - стеклянная колба; 11 - мишень; 12 - анод; 13 - тепловой экран; 14 - держатель из молибдена; 15 - маслорасширительная диафрагма [15].*

В общем виде интенсивность рентгеновского спектра определяется законом Крамера и определяется следующим выражением в зависимости от энергии испускаемых рентгеновских гамма-квантов [17]:

$$I \approx I_a \cdot Z \cdot \frac{(E_0 - E)}{E} \quad (1.1)$$

где  $I_a$  – анодный ток рентгеновской трубки,  $Z$  – атомный номер материала анода и  $E_0$  – максимальной энергия (предел Дюана-Ханта), определяющаяся напряжением на рентгеновской трубке. Таким образом энергетическое распределение рентгеновского излучения является непрерывным, обладает выраженным максимумом (положение которого определяется наличием дополнительных фильтров на выходе) и не превышает максимальных значений энергий, определенных напряжением, приложенным между катодом и анодом. Форма спектра рентгеновского излучения также зависит от вещества анода, материала выходного окна рентгеновской трубки, а также от материала специальных фильтров, которые обычно устанавливают после выходного окна. Чем больше  $Z$  вещества анода рентгеновской трубки, тем выше интенсивность гамма-излучения (1.1).

Пример типичного рентгеновского спектра приведен на рисунке 1.2. Пики на спектре обусловлены наличием характеристического излучения материала анода.

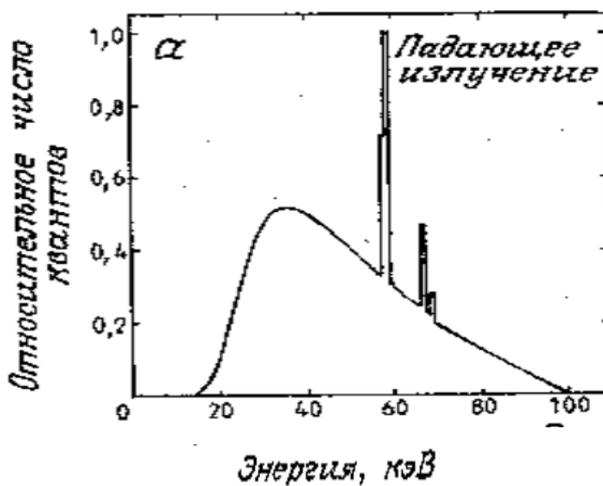
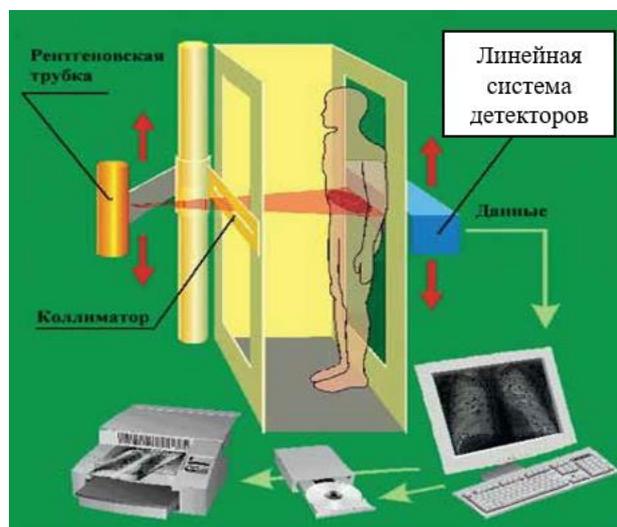


Рисунок 1.2. Спектр рентгеновской трубки с вольфрамовым анодом и алюминиевым фильтром толщиной 2.5 мм, работающей при постоянном напряжении 100 кВ. [18].

Как видно по рисунку 1.2, в данном случае низкоэнергетическая часть спектра практически отсутствует, что обусловлено выходным окном самой трубки и дополнительно используемыми, как правило алюминиевыми фильтрами (пластины толщиной 0.1-4 мм).

Как правило традиционный рентгеновский сканер для персонального досмотра, состоит из линейной системы излучатель-детектор, которая в процессе сканирования движется с постоянной скоростью и «просвечивает» человека вдоль направления сканирования. Пример процесса сканирования представлен на рисунке 1.3.



*Рисунок 1.3. Процесс получения проекционного изображения объекта с помощью сканирования рентгеновским излучением.*

Как видно по рисунку 1.3 излучение рентгеновской трубки образует веерный пучок в плоскости перпендикулярной направлению сканирования за счёт использования коллиматора. В качестве приёмника излучения обычно используют линейную систему сцинтилляционных детекторов. Число одиночных каналов такой системы обычно составляет 1000 штук. Так как скрининг человека является быстрой задачей, проходящей в реальном времени, то процесс получения данных сканирования и его восстановления обычно не превышает несколько десятков секунд.

Существует также более сложный двухпроекционный метод сканирования рентгеновских УПДЧ [19]. Он заключается в последовательной работе детекторной системы для регистрации двух различных спектров рентгеновского излучения, проходящих через сканируемый объект. Первый спектр такой системы обычно ограничивается максимальной энергией 50-70 кэВ и задаёт наибольший контраст при сканировании тонких, практически прозрачных для излучения структур (или выделения их на фоне более тяжёлых). Второй спектр, как правило, обладает максимальной энергией 120-150 кэВ, при этом низкоэнергетическая часть такого спектра (до 70-80 кэВ) практически полностью подавлена с помощью фильтров (например, алюминиевых пластин). Использование двухпроекционной системы позволяет обеспечить более высокий контраст изображения

сканируемого объекта. Однако, использование сразу двух проекций ведёт за собой увеличение дозовой нагрузки, связанной с повторным сканированием каждой проекции.

Сканирующая рентгеновская система, работающая в интегрально-токовом режиме (далее токовом), была реализована ещё в начале второй половины 20 века в первом поколении рентгеновских медицинских томографов [20-21] По аналогии с медицинскими, в досмотровых системах каждый отдельный канал в течение шага сканирования накапливает суммарный заряд всех событий, который затем конвертируется с помощью аналогово-цифрового преобразователя (обычно 10-12 разрядного) в цифровое значение. Это значение с учётом калибровочных данных (темновой ток в отсутствии сигнала, и световой («белый») ток при облучении канала рентгеновским излучением в отсутствии объекта сканирования) задаёт интенсивность серого цвета на конечном изображении (обычно скалируется до стандартного 16-битного изображения в данных, а при выведении на экран используются 256 градаций серого с возможностью изменения положения и ширины окна). В медицинской томографии же яркость пикселя задаётся по-другому, а именно логарифмом отношения разности светового и темнового тока к разности текущего тока и темнового, так как именно это выражение позволяет восстановить распределение коэффициентов ослабления тканей (на самом деле, его математическую оценку) после решения вычислительной задачи обратного преобразования для построения томографических изображений объекта.

### ***1.3 Обзор современных сканирующих проекционных рентгеновских УПДЧ***

Во всех коммерческих проекционных рентгеновских УПДЧ [7],[22-25] с момента появления первых систем и до настоящего времени основным методом съёма информации о результатах сканирования является токовый детектор. Это детектор, который накапливает заряд от энерговыделение всех детектированных рентгеновских квантов в течение времени интегрирования (шаг сканирования, определяющий минимальную пространственную длительность пикселя на конечном изображении). Реализация токового детектора для УПДЧ возможна с помощью как детекторов прямого считывания, так и на сцинтилляционных детекторах.

Например, газовые детекторы прямого считывания на основе микростриповой ионизационной камеры (МИК) применяются в УПДЧ, разработанной научной группой ИЯФ им. Будкера [8-9],[26], что позволило достичь пространственного разрешения менее 1 мм. Однако эффективность такой детекторной системы составляет не более 70%, а

реализация газовой системы, включающая высокое напряжение питания камеры и систему поддержания давления, является отдельной технической задачей.

Напротив, реализация токового детектора на основе сцинтилляторов является технически более простой, и, кроме того, обеспечивает более высокую эффективность регистрации (80-99 %) даже при толщине вещества менее 1 см. Именно УПДЧ на основе сцинтилляционных детекторов получили самое широкое распространение. Обычно в таких системах используется сцинтилляционный кристалл CsI(Tl), который обладает плотностью  $4.51 \text{ г/см}^3$ , высоким световыходом около 54 фотона/кэВ и является практически негигроскопичным. Для конвертации световой вспышки в электрический сигнал используются pin-фотодиоды [7]. Оптическая сцинтилляционная сборка pin-фотодиод + CsI(Tl) – является дешёвым и широко представленной на рынке токовых детекторных систем для рентгеновских УПДЧ. Так как для просвечивания человека обычно используются системы с максимальным напряжением рентгеновской трубки до 150 кВ, то, например, при толщине сцинтиллятора CsI(Tl) равной 5 мм эффективность регистрации низкоэнергетической части спектра до 100 кэВ достигает более 98%, а эффективность в диапазоне 100-150 кэВ не менее 80%.

Очевидно, что существенное понижение дозовой нагрузки за одно сканирование можно обеспечить уменьшением величины тока рентгеновской трубки при сканировании. В тоже время, качество визуализации должно соответствовать уровню, зафиксированному в ГОСТ [14].

Поэтому главным недостатком систем на основе pin-фотодиода является значительное ухудшение качества визуализации при понижении тока рентгеновской трубки. Это связано с физическими ограничениями, вызванными высокими флуктуациями собственных тепловых (темновых) шумов и отсутствием внутреннего усиления в данном типе фотодетекторов.

Кроме того, ещё одним существенным недостатком токового режима работы детектора в сканирующих системах является влияние эффекта послесвечения сцинтилляционных кристаллов [27-29] на качество получаемого изображения. Эффект послесвечения наблюдается во многих сцинтилляторах, а степень ухудшения контрастности изображения зависит от характерной постоянной времени послесвечения, интенсивности послесвечения и длительности шага сканирования. Любое свечение сцинтиллятора после взаимодействия с гамма-квантом является испусканием отдельных фотонов, имеющих определенное временное распределение, коррелированным с первичным возбуждением кристалла после взаимодействия с гамма-квантом. Длительность времени послесвечения обычно существенно больше длительности основной компоненты

высвечивания (в  $10^2$ - $10^4$  раз). Например, для сцинтиллятора CsI(Tl) величина интенсивности послесвечения может достигать 1% после 10 мс (время основного высвечивания 1 мкс) [30].

Особенно явно ухудшение контрастности для изображений, полученных в ходе сканирования с помощью токовых детекторных систем на основе CsI(Tl), заметно в областях перехода с практически прозрачного для рентгеновского излучения объекта (с малой плотностью) на практически полностью поглощающий объект. Это связано с тем, что при резком уменьшении интенсивности прошедших через объект гамма-квантов, количество фотонов основной компоненты высвечивания сцинтиллятора пропорционально уменьшается, а компонента, связанная с послесвечением, соответствующему гамма-квантам, ранее прошедшим через область с малой плотностью, продолжает высвечиваться в пределах нескольких (десятков) последующих шагов сканирования. В таком случае фототок от компоненты, связанной с послесвечением, может существенно превышать вклад основной компоненты, приводя к ложной оценки плотности исследуемого образца.

Для решения проблемы искажения контраста можно использовать счётный режим работы детектирующей системы, при условии, что считаться будут только события, связанные с основной компонентой высвечивания, вызванные взаимодействием сцинтиллятора с гамма-квантами. Добиться этого позволяет формирование выходного сигнала детектора с помощью аналоговых фильтров фронт-энд электроники, при котором образуется импульс, связанный с откликом фотодетектора на фотоны основной компоненты высвечивания, в то время как амплитуда сигналов от отдельных фотонов послесвечения подавляется. Таким образом, проинтегрированные сигналы от отдельных фотонов послесвечения увеличивают флуктуации базовой (нулевой) линии, и не влияют при этом на счёт гамма-квантов.

На рисунке 1.4 представлена качественная зависимость сигнала сцинтилляционного детектора сканирующей системы от координаты, полученная вдоль направления движения, в идеальном случае без учёта статистических флуктуаций количества гамма-квантов. Эта зависимость соответствует сечению изображения, полученного в ходе сканирования.

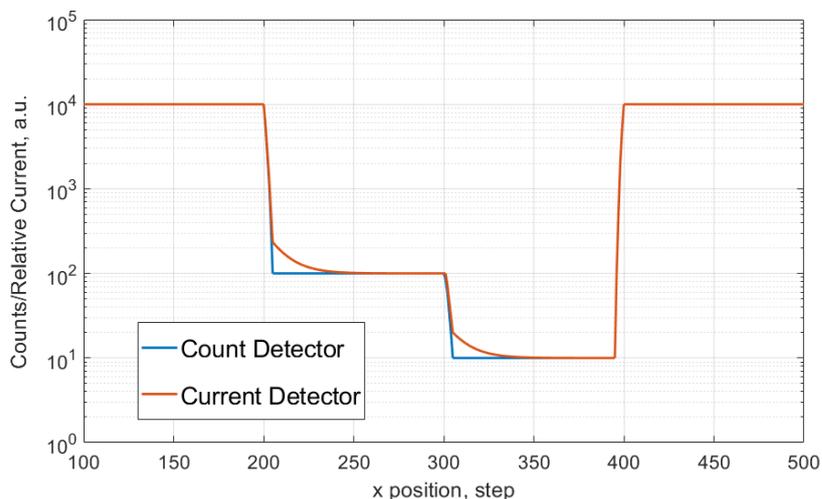


Рисунок 1.4. Зависимость сигнала от координаты в токовом и счётном режимах.

По рисунку 1.4 видно, что при непрерывном движении сканирующей системы послесвечение сцинтиллятора вызывает артефакт, искажающий интенсивность токового сигнала для областей, расположенных после резкого увеличения плотности объекта. В счётном режиме работы этого эффекта не наблюдается.

Для создания систем, работающих в счётном режиме, используются, как детекторы прямого считывания, так и сцинтилляционные.

Примером реализации газового счётного детектора прямого считывания может выступать многопроволочная пропорциональная камера, разработанная в ИЯФ им. Будкера [31-33]. Однако главным недостатком такой системы является эффективность регистрации порядка 30%.

Классические полупроводниковые твердотельные детекторы, такие как кремниевые [34-36] или HPGe (из чистого германия) [37-38], обладающие лучшими показателями по энергетическому разрешению, могут быть также использованы в счётном режиме. Однако низкая эффективность регистрации кремния вследствие его относительно невысокой плотности, а в случае германиевого детектора необходимость охлаждения и поддержания отрицательных температур практически исключают возможность их использования в установках персонального досмотра.

Более перспективным твердотельным материалом, активно исследуемым и разрабатываемым на рубеже XX-XXI веков, является CdZnTe/CdZn (CZT/CZ) [39-41]. CZT обладает высокой плотностью – 5.78 г/см<sup>3</sup>, стабильно работает при комнатных температурных и обладает высоким энергетическим разрешением (уступает HPGe). Кроме того, современные технологии изготовления полупроводниковых детекторов позволяют делать пиксельные детекторы с матрицей 256x256 каналов с размером каждого пикселя

55x55 мкм<sup>2</sup>, состыкованных с интегральной аналогово-цифровой многоканальной электроникой [42].

Также были предприняты попытки создания досмотровой системы для багажа на основе CZT-детектора [43]. Однако CZT обладает рядом недостатков, основными из которых являются наличие дефектов кристаллической структуры и центров захвата носителей, нестабильность и склонность к деградации, а также сложность и стоимость выращивания кристаллов толщиной несколько миллиметров. И, так же, как и другие полупроводниковые детекторы, CZT обладает эффектом наведения заряда в соседних пикселях, или, другими словами, эффектом, вызывающим перекрёстные наводки в других каналах.

Наиболее перспективным направлением в настоящее время является разработка счётных детекторов на основе быстрых неорганических сцинтилляционных кристаллов и кремниевых фотоумножителей (SiPM). Быстродействие сцинтиллятора в совокупности с преимуществами SiPM (по отношению к другим фотодетекторам), позволяют в перспективе реализовать счётный детектор, близкий к идеальному.

Например, научная группа ИЯФ им. Будкера разрабатывает новую детекторную систему, работающую в счётном режиме, для УПДЧ «Сибскан» именно на основе сцинтилляторов и SiPM [44-46]. Изготовленный ими прототип детекторного модуля состоит из 32-х сцинтилляционных сборок: 1.5x1.5x3.5 мм<sup>3</sup> LFS-3 [47] производства Zecotek и SiPM PM1125NS-SB0 КЕТЕК с размером чувствительной области 1.2x1.2 мм<sup>2</sup>; а также 32-х канального интегрального аналогово-цифрового чипа EASIROC [48]. Счёт гамма-квантов прототипом реализуется с помощью встроенного в чип аналогового дискриминатора, порог которого выставлен таким образом, чтобы обрезать шум электронного тракта и темновые шумы SiPM. С помощью изменения частоты входной загрузки также получена счётная характеристика прототипа, которая аппроксимирована аналитической функцией модели детектора с «непродлевающимся» мёртвым временем 50 нс. Кроме того, в работе [45] наглядно показано улучшение качества визуализации сильно ослабляющего излучение рентгеновской трубки тест-объекта с помощью счётного детектора на основе быстрого сцинтиллятора и SiPM по сравнению с ионизационной камерой, работающей в токовом режиме. Фотография прототипа приведена рисунке 1.5.

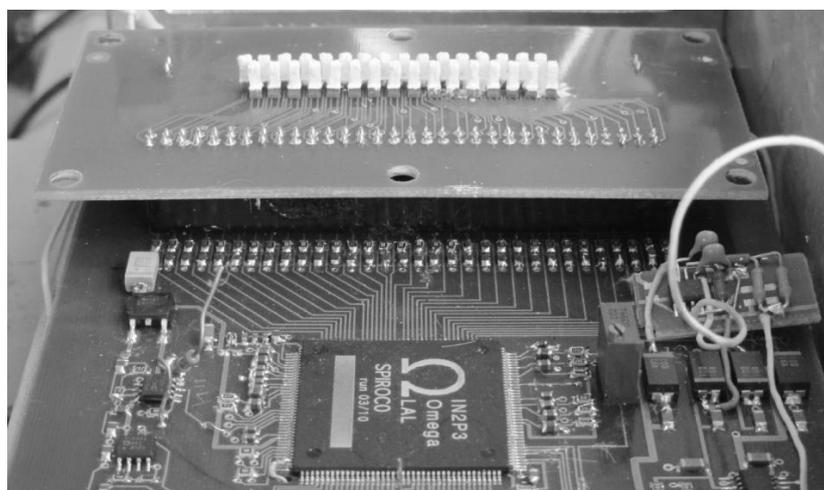


Рисунок 1.5. Фотография прототипа счётного детектора на основе сцинтилляторов LFS и кремниевых фотоумножителей [45].

Другим примером исследований в данном направлении является разработка прототипа детектирующей системы для компьютерной томографии, работающего в спектральном счётном режиме, на основе быстрых сцинтилляторов и SiPM, научной группой из токийского университета Васеда совместно с фирмой «Хитачи Металс» [49] для медицинских применений. Данный прототип представляет из себя одноканальный детектор, состоящий из сцинтиллятора YAP(Ce) [50] размером  $1 \times 1 \times 1$  мм<sup>3</sup> и кремниевого фотоумножителя Hamamatsu MPPC S12571-010C [51], а в качестве счётного устройства импульсов использован счётчик Contec CNT3204MT-LPE [52]. В данной работе авторы затрагивают преимущества счётного детектора, связанные с использованием энергетической селекции детектированных рентгеновских гамма-квантов для улучшения качества получаемого изображения. Исследуя слабо поглощающие растворы в качестве тест-объектов, в работе [49] показано, что отбор низкоэнергетических событий улучшает визуализацию исследуемой структуры. Наглядная схема эксперимента с использованием прототипа представлена на рисунке 1.6.

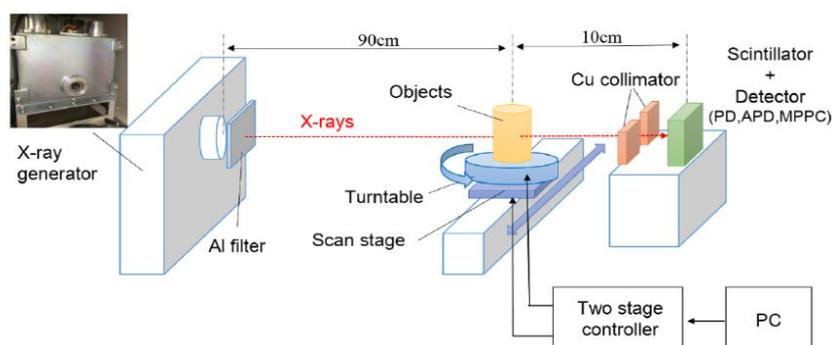
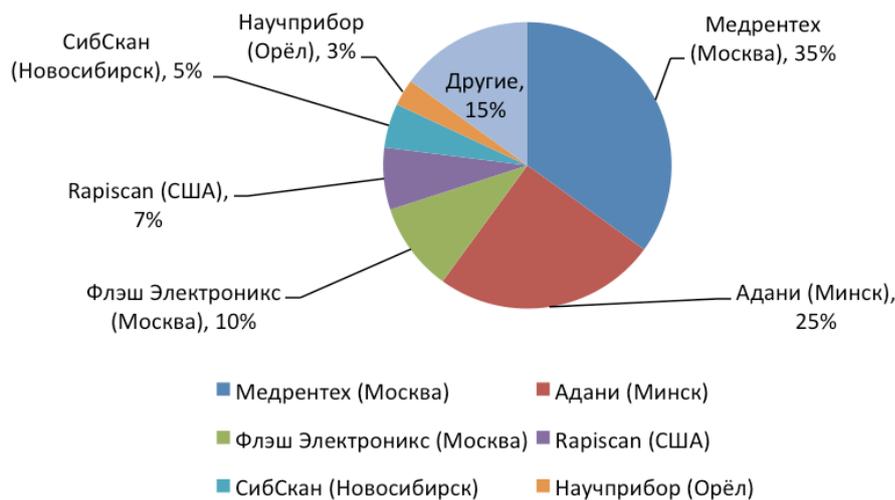


Рисунок 1.6. Схема экспериментальной установки из [49].

Далее можно привести ещё один пример разработки счётного детектора в области рентгеновских досмотровых систем для сканирования больших грузовых автомобилей. Разработкой такой системы на основе тяжёлых быстрых сцинтилляторов и кремниевых фотоумножителей, занимается А. Ародзеро. В своих работах [53-54] он предлагает сканирующую рентгеновскую установку для досмотра грузовых автомобилей, работающую в импульсном режиме с модуляцией напряжения до максимального значения в 9 мегавольт.

Таким образом, преимущество счётного режима работы сцинтилляционного детектора на основе кремниевых фотоумножителей и быстрых сцинтилляторов над токовыми детекторами (на основе медленных сцинтилляторов и фотодетекторов без внутреннего усиления) определяет текущее направление развития рентгеновской визуализации. Поэтому именно в концепции «быстрый сцинтиллятор+SiPM» была проведена разработка прототипа нового детектирующего модуля для базовой, наиболее часто встречающейся на рынке, коммерчески доступной УПДЧ «Хомоскан» производства ООО «СКБ Медрентех» [7]. В целом настоящий момент рынок УПДЧ в Российской Федерации [7],[22-25] выглядит следующим образом (рис. 1.7).



*Рисунок 1.7. Диаграмма распределения рынка между компаниями производителями рентгеновских УПДЧ в РФ.*

Как видно по рисунку 1.7, доминирующую позицию на рынке в РФ занимает компания – Медрентех (Москва), которая использует принцип проекционного рентгеновского сканирования [7].

#### 1.4 Сцинтилляционный детектор в УПДЧ

Классический сцинтилляционный детектор состоит из двух основных частей: рабочего вещества - сцинтилляционного кристалла (сцинтиллятора), необходимого для конвертации энергии гамма-кванта в фотоны оптического диапазона, и фотодетектора, необходимого для собирания оптических фотонов и конвертации их количества в электрический импульс. Кроме того, часто в состав сцинтилляционного детектора в зависимости от его специфики и назначения могут входить такие составляющие как световоды, источники питания фотодетектора, а также аналого-цифровые платы фронт-энд электроники, обеспечивающие первоначальное формирование сигнала, оцифровку и передачу данных в систему набора данных (DAQ).

В настоящее время существует большое количество различных сцинтилляторов, каждый из которых, как правило, разрабатывается под конкретную задачу с учетом определенных требований [55]. В таблице 1 представлены несколько «классических» органических и неорганических сцинтилляторов, а также новые неорганические сцинтилляторы, разработанные и активно внедряемые в различные задачи экспериментальной физики в последние 10 лет [56-57].

Таблица №1. Виды сцинтилляционных кристаллов.

Сцинтиллятор	$\rho$ , (г/см <sup>3</sup> )	Z ср.	$\lambda_{\max}$ , нм	$\tau$ , нс	Световыход, фот./кэВ	Показ. прелом.
Антрацен	1.25	3.9	445	30	<10	1.59
Стильбен	1.16	4	410	6	<10	1.62
NaI(Tl)	3.67	32	415	230	38	1.85
CsI(Tl)	4.51	54	560	1000	54	1.8
BGO	7.13	28	480	300	9	2.15
LSO\LYSO	7.4\7.1	24	420	41	28\32	1.81
LaBr3(Ce)	5.08	40.5	380	16	63	1.8
GAGG	6.63	20	520	88	57	1.9

В таблице №1 для всех сцинтилляторов приведены характеристики наиболее интенсивной компоненты высвечивания ( $\lambda_{\max}$ ,  $\tau$ , величина световыхода). Временная постоянная компонент высвечивания может иметь порядки миллисекунд, и даже нескольких секунд. Наличие таких «медленных» компонент является причиной возникновения такого явления, как послесвечение кристалла.

Не менее важной составляющей сцинтилляционного детектора является фотоприемник, который конвертирует световой сигнал в электрический. В сцинтилляционных детекторах УПДЧ обычно используются pin-диоды, которые являются твердотельными фотодетекторами.

Твердотельные фотодетекторы делятся на две группы [58]. Первая - фотодетекторы, в которых преобразование света происходит без внутреннего усиления заряда. К нему относятся фотодиоды. Второй - фотодетекторы в которых за счет ударной ионизации происходит внутреннее усиление заряда. К таким фотодетекторам относятся лавинные фотодиоды и кремниевые фотоумножители (SiPM).

Pin-диод является разновидностью фотодиода. В pin-диоде между областями электронной (n) и дырочной (p) проводимости находится собственный (англ. intrinsic) нелегированный i-полупроводник, при этом p- и n-области обычно сильнолегированы. В качестве фотодетектора pin-диод может работать при нулевом напряжении смещения. Однако иногда для увеличения ширины обедненной области используют небольшое обратное напряжение смещения. Когда фотон попадает в i-область, то, в результате фотоэффекта образуется пара: электрон и дырка. Первичные носители заряда, попадая в электрическое поле ОПЗ, начинают двигаться к сильнолегированным областям, создавая электрический ток, который передаётся во внешнюю цепь. При этом сигналы от одиночных фотонов и световых вспышек малой интенсивности (<1000 фотоэлектронов), как правило, теряются в шумах электрического тракта, что делает их детектирование невозможным.

Основные достоинства pin-диодов - высокое быстродействие и широкий динамический диапазон, а также высокая эффективность регистрации света, которая для типичных представителей данного подкласса может достигать 90% в пике спектральной характеристики [59].

При увеличении обратного напряжения смещения на pn-переходе фотодиода напряженность электрического поля в ОПЗ увеличивается и может достичь такого значения, при котором первичная пара носителей заряда получит необходимую энергию для осуществления ударной ионизации. Данный процесс может повторяться неоднократно, пока в некоторый определенный момент времени все носители зарядов не выйдут из области высокой напряженности поля, а затем будут притянуты к соответствующим

электродам. Таким образом, за счёт процесса ударной ионизации возникает лавинное усиление первичного сигнала. Очевидно, что при дальнейшем увеличении напряжения обратного смещения коэффициент лавинного усиления растёт. При стремлении напряжения смещения к некоторому значению напряжения – пробойному напряжению ( $U_{bd}$ ) – коэффициент лавинного умножения обращается в бесконечность, а при превышении  $U_{bd}$  лавинный процесс переходит в Гейгеровский разряд [60].

Ещё в прошлом веке проводились исследования лавинных фотодиодов, на основе которых была разработана теория, описывающая их работу при напряжениях смещения выше пробойного [61-62]. При этом было показано, что гашение лавины может осуществляться по принципу ограничения разряда с помощью внешних как активных, так и пассивных элементов (резисторов).

В другом направлении проводились работы в Физическом институте имени П.Н. Лебедева. В ходе них на основе структуры металл-диэлектрик-полупроводник (МДП) был разработан лавинный фотодетектор, обладающий высоким коэффициентом усиления и имеющий отрицательную обратную связь, реализованную с помощью элементов самой структуры [63-64].

Позднее на Московском электроламповом заводе (МЭЛЗ) научной группой в составе В.М. Головина, З.Я. Садыгова, М.Л. Тарасова, Н.Ю. Юсипова и А.Г. Гасанова был реализован переход от МДП-структуры к структуре металл-резистор-полупроводник (МРП) при сохранении отрицательной обратной связи - это значительным образом повысило продолжительность и стабильность работы фотодетектора [65]. Следующим важным шагом стало создание в процессе технологического изготовления фотодетектора специальных микроканальных неоднородностей  $n^+$ -типа проводимости в полупроводниковой подложке, что фактически привело к изобретению нового типа фотодетектора [66]. С помощью такой структуры удалось добиться уменьшения влияния случайных неоднородностей на параметры работы фотодетектора, контролируемой локализации лавинного процесса, стабилизации пробойного напряжения фотодетектора, а также значительного увеличения коэффициента умножения (в  $10^3$  раз) [67].

В конце 90-х годов научная группа, возглавляемая профессором, д.ф.-м.н. Борисом Анатольевичем Долгошеиным на кафедре «Физика Элементарных Частиц» НИЯУ МИФИ, также присоединилась к разработкам нового типа фотодетектора [68]. В ходе работ была разработана структура фотодетектора, которая получил название кремниевый фотоумножитель (SiPM – Silicon Photomultiplier) [69-70].

В сотрудничестве с научно-исследовательским центром DESY (Германия, Гамбург) впервые в мире SiPM, разработанные в НИЯУ МИФИ, были установлены в прототип тайлового адронного калориметра в количестве порядка 10000 штук [71-73].

Именно конструкция фотодетектора, разработанного в НИЯУ МИФИ, была использована известными коммерческими фирмами по производству фотодетекторов в качестве основы для дальнейших разработок и промышленного производства SiPM.

В настоящее время кремниевые фотоумножители применяются в большом количестве детекторов элементарных частиц и фотодетектирующих приборах. Во многом это обусловлено их ничуть не уступающими ФЭУ характеристиками, а в части работы в магнитном поле и преобладающими над ним. Сейчас в составе сцинтилляционных детекторов SiPM применяется в физике высоких энергий - в адронных калориметрах, заменив классические вакуумные фотоумножители [74-76] и в электромагнитном калориметре [77]; в медицинской физике - в составе детектирующих модулей позитронно-эмиссионных томографов [78-80] в гамма-камере для ОФЭКТ [81] и в радиационной физике (дозиметрии) - в составе позиционно-чувствительных сцинтилляционных детекторах для мониторинга радиоактивной обстановки [82] на загрязненных территориях и для визуализации реакций взаимодействия излучения с объектом в процессе работы протонной терапии [83]. Кроме того, активно используются SiPM в качестве непосредственно фотодетекторов, так, например, в устройствах позволяющих со сверхвысокой точностью определять расстояния до объектов - лидарах [84-85] использующихся в космических аппаратах и в умных автотранспортных средствах; в области биофотоники для регистрации сверхслабых световых импульсов испускаемых биорастворами под действиям различных возбудителей [86] или в качестве прецизионного детектора, позволяющего оценить корреляции между отдельными фотонами света [87].

*Таблица №2. Сравнение характеристик различных фотодетекторов [58].*

<b>Параметр</b>	<b>PIN</b>	<b>SiPM</b>
Эфф.рег. света (420 нм), %	70-90	30-60
Усиление	1	$10^5-10^7$
Пороговая чувств., фотоэлектронов	~1000	1
Напряжение смещения, В	0-10	20-80

### **1.5 УПДЧ «Хомоскан» производства ООО «СКБ Медрентех»**

УПДЧ «Хомоскан» [7] производства ООО «СКБ Медрентех» имеет вертикально ориентированную линейную детекторную систему со сменными детекторными модулями. Каждый детекторный модуль данной системы имеет 64 независимых канала. Внутри каждого модуля 64 канала поделены на 8 линеек по 8 каналов в каждой. Каждый канал линейки состоит из кристалла CsI(Tl) размером  $3.1 \times 4.5 \times 8$  мм<sup>3</sup>, оптически приклеенного к pin-фотодиоду для считывания сцинтилляционного света. По отношению к излучению толщина сцинтиллятора составляет 4.5 мм. Расположение сцинтиллятора длинной стороной вдоль направления сканирования обусловлено небольшой неколлинеарностью плоскости линейной системы детекторов и коллиматора рентгеновской трубки, а также небольшим расхождением пучка с расстоянием до детекторной системы. Во время сканирования система детекторов и рентгеновская трубка (после её юстировки относительно 8 мм длины сцинтилляторов) поворачиваются вокруг объекта, производя набор данных в режиме интегрирования сцинтилляционного сигнала, полученного с pin-фотодиода. Фронт-энд электроника системы сканирования накапливает ток каждого отдельного канала системы в течение всего процесса сканирования в одинаковых временных окнах (окнах интегрирования). Значения заряда каждого из каналов синхронно оцифровываются для каждого окна интегрирования и используются для создания изображения сканируемого объекта. Таким образом, каждый пиксель на изображении, получаемом на УПДЧ «Хомоскан», имеет фиксированный вертикальный размер ~ 3.1 мм, обусловленный геометрическими размерами сцинтилляторов, и горизонтальный размер 1.5 мм, определяемый скоростью вращения системы 25 см/с и временем интегрирования около 6 мс.

Для проведения измерений основных характеристик УПДЧ «Хомоскан» специалисты ООО «СКБ Медрентех» используют стандартный тест-объект (фантом), содержащий структуры в соответствии с ГОСТ Р 55249-2012 [14]. Одной из основных структур, содержащихся на фантоме, является стальной клин, длиной 325 мм и шириной 50 мм, который позволяет оценить проникающую способность по ослаблению сигнала в зависимости от толщины сканируемого объекта. Стальной клин имеет 13 ступеней различной толщины, изменяющейся от 18 мм до 42 мм с шагом 2 мм. Кроме того, по центру вдоль всей задней стороны клина расположена свинцовая полоса, толщиной 1 мм и шириной 10 мм. Именно визуализация данной свинцовой полосы на фоне различной толщины стали на изображении определяет проникающую способность рентгеносканирующей системы по стали. Для измерений проникающей способности клин

его ребристая сторона обращается в сторону рентгеновской трубки. 3D-модель клина-фантома представлена на рисунке 1.8.

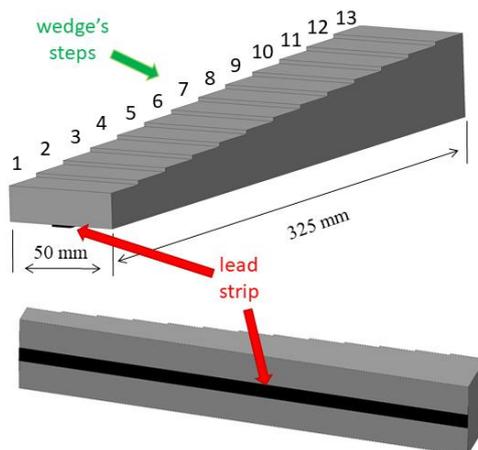


Рисунок 1.8. 3D-модель стального клина, также показывающая свинцовую полосу.

Второй важной структурой, определяющей возможности детектирующей системе в УПДЧ, является практически прозрачное для рентгеновского излучения оргстекло, содержащее 7 тонких медных проволок, диаметром от 0.2 до 0.08 мм. Данная структура определяет предельную контрастную способность рентгеносканирующей системы. На рисунке 1.9 представлена фотография фантома, использованного для измерений, содержащего стальной клин и медные проволоки.



Рисунок 1.9. Фотография фантом, используемого ООО «СКБ Медрентех» для тестирования УПДЧ «Хомоскан».

## *Выводы к главе 1*

Существующие проекционные рентгеновские УПДЧ на основе неорганических сцинтилляторов и pin-фотодиодов достигли своего предела в возможности уменьшения дозовых нагрузок за одно сканирование.

Дальнейшее уменьшение дозовой нагрузки за счёт уменьшения тока рентгеновской трубки влечёт за собой ухудшение качества визуализации исследуемого объекта, что обусловлено физическими особенностями pin-фотодиодов и возможностью использования их в детекторных системах УПДЧ только в токовом режиме.

Очевидно, что для сохранения качества визуализации на требуемом уровне [14] при уменьшении тока рентгеновской трубки, необходимо использовать максимально полную информацию, заключающуюся в разнице прошедшего и падающего на объект излучения. Такие перспективы для УПДЧ открывает только счётный режим работы с каждым отдельным рентгеновским гамма-квантом. Именно счётный режим позволяет получить независимую информацию как о количестве прошедших гамма-квантов, так и о его спектральном составе.

Для реализации счётного детектора в УПДЧ наиболее прогрессивным подходом является использование тяжёлых неорганических сцинтилляторов с быстрыми временами высвечивания вместе с кремниевыми фотоумножителями (SiPM). Именно SiPM позволяет работать с сигналами от каждого отдельного гамма-кванта за счёт собственного высокого усиления ( $10^5$ - $10^7$ ), а его компактность и малая потребляемая мощность делают его единственным возможным техническим решением.

## Глава 2. Связь характеристик сцинтилляционного детектора и качества рентгеновского изображения

### 2.1 Квантовая эффективность детектирования и шум-фактор детектора

Основной характеристикой детектирующей части визуализирующих рентгеновских систем является *квантовая эффективность детектирования - DQE* [8]:

$$DQE = \frac{SNR_{out}^2}{SNR_{in}^2} \quad (2.1),$$

где  $SNR_{out}$  – отношение сигнал-шум на выходе детектора, а  $SNR_{in}$  - отношение сигнал-шум на входе детектора. Определение (2.1) также соответствует определению DQE из [88] для нулевой пространственной частоты.

Исторически сложилась практика использовать DQE для характеристики рентгеновских детекторов, а фактор избыточного шума ENF (или шум-фактор) для твердотельных лавинных фотодетекторов и усилителей электрического сигнала [89]. По определению ENF (от англ. «excess noise factor») [90]:

$$ENF = \frac{SNR_{in}^2}{SNR_{out}^2} \quad (2.2),$$

Откуда получается соотношение между DQE и ENF:

$$DQE = \frac{1}{ENF} \quad (2.3).$$

Для идеальных детектирующих систем  $DQE = ENF = 1$ .

### 2.2 Основные характеристики изображения

Часто для характеристики рентгеновских изображений используют отношение сигнал/шум SNR [91]. SNR применяется для характеристики некоторой области интереса (ROI), содержащее определенное количество пикселей. По определению, SNR – это отношение среднего значения интенсивности сигнала  $\mu$  к его среднеквадратичному отклонению  $\sigma$ , вычисленных для конкретной ROI:

$$SNR = \frac{\mu}{\sigma} \quad (2.4),$$

В тоже время основной величиной, характеризующей изменение интенсивности сигнала для разных областей, является контраст  $C$  – относительная разница средних значений интенсивности сигнала в некоторой области интереса  $ROI_s$  с сигналом  $\mu(s)$  и на участке изображения фона  $ROI_b$  с сигналом  $\mu(b)$ :

$$C(s; b) = \frac{\mu(s) - \mu(b)}{\mu(s)} \quad (2.5).$$

Например, на рисунке 2.1 в качестве  $ROI_s$  могут быть использованы квадраты, задающиеся различными градациями серого цвета, а областью  $ROI_b$  – окружающий их «серый» фон [91]:

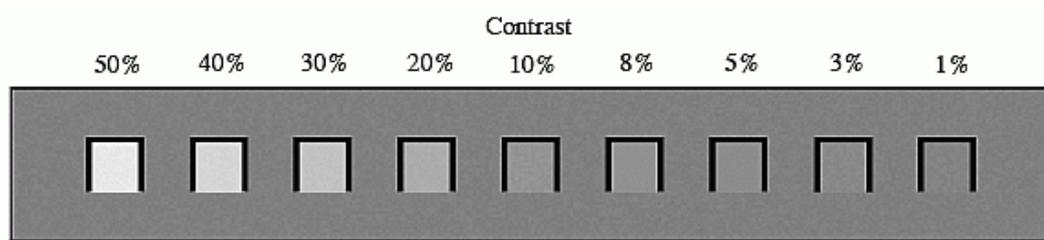


Рисунок 2.1. Контраст на изображении без шумов [91].

Если детектор работает в диапазоне линейности, то контраст на выходе детектора равен контрасту на входе, т.е. контраст является физическим свойством изображения, связанным с ослаблением интенсивности рентгеновского излучения материалом объекта, и не зависит от свойств детектора.

Однако, важным фактором при восприятии контраста на изображении является шум (рис 2.2). Шум на рентгеновском изображении в первую очередь связан с тем, что процессы испускания, прохождения и детектирования гамма-квантов являются случайными статистическими процессами, подчиняющимися пуассоновскому распределению. Кроме того, так как детектор обладает  $ENF > 1$ , то это увеличивает статистический пуассоновский разброс, приводя к увеличению шумов на конечном изображении.

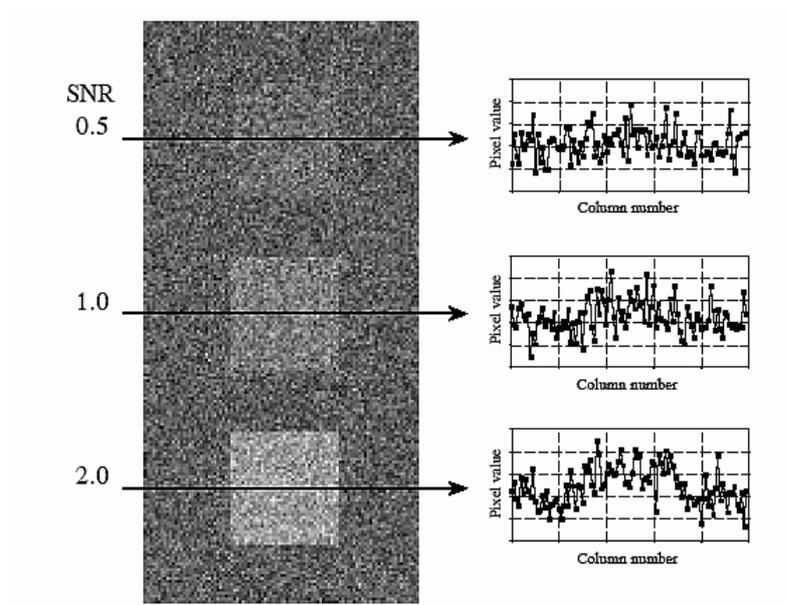


Рисунок 2.2. Контраст на изображение с шумом. В данной иллюстрации использованы значения контраста между центром и периферией 5%, 10% и 20%. Для центрального

$$\text{пятна } \sigma = \sqrt{\mu_{\text{background}}} [91].$$

Поэтому для оценки качества изображения в условиях сигнала, имеющего флуктуации, является не контраст сам по себе, а отношение контраст/шум (contrast-to-noise ratio) - CNR, являющееся произведением контраста на отношение сигнал-шум:

$$CNR = C \cdot SNR_{\text{out}} \quad (2.6).$$

В CNR учитывается как влияние контраста  $C$  между сигналом в области интереса и сигналом от «фоновой» области, так и  $SNR_{\text{out}}$  на выходе детектирующей системы [92-93]:

$$CNR = \frac{\mu(s) - \mu(b)}{\sigma} \quad (2.7).$$

Приняв условием различимости сигнала над уровнем шума  $SNR = 1$ , аналогично, при работе с изображением будем далее использовать критерий  $CNR = 1$ . Таким образом, пороговый или минимально детектируемый контраст  $C_{\text{min}}$  определяется как:

$$C_{\text{min}} = \frac{1}{SNR_{\text{out}}} \quad (2.8).$$

В случае, когда входной поток событий описывается пуассоновской статистикой, то  $SNR_{in}^2 = N_\gamma$  (среднее количество гамма-квантов). Тогда для неидеального счётного детектора с  $ENF > 1$  по формуле (2.2) отношение сигнал-шум на выходе принимает вид:

$$SNR_{out} = \sqrt{\frac{N_\gamma}{ENF}} \quad (2.9).$$

Тогда выражение для CNR можно переписать в виде:

$$CNR = C \cdot \sqrt{\frac{N_\gamma}{ENF}} \quad (2.10).$$

Таким образом, ENF детектора эффективно «увеличивает» количество гамма-квантов, необходимых для визуализации контраста  $C$ . Поэтому для детектора с  $ENF > 1$  минимальное количество гамма-квантов выше, чем для идеального детектора при одинаковом CNR.

### ***2.3 Основные характеристики кремниевого фотоумножителя и их взаимосвязь с величиной его шум-фактора***

SiPM представляет из себя матрицу микроячеек, выполненных на общей полупроводниковой подложке, каждая из которых является лавинным фотодиодом, работающим в ограниченном гейгеровском режиме. Гашение гейгеровского разряда происходит за счёт пассивного элемента структуры ячейки SiPM – гасящего резистора  $R_q$ . При срабатывании любой из ячеек SiPM на выходе SiPM получается одинаковый сигнал – одноэлектронный импульс, при этом сигнал от нескольких сработавших ячеек - аналоговая сумма одноэлектронных сигналов. Таким образом SiPM является пропорциональным фотодетектором.

SiPM обладает высоким *коэффициентом усиления*  $G$ , равным  $10^5$ - $10^6$ , что позволяет детектировать одиночные фотоны света. Коэффициент усиления ячейки SiPM не зависит от числа первично образованных носителей и пропорционален приложенному перенапряжению  $G = C \cdot U_{ov}/e$ , где  $C$  - ёмкость ячейки,  $e$  - заряд электрона, а  $U_{ov}$  – перенапряжение, т.е. разница между приложенным напряжением смещения  $U_{bias}$  и напряжением пробоя  $U_{bd}$ . Флуктуации коэффициента усиления  $\Delta G$  связаны с технологической неодинаковостью ёмкости ячеек, а также небольшими различиями в напряжении пробоя между ячейками.

Основная характеристика SiPM - *эффективность регистрации фотонов* (photon detection efficiency - PDE). Эффективность регистрации SiPM:

$$PDE = \frac{\langle N_{pix} \rangle}{\langle N_{ph} \rangle} \quad (2.10),$$

где  $\langle N_{pix} \rangle$  - это среднее число сработавших ячеек (первичных), а  $\langle N_{ph} \rangle$  - среднее число падающих на фоточувствительную поверхность фотонов. С другой стороны, можно представить PDE как произведение трех компонент:

$$PDE = QE \cdot A \cdot P_g \quad (2.11),$$

где QE - квантовая эффективность (вероятность фотона образовать электрон-дырочную пару в обедненной области (ОПЗ) и в прилежащем к ней объеме в пределах диффузионной длины), A - геометрическая эффективность фоточувствительной области (это отношение фоточувствительной площади детектора к полной площади) и  $P_g$  - вероятность возникновения гейгеровского разряда после рождения первичной пары носителей, которая зависит от  $U_{ov}$ . Современные значения эффективности регистрации SiPM в максимуме спектральной чувствительности достигают 60-70 % [94].

Важной характеристикой SiPM является величина *темнового тока* – тока, текущего через фотодетектор в отсутствие воздействия фотонов. Темновой ток зависит от величины напряженности поля (перенапряжения) и температуры. Вероятность термоэмиссии (тепловая генерация свободной пары носителей) в ОПЗ увеличивается с температурой [95].

Так как темновой ток – это случайные срабатывания отдельных ячеек от носителей, возникших в результате тепловой генерации, то часто для описания шумовой характеристики SiPM используют величину, которую называют *частотой темновых импульсов* (или *частотой темнового счета*) DCR. Возникновение пары носителей зарядов в результате тепловой генерации – это случайный процесс, который описывается распределением Пуассона. Обычно частоту темнового счета определяют на единицу площади и измеряют в единицах  $\text{кГц}/\text{мм}^2$ .

Величина сигнала от одной ячейки SiPM не зависит от причины возникновения первоначальной пары носителей зарядов и одинакова как для пары, появившейся в результате тепловой генерации, так и в результате фотоэффекта.

На рисунке 2.3 приведен типичный зарядовый спектр SiPM, полученный при регистрации света низкой интенсивности (на уровне одиночных фотонов). Пиковая

структура такого спектра является характерной особенностью SiPM, а спектр такого типа называется одноэлектронным. Каждый пик на одноэлектронном спектре соответствует одновременному срабатыванию 0, 1, 2 и т.д. ячеек SiPM в течение времени интегрирования.

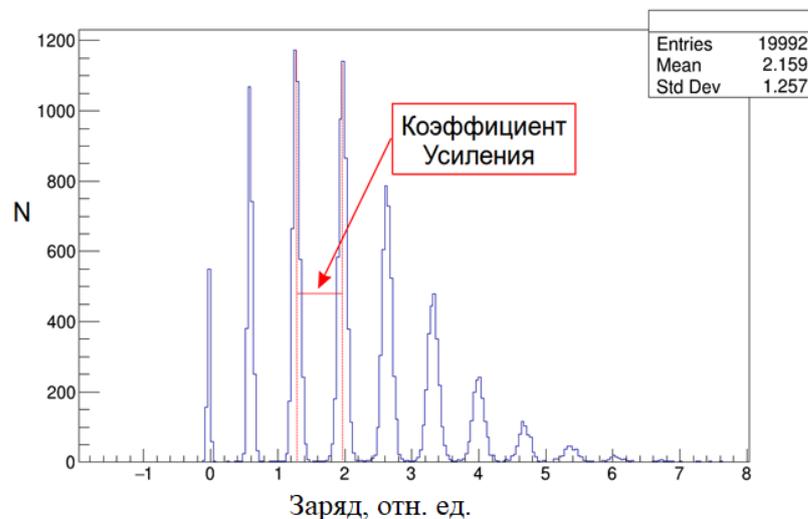


Рисунок 2.3. Одноэлектронный спектр выходных сигналов SiPM.

Обычно одноэлектронный спектр используется для калибровки выходных сигналов SiPM в количестве сработавших ячеек при регистрации света произвольной интенсивности.

В случае попадания фотона в ячейку SiPM и её последующем срабатывании, потенциал на рп-переходе ячейки падает до уровня пробойного напряжения  $U_{bd}$  и восстанавливается к установленному на фотодетекторе напряжению смещения  $U_{bias}$  с характерным временем  $\tau = R_q C$ . Однако, если фотон попадает в уже сработавшую ячейку в течение времени  $dt < 3 \cdot \tau$ , то потенциал ячейки не успевает восстановиться до  $U_{bias}$  и амплитуда сигнала ячейки, соответствующая данному фотону, меньше амплитуды одноэлектронного импульса. Таким образом пропорциональность сигнала на выходе SiPM нарушается. При этом, чем выше интенсивность падающего светового потока, тем вероятнее будет происходить попадание фотонов в уже сработавшую ячейку. Поэтому, так как SiPM имеет ограниченное количество ячеек, это приводит к ограниченному линейному динамическому диапазону SiPM и насыщению выходного сигнала. На рисунке 2.4 приведены полученные в ходе экспериментальных измерений зависимости насыщения выходного сигнала SiPM с различным полным числом ячеек для коротких световых вспышек ( $\tau_L < 1$  нс).

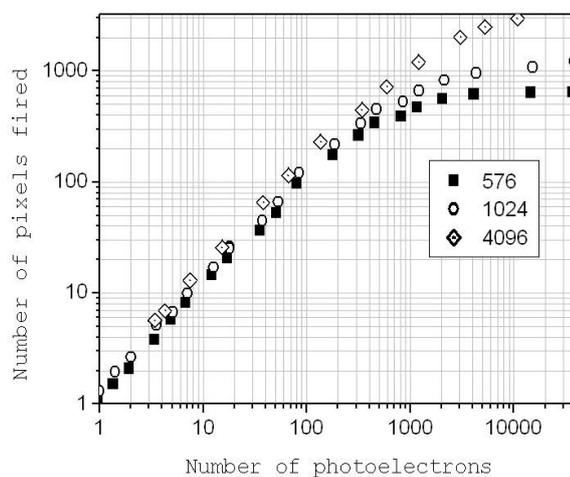


Рисунок 2.4. Кривые насыщения SiPM с разным количеством микроячеек.

В случае короткой световой вспышки ( $\tau_L \ll \tau$ ), зависимость среднего числа сработавших ячеек  $\langle N_{pix} \rangle$  от среднего количества падающих фотонов  $\langle N_{ph} \rangle$  с учётом PDE SiPM описывается следующей формулой:

$$\langle N_{pix} \rangle = N_{pix_{tot}} \cdot \left[ 1 - \exp\left(-PDE \cdot \frac{\langle N_{ph} \rangle}{N_{pix_{tot}}}\right) \right] \quad (2.12).$$

Увеличение динамического диапазона SiPM может быть достигнуто посредством увеличения количества ячеек. Например, за счёт уменьшения площади ячейки для детектора той же площади.

Одной из особенностей SiPM, искажающей исходное распределение детектируемых фотонов, является *оптическая связь* между ячейками (англ. optical crosstalk). Она вызвана тем, что при первичном срабатывании ячейки (темновом или световом) в процессе гейгеровского разряда образуются фотоны широкого спектрального диапазона, которые способны с некоторой вероятностью попасть в чувствительную область другой ячейки и вызвать там новый, коррелированный с первоначальным срабатыванием, гейгеровский разряд. Оптическая связь приводит к увеличению среднего числа сработавших ячеек в выходном сигнале SiPM и увеличению флуктуаций этого сигнала [96].

Кроме срабатывания ячеек SiPM за счёт оптической связи существует другой тип коррелированных сигналов – *послеимпульсы*. Послеимпульсы – это повторные срабатывания микроячеек, возникающие вследствие захвата ловушками носителей зарядов в процессе первичного (истинного) события и испускания их после гашения гейгеровской лавины. Так как срабатывание происходит в той же ячейке в течение времени  $dt < 3 \cdot \tau$ , то амплитуда послеимпульса меньше амплитуды одноэлектронного сигнала. Однако, чем

позднее происходит испускание попавшего в ловушку носителя, тем больше заряд «послеимпульса» совпадает с зарядом одноэлектронного сигнала [97].

Все протекающие в SiPM физические процессы: поглощение фотонов, умножение первичных носителей (усиление в гейгеровском режиме), термогенерация случайных импульсов, оптическая связь между ячейками и возникновение послеимпульсов - искажают распределение детектируемого светового потока, то есть являются источниками дополнительного шума. Поэтому при описании ожидаемого распределения сигналов на выходе SiPM часто используют шум-фактор ( $ENF_{SiPM}$ ) [98-102].

Разработчиком формализма шум-факторов в применении к SiPM является С.Л. Виноградов [99-102]. В своём подходе он вводит  $ENF_{SiPM}$  как произведение отдельных шум-факторов, связанных с протекающими в SiPM физическими процессами. При этом для получения каждого отдельного шум-фактора используется описание физических процессов с помощью статистических распределений и их двух моментов: математического ожидания (среднего) и дисперсии (разброс), что позволяет связать характеристики SiPM с соответствующими шум-факторами в виде аналитических функций.

Удобство данного подхода заключается в возможности связать параметры детектирующих систем для различных задач экспериментальной физики с параметрами кремниевых фотоумножителей, используя аналитические выражения.

В общем виде шум-фактор  $F_X$  любого случайного процесса, в котором детерминированный единичный входной сигнал, например, фотон или электрон преобразуется в выходной сигнал – случайную величину  $X$  с некоторым распределением вероятности  $P(X)$ , определяется по формуле [100]:

$$F_X = 1 + \frac{Var(X)}{E(X)^2} \quad (2.13),$$

где  $Var(x)$  – дисперсия распределения вероятности случайной величины  $X$ , а  $E(X)$  – математическое ожидание (среднее значение) распределения вероятности  $X$ . В таблице №3 описаны основные шум-факторы SiPM из [53].

Таблица №3. ENF всех процессов SiPM.

Процесс	Функция распределения	ENF
Флуктуация коэффициента усиления	Любая функция, имеющая конечную дисперсию.	$F_G = 1 + \frac{\sigma_G^2}{G^2}$

Эффективность регистрации фотонов	Распределение Бернулли $P(X) = \begin{cases} PDE, & X = 1 \\ (1 - PDE), & X = 0 \end{cases}$	$F_{PDE} = \frac{1}{PDE}$
Темновой счёт	Пуассоновское распределение $P(k; t) = \frac{(DCR * T_{int})^k \cdot \exp(-DCR * T_{int})}{k!}$	$F_{DCR} = 1 + \frac{DCR \cdot T_{int}}{N_{ph} \cdot PDE}$
Оптическая связь	Обобщённое распределение Пуассона $P(k; N_{ph}; \lambda) = \frac{N_{ph} (N_{ph} + \lambda k)^{k-1} \cdot \exp(-N_{ph} - \lambda k)}{k!}$	$F_{ct} = \frac{1}{1 - \lambda}$
Возникновение послеимпульсов	$P(k; p) = p^{k-1} (1 - p)$	$F_{ap} = 1 + p$
Ограниченное количество ячеек	Биномиальное распределение	$F_{pix} = \frac{\exp\left(\frac{N_{ph} \cdot PDE}{N_{pix_{tot}}}\right) - 1}{\frac{N_{ph} \cdot PDE}{N_{pix_{tot}}}}$
Восстановление ячейки	Пуассоновское распределение с «продлевающимся» мёртвым временем	$F_{rec} = 1 + \frac{N_{ph} \cdot PDE \cdot t_{rec}}{N_{pix_{tot}} \cdot t_{scint}}$
Полный шум-фактор	$ENF = F_G \cdot F_{PDE} \cdot F_{DCR} \cdot F_{ct} \cdot F_{ap} \cdot F_{pix} \cdot F_{rec}$	

В таблице №3:  $G$  – среднее значение коэффициента усиления;  $\sigma_G$  – среднеквадратичное отклонение коэффициента усиления;  $PDE$  – эффективность регистрации фотонов;  $DCR$  – частота темнового счёта;  $N_{ph}$  – среднее число падающих фотонов;  $T_{int}$  – длительность времени интегрирования сигнала;  $\lambda$  – среднее число событий в одном поколении ветвящегося («branching») процесса, порождённого первичным предком;  $p$  – вероятность возникновения послеимпульса;  $N_{pix_{tot}}$  – полное число ячеек SiPM;  $t_{rec}$  – время восстановления ячейки;  $t_{scint}$  – время высвечивания сцинтиллятора.

#### 2.4 Контрастное разрешение и DQE сцинтилляционного детектора

Для получения связи между DQE сканирующей системы и основными параметрами детектора с помощью ENF через формулу 2.1, необходимо получить выражение,

связывающее все шум-факторы: фотодетектора, сцинтиллятора, полихроматичности рентгеновского спектра, а также шумов электроники.

В общем виде *разрешение детектора*  $R(X)$  определяется как:

$$R^2(X) = \frac{\text{Var}(X)}{E(X)^2} \quad (2.14),$$

где  $E(X)$  и  $\text{Var}(X)$  – соответственно среднее значение и дисперсия сигнала  $X$ .

В рентгеновских проекционных системах количество попадающих в детектор гамма-квантов определяется коэффициентом линейного ослабления материала исследуемого объекта. При этом количество провзаимодействовавших с детектором гамма-квантов определяет величину сигнала  $X$  на выходе детектора. Сигнал детектора  $X$  является случайной величиной и определяет контраст на полученном в результате сканирования изображении исследуемого объекта.

Введём понятие *контрастного разрешения*  $R_c(X)$  – характеристики детектирующей системы с сигналом  $X$ , создающей контраст  $C$  на изображении. Кроме того, так как по определению  $\text{SNR}_{\text{out}} = 1/R(X)$ , то по формуле (2.8) минимально визуализируемый контраст  $C_{\text{min}} = R_c(X)$ . Далее получим зависимость контрастного разрешения детектора  $R_c(X)$  от его основных характеристик.

Рассмотрим детектор, работающий в токовом режиме. Будем считать, что на некотором шаге сканирования в течение времени интегрирования  $T_{\text{int}}$  в сцинтиллятор попадает случайное число гамма-квантов  $N_{\gamma,\text{in}}$  со средним значением  $E(N_{\gamma,\text{in}})$ . Тогда с учётом эффективности регистрации  $P_{\text{det}} < 100\%$  (которое зависит от эффективного заряда  $Z$  и плотности  $\rho$  сцинтиллятора) среднее число детектированных гамма-квантов составит  $E(N_{\gamma}) = P_{\text{det}} \cdot E(N_{\gamma,\text{in}})$  с дисперсией (по Пуассону)  $\text{Var}(N_{\gamma}) = E(N_{\gamma})$ .

При этом каждый поглощенный в объёме сцинтиллятора гамма-квант определенной энергии рождает случайное число оптических фотонов  $N_{\text{ph}}$  со средним значением  $E(N_{\text{ph}})$ . При условии, что сцинтиллятор обладает дополнительным непуассоновским собственным разрешением  $R_{\text{scint}} > 0$ , то квадрат полного разрешения сцинтиллятора по числу оптических фотонов можно представить в следующем виде:

$$R_{\text{ph}}^2 = \frac{1}{E(N_{\text{ph}})} + R_{\text{scint}}^2 \quad (2.15),$$

откуда полную дисперсию числа рождённых оптических фотонов можно записать в следующем виде:

$$Var(N_{ph}) = E(N_{ph}) + R_{scint}^2 \cdot E(N_{ph})^2 \quad (2.16).$$

С учётом формул (2.15) и (2.16) сначала получим контрастное разрешение  $R_c(X)$  для сигнала  $X$  токового детектора на выходе сцинтиллятора без учёта полихроматичности рентгеновского спектра (для моноэнергетического источника), шумов электроники и флуктуации сигнала, связанных с конвертацией фотонов фотодетектором в электрический сигнал. Тогда среднее значение сигнала на выходе сцинтиллятора  $E(X)$  за время интегрирования  $T_{int}$ :

$$E(X) = E(N_\gamma) \cdot E(N_{ph}) \quad (2.17).$$

Для получения дисперсии сигнала  $Var(X)$  используем теорему Бёрджесса о полной дисперсии [103]. Тогда для случайного числа детектированных в течение времени интегрирования  $T_{int}$  гамма-квантов  $N_\gamma$  со средним значением  $E(N_\gamma)$  и дисперсией  $Var(N_\gamma)$ , каждый из которых даёт сцинтилляционную вспышку, состоящую из случайного числа фотонов  $N_{ph}$  со средним значением  $E(N_{ph})$  и дисперсией  $Var(N_{ph})$ , получим:

$$Var(X) = E(N_\gamma) \cdot Var(N_{ph}) + E(N_{ph})^2 \cdot Var(N_\gamma) \quad (2.18).$$

Таким образом, контрастное разрешение на выходе сцинтиллятора:

$$R_c^2(X) = \frac{1}{E(N_\gamma)} \left[ 1 + \frac{1}{E(N_{ph})} + R_{scint}^2 \right] \quad (2.19).$$

В случае полихроматичного рентгеновского спектра необходимо также учитывать разброс числа фотонов на одну вспышку, связанный с различной энергией  $E_x$  детектированного гамма-кванта, определяющейся  $Var(E_x)$ . Пусть  $E(N_{ph}) = Y \cdot E(E_x)$ , где  $Y$  – среднее число фотонов во вспышке на 1 МэВ, а  $E(E_x)$  – средняя энергия гамма-квантов для определенного рентгеновского спектра. Тогда в общем случае при  $R_{scint} > 0$  и  $Var(E_x) > 0$  (вывод в приложении П.1):

$$R_c^2(X) = \frac{1}{E(N_\gamma)} \left[ 1 + \frac{1}{E(N_{ph})} + R_{scint}^2 + \frac{Var(E_x)}{E(E_x)^2} + R_{scint}^2 \cdot \frac{Var(E_x)}{E(E_x)^2} \right] \quad (2.20).$$

Далее рассмотрим получим контрастное разрешение с учётом влияния параметров фотодетектора при регистрации сцинтилляционной вспышки со случайным количеством оптических фотонов.

Пусть известно, что на выходе фотодетектора сигнал  $Q_{1e}$  на один детектированный оптический фотон является случайным со средним значением  $E(Q_{1e})$  и дисперсией  $Var(Q_{1e})$ . Тогда в случае, когда  $N_\gamma = 1$ , заряд на выходе фотодетектора  $Q_{tot}$  будет случайной величиной со средним значением  $E(Q_{tot}) = E(N_{ph}) \cdot E(Q_{1e})$ . Используя теорему Бёрджесса о полной дисперсии для случайного числа детектированных оптических фотонов  $N_{ph}$  с дисперсией  $Var(N_{ph})$ , каждый из которых даёт сигнал  $Q_{1e}$  с дисперсией  $Var(Q_{1e})$ , получим  $Var(Q_{tot})$ :

$$Var(Q_{tot}) = E(N_{ph}) \cdot Var(Q_{1e}) + Var(N_{ph}) \cdot E(Q_{1e})^2 \quad (2.21),$$

и соответствующее контрастное разрешение, которое в данном случае ( $N_\gamma = 1$ ) совпадает с энергетическим:

$$R_c^2(X) = \frac{1}{E(N_{ph})} + R_{scint}^2 + \frac{Var(E_x)}{E(E_x)^2} + R_{scint}^2 \cdot \frac{Var(E_x)}{E(E_x)^2} + \frac{Var(Q_{1e})}{E(Q_{1e})^2 \cdot E(N_{ph})} \quad (2.22).$$

Используя следующие обозначения:

$$\begin{aligned} ENF_{phd}^{lin} &= 1 + \frac{Var(Q_{1e})}{E(Q_{1e})^2} \\ ENF_{xray} &= 1 + \frac{Var(E_x)}{E(E_x)^2} \\ ENF_{scint} &= 1 + R_{scint}^2 \end{aligned} \quad (2.23),$$

получим для контрастного разрешения:

$$R_c^2(X) = \frac{ENF_{phd}^{lin}}{E(N_{ph})} + ENF_{xray} \cdot ENF_{scint} - 1 \quad (2.24).$$

Тогда для случайного числа гамма-квантов  $N_\gamma$  средняя величина выходного сигнала  $X$  детектирующей системы за время интегрирования  $T_{int}$ :

$$E(X) = E(N_\gamma) \cdot E(N_{ph}) \cdot E(Q_{1e}) \quad (2.25),$$

а дисперсия сигнала  $X$  определяется, как:

$$Var(X) = E(N_\gamma) \cdot Var(Q_{tot}) + Var(N_\gamma) \cdot E(Q_{tot})^2 \quad (2.26).$$

В общем виде с учётом всех перечисленных выше процессов, а также с учётом слагаемого, определяемого величиной эквивалентного шума электроники ENC за время  $T_{int}$  получим формулу для контрастного разрешения детектора в токовом режиме работы:

$$R_c^2(X) = \frac{1}{P_{det} \cdot E(N_{\gamma, in})} \left[ ENF_{xray} \cdot ENF_{scint} + \frac{ENF_{phd}^{lin}}{E(N_{ph})} \right] + \left( \frac{ENC}{E(Q_{tot})} \right)^2 \quad (2.27),$$

где  $E(N_{ph}) = k \cdot Y \cdot E(E_x)$ , а  $E(Q_{tot}) = P_{det} \cdot E(N_{\gamma, in}) \cdot E(N_{ph}) \cdot E(Q_{1e})$  ( $k$  – коэффициента передачи оптических фотонов на чувствительную площадь фотодетектора). Полный шум-фактор фотодетектора, в случае SiPM может быть представлен как:

$$ENF_{phd}^{lin} = F_G \cdot F_{DCR} \cdot F_{PDE} \cdot F_{ct} \cdot F_{ap} \quad (2.28),$$

где  $F_i$  - шум-факторы отдельных эффектов из таблицы №3. Стоит отметить, что для pin-диода  $ENF_{phd} = F_{dcr}$ , так как шум-факторы процессов: усиления, кросстолка, послеимпульсов и насыщения равны 1.

Однако, необходимо также учесть вклад в разрешение  $R_{nl}(X)$  нелинейных эффектов  $ENF_{nl}$ . По определению нелинейного процесса [99]:

$$R_{nl}^2(X) = ENF_{nl} \cdot R_c^2(X) \quad (2.29).$$

Таким образом:

$$R_{nl}^2(X) = \frac{ENF_{nl}}{P_{det} \cdot E(N_{\gamma, in})} \left[ ENF_{xray} \cdot ENF_{scint} + \frac{ENF_{phd}^{lin}}{E(N_{ph})} \right] + ENF_{nl} \cdot \left( \frac{ENC}{E(Q_{tot})} \right)^2 \quad (2.30),$$

где для pin-диода  $ENF_{nl} = 1$ , а  $ENF_{nl}$  для SiPM, включает в себя все эффекты, связанные с насыщением сигнала, и определяется шум-факторами  $F_{pix}$  и  $F_{rec}$  из таблицы №3 за время интегрирования  $T_{int}$ :

$$ENF_{nl} = \frac{\exp\left(\frac{E(N_{ph}) \cdot PDE}{N_{pix\_tot}}\right) - 1}{\frac{E(N_{ph}) \cdot PDE}{N_{pix\_tot}}} \cdot \left( 1 + \frac{P_{det} \cdot E(N_{\gamma, in}) \cdot E(N_{ph}) \cdot PDE \cdot t_{rec}}{N_{pix\_tot} \cdot T_{int}} \right) \quad (2.31).$$

Отношение сигнал-шум на входе  $SNR_{in}$  рентгеносканирующих систем определяется распределением Пуассона случайного числа гамма-квантов  $N_{\gamma,in}$  со средним значением  $E(N_{\gamma,in})$ :

$$SNR_{in} = \sqrt{E(N_{\gamma,in})} \quad (2.32).$$

Поэтому, используя то, что  $SNR_{out} = 1/R(X)$  и формулу 2.1, можно записать выражение для DQE токового детектора:

$$DQE_{cur} = \frac{P_{det}}{ENF_{nl} \left\{ ENF_{xray} \cdot ENF_{scint} + \frac{ENF_{phd}^{lin}}{E(N_{ph})} + P_{det} \cdot E(N_{\gamma,in}) \cdot \left( \frac{ENC}{E(Q_{tot})} \right)^2 \right\}} \quad (2.33).$$

Для получения  $DQE_{count}$  счётного детектора будем считать, что основным условием работы в счётном режиме является заметное превышение амплитуды сцинтилляционных импульсов над уровнем шумов (шумы электроники и темновые импульсы фотодетектора). Это позволяет видеть на внешней нагрузке сигналы, соответствующие отдельным гамма-квантам, при низкой интенсивности входного потока. Для выполнения данных условий необходима высокая яркость сцинтиллятора и большой коэффициент усиления фотодетектора. С учётом этого влиянием энергетического разрешения детектора на амплитуду сцинтилляционного импульса можно пренебречь. Таким образом в знаменателе формулы (2.33) 2 и 3 слагаемое обращаются в нули, а  $ENF_{scint} = 1$ . Кроме того, так как счёт гамма-квантов определяется порогом триггирования импульсов независимым от энергетического разрешения, то величина энергии гамма-кванта  $E_x$  рентгеновского спектра не влияет на счётный режим работы, т.е.  $ENF_{xray} = 1$ .

Так как амплитуда импульса не влияет на его триггирование в счётном режиме, то  $F_{pix} = 1$  в  $ENF_{nl}$ . Однако, при высоких входных нагрузках детектора необходимо учитывать нелинейный шум-фактор, связанный с просчётами событий, вызванными наложением сцинтилляционных импульсов. Поэтому необходимо ввести дополнительный шум-фактор для счётного режима, описывающий просчёты импульсов  $F_{pile-up}$ , который определяется как:

$$F_{pile-up} = \left( 1 + \frac{P_{det} \cdot E(N_{\gamma,in}) \cdot t_{dead}}{T_{window}} \right) \quad (2.34),$$

где  $t_{dead}$  – мёртвое время счётного детектора, а  $T_{window}$  – временной интервал, соответствующей одному шагу сканирования ( $T_{int} = T_{window}$ ), в течение которого в детектор

попадает среднее число гамма-квантов  $E(N_{\gamma,in})$  (по аналогии с временем интегрирования для токового детектора). Тогда для счётного режима:

$$ENF_{nl} = \left(1 + \frac{P_{det} \cdot E(N_{\gamma,in}) \cdot E(N_{ph}) \cdot PDE \cdot t_{rec}}{N_{pix_{tot}} \cdot T_{window}}\right) \cdot \left(1 + \frac{P_{det} \cdot E(N_{\gamma,in}) \cdot t_{dead}}{T_{window}}\right) \quad (2.35).$$

Стоит отметить, что для сцинтилляционного детектора на основе SiPM  $t_{dead}$  является сложной функцией времени высвечивания сцинтиллятора  $t_{scint}$ , времени восстановления ячейки SiPM  $t_{rec}$  и времени формирования фронт-энд электроники. При этом оптимальная ширина сформированного импульса будет равна приблизительно постоянной времени высвечивания сцинтиллятора  $t_{scint}$ . Поэтому можно считать, что  $t_{dead} \approx t_{scint}$ .

Таким образом, отношение сигнал-шум на выходе счётного детектора  $SNR_{out}$  из формулы (2.9) определяется как:

$$SNR_{out} = \sqrt{\frac{P_{det} \cdot E(N_{\gamma,in})}{ENF_{nl}}} \quad (2.36).$$

А с учётом формулы (2.33) DQE счётного сцинтилляционного детектора на основе SiPM определяется следующим образом:

$$DQE_{count} = \frac{P_{det}}{ENF_{nl}} \quad (2.37).$$

## 2.5 Эффективная доза за одно сканирование при заданном CNR

По определению поглощенная доза  $D_{abs}$ :

$$D_{abs} = \frac{dE}{dm} \quad (2.38),$$

где  $dE$  – энергия, поглощенная в некотором объёме  $dV$ , а  $dm$  – масса этого объёма. Единицей измерения поглощенной дозы является Грей (1 Дж / 1 кг).

Эквивалентная доза определяется как произведение поглощенной дозы на поправочный коэффициент качества излучения и характеризует биологический эффект облучения организма человека различными видами ионизирующего излучения:

$$H_{eq} = w_r \cdot D_{abs} \quad (2.39).$$

Единицей измерения эквивалентной дозы является Зиверт, а с учётом того, что для гамма-излучения  $w_r = 1$ , то  $1 \text{ Зв} = 1 \text{ Дж} / 1 \text{ кг}$ .

Эффективная доза определяется как сумма всех эквивалентных доз, полученных в ходе облучения человеком, с учётом весовых коэффициентов, обусловленных различной радиочувствительностью органов (тканей) человеческого организма:

$$H_{eff} = \sum_j w_{tj} \cdot H_{eqj} \quad (2.40).$$

Единицей измерения эффективной дозы также является Зиверт.

Схематично процесс поглощения энергии  $dE$  гамма-излучения в объёме  $dV$  некоторой ткани человеческого организма с плотностью  $\rho$  и линейным коэффициентом ослабления  $\mu$  (для упрощения будем рассматривать поверхностный эффект радиационных повреждений) в ходе сканирования представлен на рисунке 2.5.

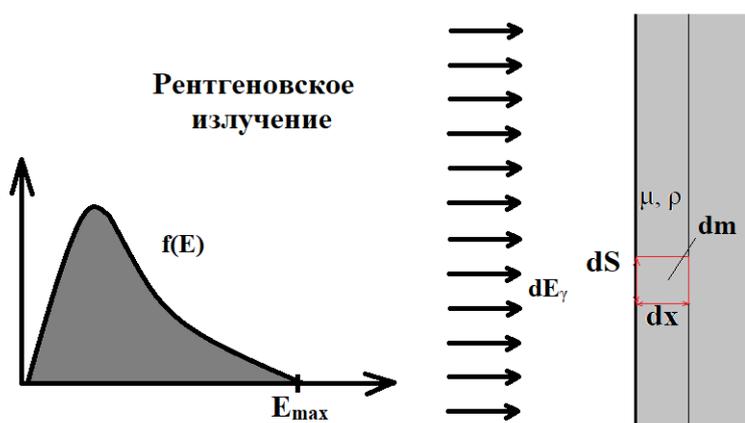


Рисунок 2.5. Облучение объекта в ходе рентгеновского сканирования.

Запишем в общем виде  $dE$  из 2.38:

$$dE = \int_0^{E_{max}} dN \cdot (1 - \exp(-\mu(\varepsilon)dx)) \cdot f(\varepsilon) \cdot d\varepsilon \quad (2.41),$$

где  $dN$  – число гамма-квантов, падающих на площадку  $dS$ ;  $dx$  – толщина объёма  $dV$ ;  $f(\varepsilon)$  – нормированная функция распределения частиц по энергиям. Тогда с учётом того что  $dm = \rho \cdot dS \cdot dx$ , а  $(1 - \exp(-x)) \approx x$  при  $x \rightarrow 0$ :

$$H_{eff} = \frac{dN}{dS} \cdot \int_0^{E_{max}} f(\varepsilon) \cdot \mu_m(\varepsilon) \cdot d\varepsilon \quad (2.42),$$

где  $\mu_m = \mu/\rho$  – массовый коэффициент ослабления тканью гамма-излучения.

Более того, с учётом того, что  $dN/dS$  ни что иное как плотность потока частиц, определяющаяся интенсивностью трубки и размером пикселя на изображения  $S_{pix}$ , а, кроме того, интеграл по энергиям даёт некоторую постоянную величину  $M_0$ , определяющую соответствие между плотностью потока гамма-квантов и эффективной дозой при фиксированной форме рентгеновского спектра и, для определенной биологической ткани:

$$H_{eff} = \frac{N_\gamma}{S_{pix}} \cdot M_0 \quad (2.43),$$

где  $N_\gamma$  – количество гамма-квантов, определяющих сигнал от пикселя размером  $S_{pix}$ . Поэтому, с учётом формулы 2.10, получается соотношение между эффективной дозой за одно сканирование  $H_{eff}$ , отношением контраст-шум  $CNR$  и шум-фактором детектора  $ENF$ :

$$H_{eff} \sim CNR^2 \cdot ENF \quad (2.44).$$

Таким образом, показано, что эффективная доза за одно сканирование пропорциональна произведению квадрата заданного отношения контраст-шум и шум-фактора детектора.

В 1996 году объединенной рабочей группой Международной Комиссии по Радиационным Единицам (МКРЕ) и Международной Комиссии по Радиационной защите (МКРЗ) был представлен доклад ICRP Publication 74 [104]. В соответствии с данным докладом для контроля за дозой нагрузками, обусловленными в том числе рентгеновскими сканирующими системами, при проверке оборудования и его сертификации в соответствии с нормами СанПиН [105] необходимо измерений эффективной дозы за одно сканирование  $H_{eff}$ .

Кроме того, в докладе [104] приведены таблицы с численными коэффициентами для расчёта эффективной дозы через плотность потока гамма-квантов различной энергии. Таким образом, эффективная доза может быть вычислена для любого энергетического распределения гамма-квантов рентгеновской трубки по формуле:

$$H_{eff} = \sum_{j(E_{min})}^{j(E_{max})} g(E)_j \cdot \varphi(E)_j \quad (2.45),$$

где  $g(E)_j$  – коэффициенты перехода от плотности потока излучения с энергией  $E$  к эффективной дозе  $H_{eff}$ , а  $\varphi(E)_j$  – плотность потока гамма-квантов с энергией  $E$ , определяющаяся как:

$$\varphi(E)_j = \frac{N_\gamma}{S_{pix}} \cdot f(E)_j \quad (2.46),$$

где  $f(E)_j$  – нормированные весовые коэффициенты распределения рентгеновских гамма-квантов по энергиям для конкретного рентгеновского спектра. Значения коэффициентов  $g(E)_j$  могут быть найдены в докладе [104] (А.1 и А.17).

Таким образом, во всех дальнейших расчётах и оценок для  $H_{eff}$  использовались аналогичные формулам (2.42) и (2.44) соотношения:

$$H_{eff} = \frac{N_\gamma}{S_{pix}} \cdot \sum_{j(E_{min})}^{j(E_{max})} g(E)_j \cdot f(E)_j \quad (2.47),$$

$$H_{eff} \sim CNR^2 \cdot ENF \quad (2.48).$$

## ***2.6 Аналитическая зависимость DQE сцинтилляционного детектора от величины эффективной дозы за одно сканирование***

Для учёта параметров, связанных с формой рентгеновского спектра, а также эффективности регистрации сцинтиллятора, были использованы данные из Монте-Карло моделирования на основе Geant4 [106].

Для получения рентгеновского спектра с максимальной энергией 140 кэВ, представленного на рисунке 2.6, вместо тормозного излучения электронов использовался источник гамма-квантов с табулированным энергетическим распределением (с шагом 1 кэВ), вычисленный по формуле (1.1). Для получения реалистичной формы рентгеновского спектра в области низких энергий использовался алюминиевый фильтр толщиной 1 мм. При получении данного спектра не учитывались эффекты, связанные с характеристическим излучением материала анода.

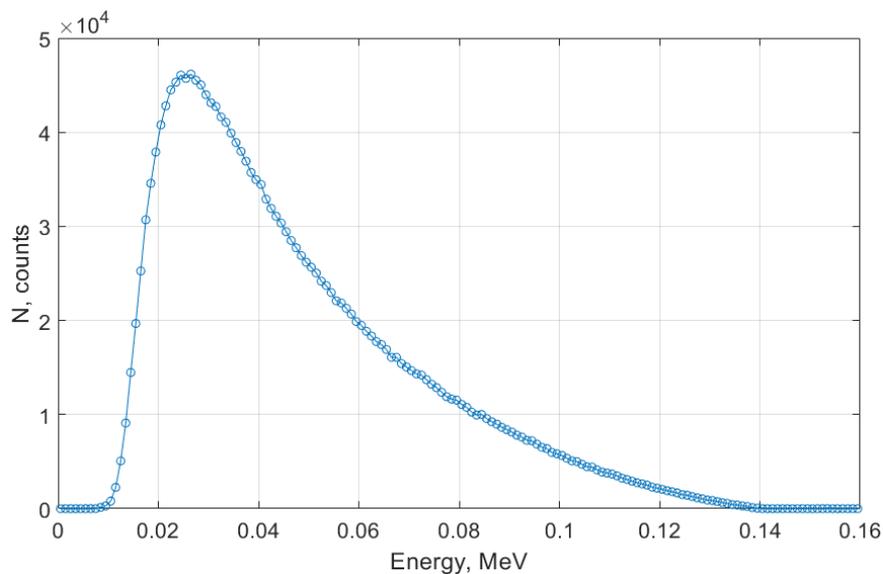


Рисунок 2.6. Модельный энергетический спектр рентгеновского излучения с максимальной энергией 140 кэВ и фильтрацией с помощью 1 мм алюминия.

По данному спектру определено энергетическое разрешение, связанное с шириной рентгеновского спектра. Данные приведены в таблице №4.

Таблица №4. Статистические параметры модельного спектра.

Максимальная энергия, кэВ	Средняя энергия спектра $E_{\text{ср}}$ , кэВ	Ширина спектра (срд.кв. отклонение) $\sigma_{\text{ср}}$ , кэВ	Относительное разрешение, %
140	47.4	25.1	52.8

Для данных сцинтилляторов с помощью Монте-Карло моделирования была получена зависимость эффективности регистрации от величины энергии детектируемого гамма-кванта. Данная зависимость получена при нормальном облучении (90 град.) бесконечно узким пучком моноэнергетических гамма-квантов. Для данной модели размеры сцинтилляторов были выбраны исходя из реально используемых в УПДЧ «Хомоскан» образцов CsI(Tl) – 3.1x8x4.5 мм<sup>3</sup> и лабораторных сцинтилляторов GAGG 3x5x3 мм<sup>3</sup> (для LSO размер был выбран аналогично GAGG для сравнения относительной эффективности). При расположении сцинтилляторов относительно направления излучений учитывалось геометрическое расположение кристаллов в УПДЧ «Хомоскан»: длинной стороной перпендикулярно излучению для более простой взаимной юстировки коллимации рентгеновской трубки и линейно системы детекторов. Данное расположение не оптимально с точки зрения максимальной эффективности регистрации, однако отражало реально существующую систему. Для GAGG и LSO были использованы аналогичные условия.

Размер сцинтилляторов также определяет шаг линейной системы сканирования, что задаёт пространственное разрешение сканирующей системы по соответствующей координате, перпендикулярной направлению движения в процессе сканирования. В случае УПДЧ достаточным размером шага линейной сканирующей системы является 3-4 мм.

Зависимость эффективности регистрации от величины энергии детектируемого гамма-кванта представлена на рисунке 2.7. Эта зависимость определяет величину коэффициента  $P_{det}$ , использованного в аналитической модели.

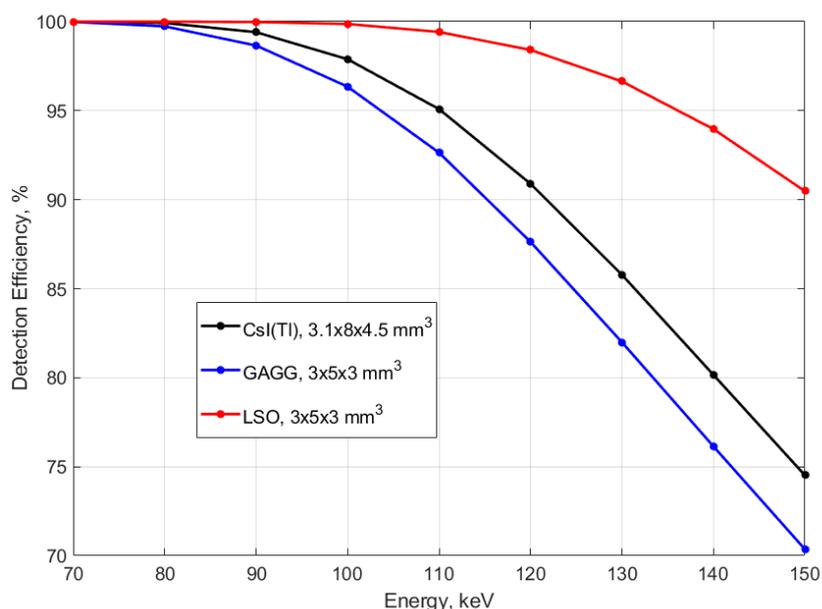


Рисунок 2.7. Зависимость эффективности регистрации сцинтиллятора от энергии гамма-кванта.

В таблице №5 приведены используемые в аналитической зависимости параметры сцинтилляторов.

Таблица №5. Параметры сцинтилляторов, использованные далее для вычисления DQE.

Параметр	CsI(Tl)	GAGG	LSO
Световой выход $Y_{sci}$ , фот./кэВ	54	57	28
Собственное энергетическое разрешение $R_{int}$ , %	4.5	5.2	8
Время высвечивания сцинтиллятора $T_{scint}$ , нс	1000	88	41

С другой стороны, поперечный размер сцинтилляторов и время интегрирования сигнала при движении сканирующей системы определяют размер исходного пикселя на конечном изображении (прим. без использования дополнительной интерполяции),

который, в соответствие с формулой 2.47, необходим для вычисления зависимости DQE от эффективной дозы. Пусть ширина пучка гамма-излучения, падающего на линейку детекторов равна 1.5 мм. Так как величина шага сканирования вдоль линейной детектирующей системы, очевидно, не превышает поперечный размер сцинтиллятора, равный 3 мм, и с учётом типичной средней скорости движения, составляющей порядка 25 см/с [7], один шаг сканирующая система делает за  $T_{int} = 6$  мс, что определяет площадь исходного пикселя равного  $0.045 \text{ см}^2$  ( $1.5 \text{ мм} * 3 \text{ мм}$ ).

С учётом формы рентгеновского спектра (рис. 2.6) по формуле (2.47), используя соответствующие табличные значения коэффициентов  $g(E)$  и пространственный размер пикселя на изображении, равный  $0.045 \text{ см}^2$ , была получена зависимость эффективной дозы за одно сканирование от интенсивности потока в отсутствие исследуемого объекта («белое» поле). Данная зависимость представлена на рисунке 2.8.

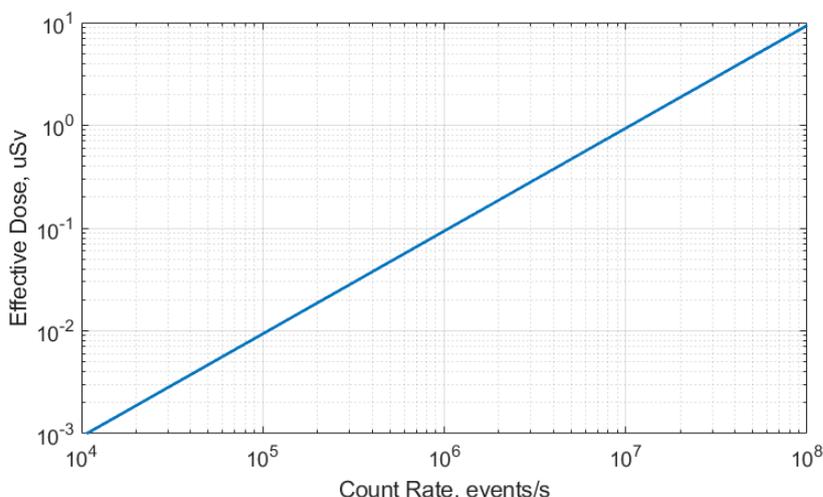


Рисунок 2.8. Зависимость эффективной дозы от интенсивности потока для расчётной геометрии.

В таблице №6 приведены значения параметров, характерных для фотодетекторов, используемых в рентгеновских УПДЧ: PiN-фотодиодов [7] и кремниевых фотоумножителей SiPM (модель КЕТЕК PM3350TS-SB0 [107]). Данные параметры, необходимы для расчёта вклада шум-фактора фотодетектора в величину DQE детектора.

Таблица №6. Параметры фотодетекторов, использованные для вычисления DQE.

Характеристика	PiN-диод	SiPM
Коэффициент усиления G	1	$10^6$
Флуктуация коэффициента усиления $\sigma_g$	0	$10^5$

Вероятность детектирования фотона PDE, %	80	38
Чувствительная площадь, мм <sup>2</sup>	9	9
Частота темнового счёта (тока) DCR	1.64 пА/мм <sup>2</sup>	5 МГц/мм <sup>2</sup>
Коэффициент оптической связи $\lambda$ , %	0	0.2
Вероятность послеимпульсов $P_{ap}$ , %	0	0.1
Полное число микроячеек $N_{pix\_tot}$	-	3600
Время восстановления микроячейки $t_{rec}$ , нс	0	300

Стоит отметить, что для расчётов были использованы увеличенные значения темнового тока (счёта) для обоих типов фотодетекторов. Это было сделано с целью учесть шумовой вклад в токовый режим работы детектора сигналов от отдельных фотонов послесвечения сцинтиллятора, которые искажают сигнал на выходе детектора аналогично случайным темновым импульсам, появляющимся внутри фотодетектора. Величина тока, вызванного послесвечением сцинтиллятора сильно зависит от конкретного вида и образца кристалла. Поэтому для приведенных в данной главе расчётов были использованы результаты, полученные из экспериментальных данных:  $\sim 1.64$  пА/мм<sup>2</sup>, или 4 МГц/мм<sup>2</sup>. В таблице №7 представлены параметры системы, также необходимые для расчёта аналитической зависимости DQE от АЭД как для токового, так и для счётного детектора.

*Таблица №7. Дополнительные параметры, необходимые для расчёта аналитической модели контрастного разрешения.*

Параметр	Значение
Время интегрирования $T_{int}$ / Длительность окна $T_{window}$ , мс	6
ENC электроники за время интегрирования $T_{int}$ , phe	1000
Транспортный коэффициент фотонов $k$	0.1

С учётом зависимости, представленной на рисунке 2.8, и параметров, приведенных в таблицах №4-7, на рисунках 2.9 и 2.10 приведены графики зависимости DQE от эффективной дозы в случае «белого» поля для идеальной системы и трёх детекторных систем на основе сцинтиллятора CsI(Tl) (рис. 2.10) и GAGG (рис. 2.11): токовая система на основе pin-диода; токовая система на основе SiPM; счётная система на основе SiPM.

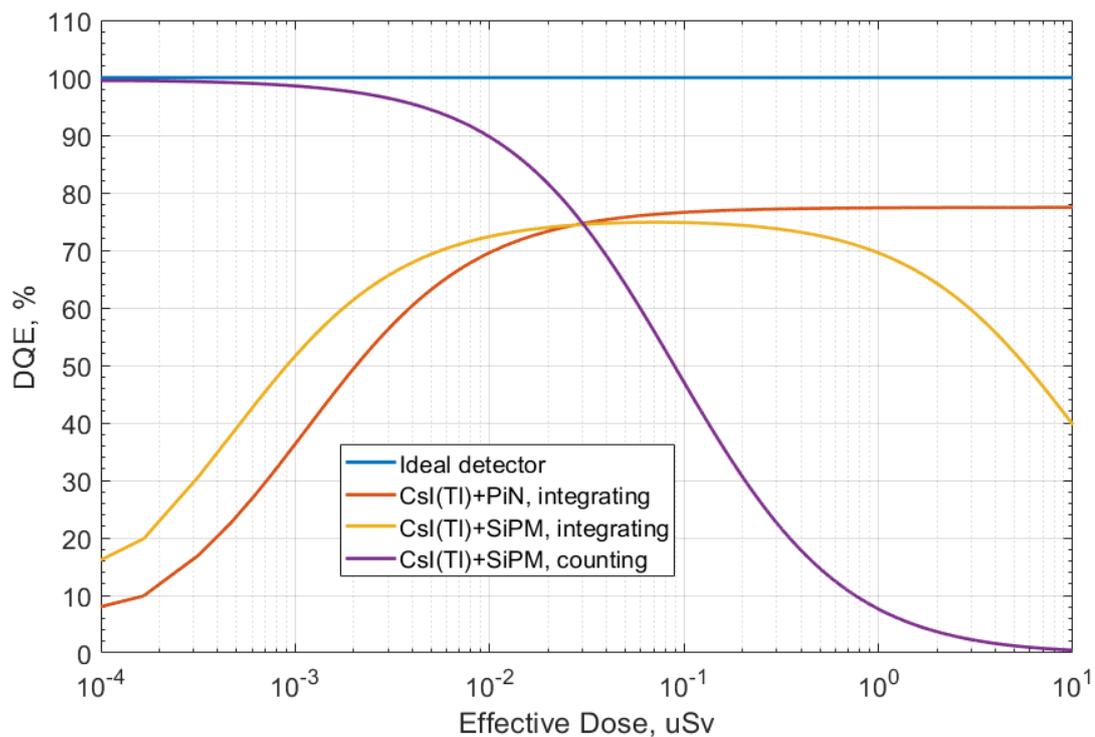


Рисунок 2.9. Зависимость DQE от эффективной дозы для детекторов на основе сцинтиллятора CsI(Tl).

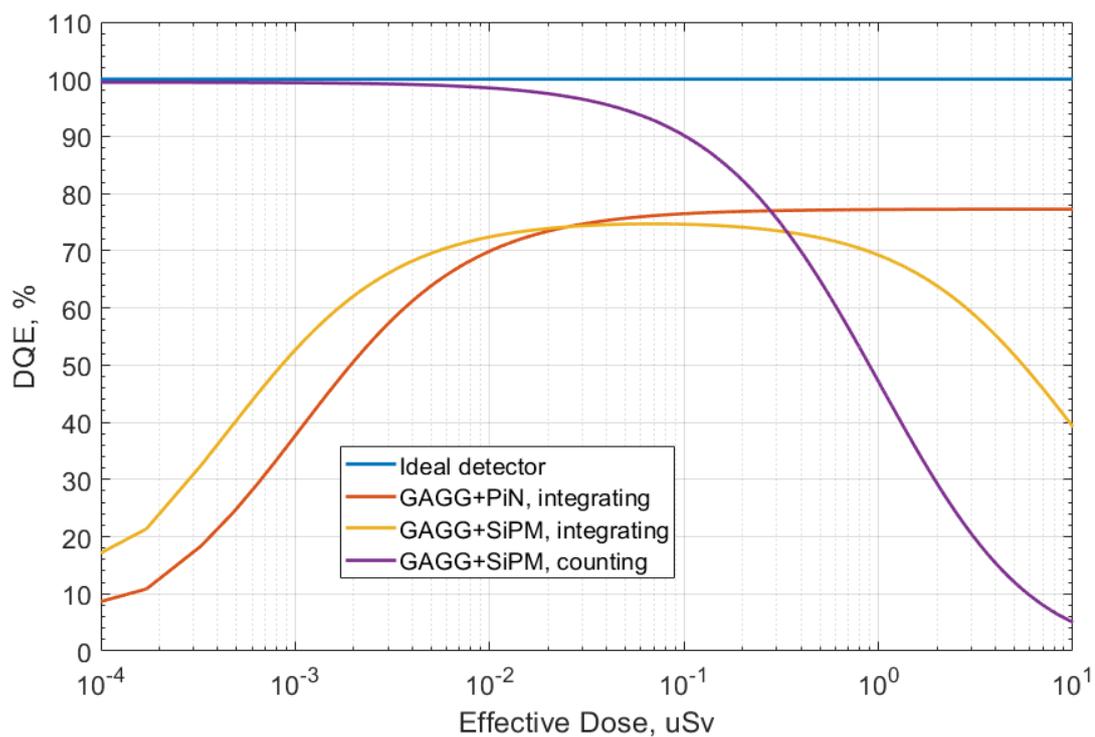


Рисунок 2.10. Зависимость DQE от эффективной дозы для детекторов на основе сцинтиллятора GAGG.

Видно, что DQE счётного детектора на основе SiPM и сцинтилляторов CsI(Tl) и GAGG определяется временем высвечивания сцинтилляторов ( $T_{\text{scint}} = 1000$  нс и 88 нс соответственно). При этом в диапазоне ультранизких дозовых нагрузок счётный детектор обеспечивает наилучшее DQE среди анализируемых систем. Однако, практически во всём расчётном диапазоне доз, видно, что при увеличении интенсивности падающего излучения DQE заметно падает от уровня, определяющимся эффективностью сцинтиллятора (практически уровень идеального детектора) до практически нуля из-за увеличения величины шум-фактора, связанного с наложением импульсов. Так в случае счётного детектора на основе сцинтиллятора CsI(Tl) и SiPM при регистрации рентгеновского спектра без ослабления исследуемым объектом («белое поле») область заметного насыщения с падением DQE ниже уровня токового детектора наблюдается при дозовой нагрузке выше 0.03 мкЗв, а для детектора на основе GAGG при дозе 0.3 мкЗв. Значительное падение DQE способствует ухудшению визуализации «прозрачных» для рентгеновского излучения (слабоослабляющий) тонких структур, имеющих небольшую разницу в ослабление излучения на фоне сканируемого объекта.

В случае токового детектора на основе pin-диода DQE в диапазоне доз более 0.1 мкЗв выходит на постоянный уровень, определяющийся только шум-факторами полихроматичности энергетического спектра падающего рентгеновского излучения, а, также, собственным разрешением сцинтилляторов. DQE токового детектора на основе SiPM с учётом параметров, используемых в модели, обеспечивает лучшее DQE в сравнении с токовой системой на pin-диоде до 0.03 мкЗв эффективной дозы. При более высоких нагрузках наблюдается заметное насыщение, вызванное ограниченным количеством микроячеек SiPM и характерным временем их восстановления. Кроме того, невозможно точно определить характер изменения DQE при крайне низких дозах (низких интенсивностях входного потока), однако качественно можно утверждать, что DQE токовых систем на pin-диоде и SiPM будет значительно ухудшаться. В случае SiPM, это, очевидно, вызвано как собственным темновым током фотодетектора, так и существенным вкладом тока послесвечения сцинтиллятора. В случае pin-диода, основное влияние оказывает величина электронного шума ENC, так как коэффициент усиления фотодетектора  $G = 1$ . При этом темновой ток и ток послесвечения сцинтиллятора также влияют на DQE, но в меньшей степени.

На рисунке 2.11 представлено сравнение зависимостей DQE от величины эффективной дозы для токового детектора на основе pin-диод + CsI(Tl) и счётных детекторов на основе быстрых сцинтилляторов GAGG и LSO + SiPM. Именно сцинтилляторы GAGG и LSO являются наиболее подходящими для задачи детектирования

рентгеновского излучения, так как обладают высокой эффективностью регистрации и коротким (менее 100 нс) временем высвечивания.

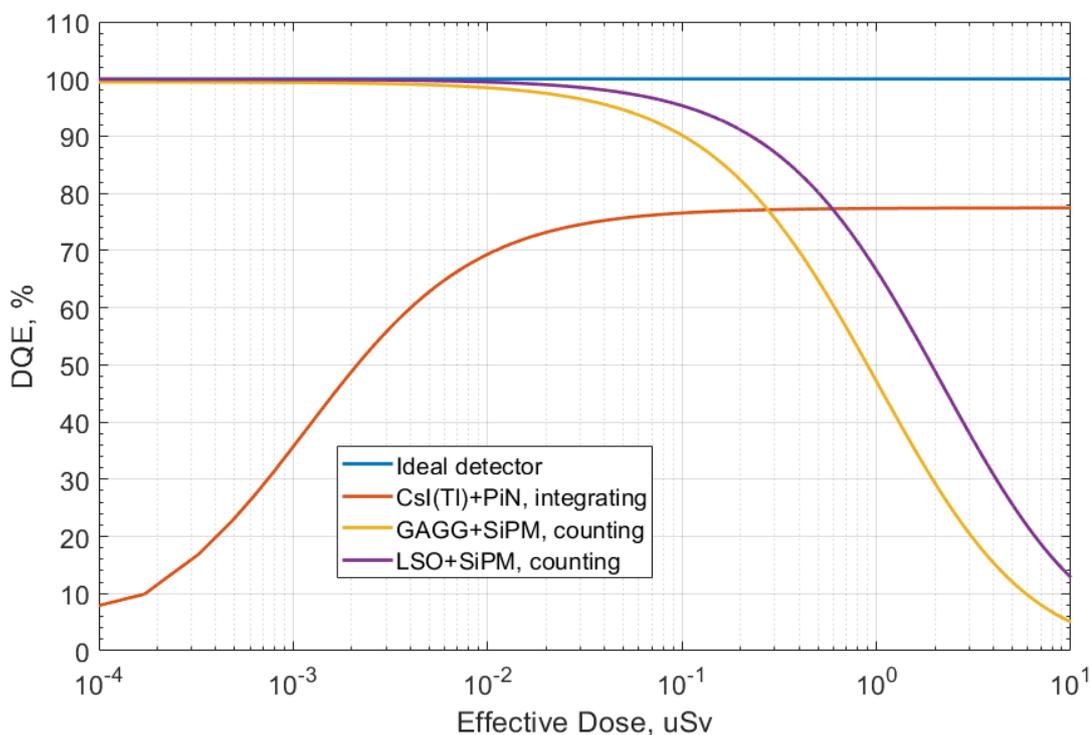


Рисунок 2.11. Зависимость DQE от эффективной дозы для счётных детекторов на основе SiPM и сцинтилляторов GAGG и LSO в сравнении с токовым детектором на основе pin-диода и CsI(Tl).

По графику 2.11 видно, что за счёт меньшей длительности высвечивания сцинтилляторов GAGG и LSO, детектирующие системы на их основе имеют больший динамический диапазон по величине дозы, что напрямую связано с более низким шум-фактором, определяющимся наложением событий и их просчётами. Однако, с учётом более быстрого времени высвечивания сцинтиллятора LSO, DQE при высоких дозах спадает медленнее чем для GAGG. При этом DQE детекторов на основе быстрых сцинтилляторов LSO и GAGG при эффективной дозе менее 0.1 мкЗв наиболее близко к 1. Таким образом, если говорить о возможном кратном понижении дозы относительно уровня 0.3 мкЗв, например, в 10 раз до уровня 0.03 мкЗв, то, при регистрации соответствующих потоков исходного спектра без ослабления, счётные детекторы на основе GAGG и LSO могут работать с предельно возможными значениями DQE практически на уровне идеального детектора.

## ***Выводы к главе 2***

В главе 2 были определены понятия эффективности детектирования (DQE) и шум-фактора детектора, а также отношения контраст-шум на полученном в результате сканирования изображении. Приведены формулы связи всех параметров друг с другом и их связь с эффективной дозой.

Описан принцип работы кремниевого фотоумножителя и перечислены его основные характеристики. Для каждой характеристики кремниевого фотоумножителя указано аналитическое выражение шум-фактора для соответствующего случайного процесса, происходящего в процессе детектирования оптических фотонов. Аналогичным образом для параметров сцинтиллятора и внешних свойств системы, влияющих на DQE, введён свой шум-фактор.

Представлена зависимость DQE от эффективной дозы для токового и счетного режима работы сцинтилляционных детекторов на основе сцинтилляторов CsI(Tl), GAGG и LSO, а также двух типов фотодетекторов: SiPM и pin-диод.

Данная зависимость позволяет сделать вывод о том, что детектор на основе SiPM и быстрого сцинтиллятора, работающий в счётном режиме, является наиболее перспективным в качестве регистрирующей системы для низкодозовых УПДЧ при уменьшении дозовой нагрузки ниже уровня СанПиН в 10 раз.

Стоит отметить, что все приведенные в данной главе математические расчёты носят качественный характер с целью наглядно проведения сравнительного анализа возможностей счётного и токового режимов детектирования и не имеют перед собой цели вычисления точной величины DQE разрабатываемого детектора или предельной кратности ослабления дозовой нагрузки.

## Глава 3. Монте-Карло моделирование детектирующей системы на основе GAGG+SiPM, работающей в счётном режиме

### 3.1 Общее описание модели

Для оценки предельных физических возможностей детектирующей системы на основе сцинтиллятора GAGG и кремниевого фотоумножителя SiPM была создана программа для Монте-Карло моделирования на языке программирования C++ с использованием библиотек Geant4.

В соответствие с ГОСТ [14] для определения основных характеристик проекционной рентгеновской УПДЧ в качестве исследуемого объекта в геометрии модели был создан фантом, содержащий 2 элемента структуры тест-объекта, используемого ООО «СКБ Медрентех» (рис. 1.9). Первая область представляет из себя стальной клин с 10 ступенями толщиной от 18 до 36 мм и свинцовую полосу толщиной 1 мм и шириной 10 мм, расположенную со стороны плоской части клина для проверки проникающей способности по стали (рис. 1.8), а вторая - оргстекло толщиной 2.5 мм, содержащее 7 медных проволок различного диаметра ( $\varnothing = 0.2-0.05$  мм) для проверки предельного контраста по медной проволоке. Расстояние между источником рентгеновского излучения и фантомом составляло 95 см.

В качестве источника рентгеновского излучения в моделировании использовалась рентгеновская трубка с щелевым коллиматором. Энергетическое распределение гамма-квантов данного источника, представлено на рисунке 2.6. Геометрическая форма источника представляла из себя прямоугольную плоскость с размером  $292 \times 1$  мм<sup>2</sup>, которая была расположена параллельно плоскости фантома. Для уменьшения общего количества моделируемых гамма-квантов был использовано упрощение: вместо щелевого коллиматора, обеспечивающего определенное угловое распределение источника, направление испускаемых гамма-квантов было строго перпендикулярно плоскости фантома. Количество гамма-квантов, испускаемых источником на каждом шаге сканирования, соответствовало эффективной дозе в 0.3 мкЗв, и определялось по зависимости, представленной на рисунке 2.9. Таким образом интенсивность «белого» поля на поверхности детектора достигала  $3.15 \cdot 10^6$  гамма-квантов/с на один шаг сканирования (6 мс).

На расстоянии 5 см за фантомом располагался детектор, что, таким образом, обеспечивало расстояние от источника до детектора равное 100 см. В качестве детектора, использовалась линейка из 73 кристаллов GAGG размером  $3 \times 5 \times 3$  мм<sup>3</sup>. Размещение

кристаллов GAGG соответствовало рекомендованному ООО «СКБ Медрентех» расположению сцинтилляторов в УПДЧ «Хомоскан»: длинной стороной сцинтиллятор устанавливался в направлении, в котором происходило сканирование. Это было связано с тем, что в реальных условиях фокусировка щелевого коллиматора, задающего узкий пучок на расстояниях порядка 1 метра, резко упрощается при увеличении ширины кристалла. Таким образом, по направлению излучения гамма-квантов в модели толщина кристалла составила 3 мм, а сторона длиной 5 мм была повернута в направлении сканирования. Расстояние между центрами кристаллов вдоль линейки составляет 4 мм.

Источник и детектор образовывали систему, которая двигалась, обеспечивая сканирование исследуемого фантома аналогично реальному сканированию УПДЧ «Хомоскан», с шагом 1.5 мм (что с учётом реалистичной скорости сканирования 25 см/с соответствует временному интервалу  $T_{\text{window}} = 6$  мс). Сканируемый объект перекрывал 63 из 73 каналов детектора, а остальные 10 каналов использовались для получения счёта гамма-квантов по «белому» полю. Весь объём, окружающий фантом и детектор, был заполнен воздухом. На рисунке 3.1 схематично представлена геометрия модели, реализованной в Geant4. Стрелками на рисунке указано направление перемещения сканирующей системы источник-детектор.

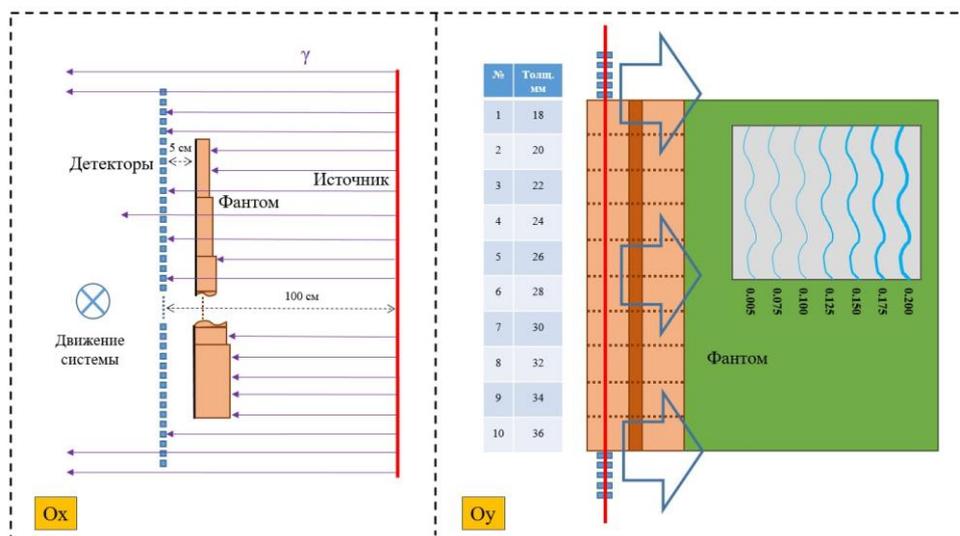


Рисунок 3.1. Схематичная геометрия модели в Geant4.

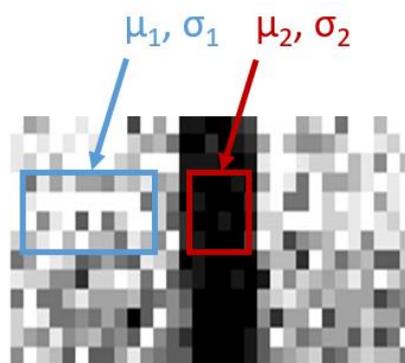
В качестве выходных данных модели для каждого из 73 каналов на каждом шаге сканирования в течении 6 мс набиралась гистограмма, представляющая из себя распределение энерговывделений гамма-квантов, провзаимодействовавших с объёмом данного канала детектора (сцинтиллятора). Актом взаимодействия считалось, как комптоновское рассеяние, так и полное фотопоглощение гамма-кванта в сцинтилляторе.

Для получения сигнала, соответствующего одиночному детектору за шаг сканирования, который задавал интенсивность пикселя в 16-битной градации серого цвета на конечном изображении, с помощью специальной процедуры (описанной на языке C++ с использованием библиотек CERN Root [108]) определялось полное число событий (проваимодействовавших гамма-квантов) в указанном пользователем диапазоне гистограммы. Например, в случае моделирования стандартного порогового счётчика использовался диапазон гистограммы, соответствующий всем возможным энергиям зарегистрированных гамма-квантов: от 0 до 140 кэВ.

### ***3.2 Результаты моделирования проникающей способности по стали***

Оценка качества изображения фантома, полученного с помощью моделируемой системы, была проведена на основе вычисления отношения контраст-шум для сигнала, определяющегося дополнительным ослаблением потока гамма-квантов свинцовой полоской на фоне ослабления стального клина как функции толщины клина. Для этого было вычислено среднее количество гамма-квантов  $\mu_i$ , прошедших через каждую ступень стального клина в двух областях: для гамма-квантов, прошедших через стальную ступень клина; и для гамма-квантов, прошедших через ступень стального клина и свинцовую полосу.

Размеры областей для вычисления среднего количества гамма-квантов были выбраны соответственно равными 10x4 пикселя для области, где интенсивность сигнал определяется только прохождением излучения через сталь, и 4x4 пикселя для области, где интенсивность сигнал определяется прохождением излучения через сталь и свинцовую полосу. Области были выбраны таким образом, что граничные между ними пиксели не использовались для анализа. Наглядно используемые для вычисления области интереса (ROI) представлены на рисунке 3.2.



*Рисунок 3.2. Схема выбора областей интереса (ROI).*

Для данных областей одновременно с вычислением среднего числа прошедших гамма-квантов также были вычислены среднеквадратичные отклонения  $\sigma_i$  количества гамма-квантов от их среднего значения [109] для данных ROI.

При создании изображений по данным, полученным из моделирования, интенсивность пикселя задавалась 16-битной градацией серого цвета, равной количеству провзаимодействовавших гамма-квантов на каждом шаге сканирования для каждого канала детектора.

Далее для вычисления отношения контраст-шум (CNR) из формулы (2.7), определяющегося сигналом свинцовой полоски на фоне стального клина при различной толщине клина, была использована следующая формула:

$$CNR = \frac{|\mu_1 - \mu_2|}{\sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}} \quad (3.1),$$

где  $\mu_1$  – среднее значение количества прошедших гамма-квантов для пикселей из ROI расположения стального клина,  $\mu_2$  – среднее значение количества прошедших гамма-квантов для пикселей из ROI расположения свинцовой полоски за стальным клином, а  $\sigma_1$  и  $\sigma_2$  – соответствующие среднеквадратичные отклонения количества гамма-квантов от их среднего значения.

Для определения ошибок вычисленных величин  $\mu_1$ ,  $\mu_2$ ,  $\sigma_1$  и  $\sigma_2$  использовались следующие формулы из теории математической статистики и вероятностей:

$$\Delta\mu_i = \frac{\sigma_i}{\sqrt{N_i}}$$

$$\Delta\sigma_i = \sigma_i \cdot \frac{\Gamma(\frac{N_i-1}{2})}{\Gamma(\frac{N_i}{2})} \cdot \sqrt{\frac{N_i-1}{2} - \left(\frac{\Gamma(\frac{N_i}{2})}{\Gamma(\frac{N_i-1}{2})}\right)^2} \quad (3.2),$$

где  $N_i$  – количество пикселей в ROI<sub>i</sub>, а  $\Gamma(X)$  – гамма-функция Эйлера [110].

На рисунке 3.3 представлено полученное из моделирования изображение сканирования стального клина при величине эффективной дозы 0.3 мкЗв за одно сканирование (рис 3.3(а)) для полного спектра зарегистрированных гамма-квантов (0-140 кэВ), а также график зависимости отношения CNR, вычисленного по формуле (3.1), от толщины ступеней клина при разном пороге дискриминации низкоэнергетических гамма-квантов (рис 3.3(б)).

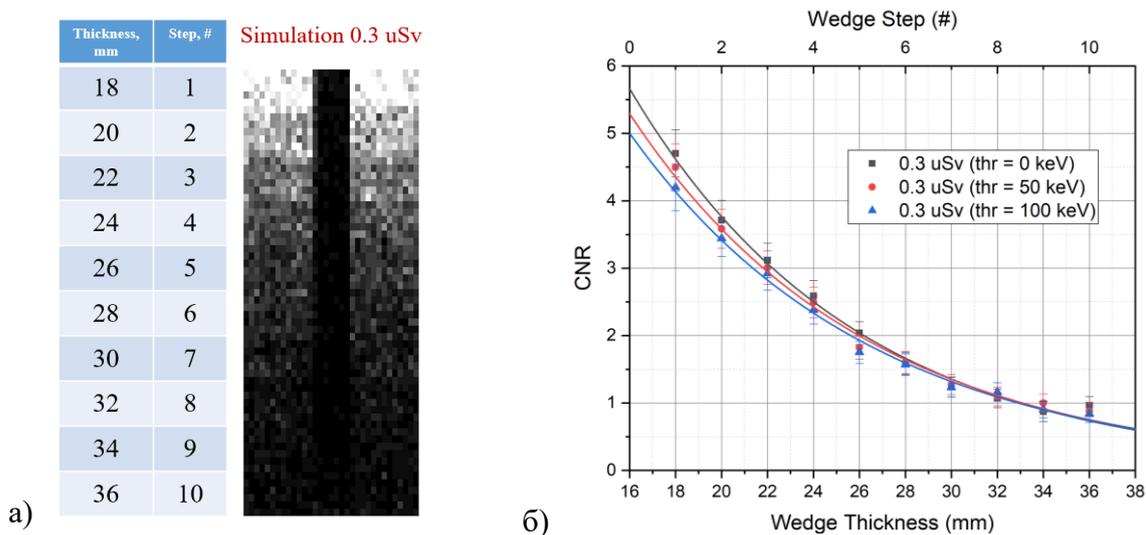


Рисунок 3.3. а) Изображение свинцовой полоски на фоне стального клина; б) график зависимости CNR от толщины ступеней стального клина.

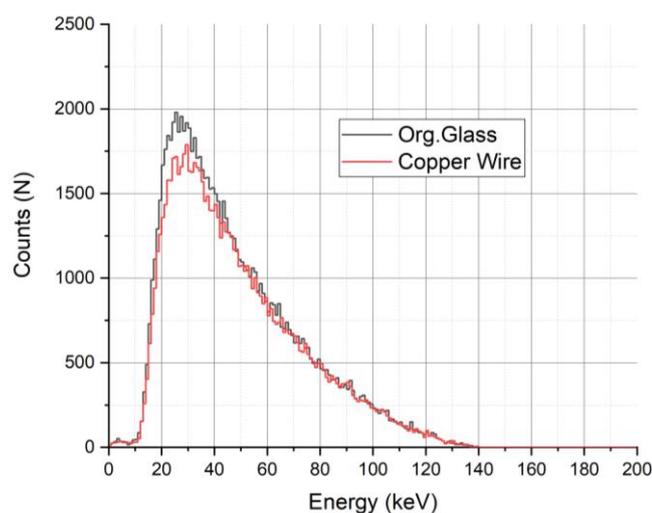
По графику на рисунке 3.3(б) видно, что в использованной модели в низкоэнергетической области детектированного спектра отсутствуют фоновые или рассеянные события, ухудшающие отношение контраст-шум для исследуемого объекта. Поэтому при увеличении порога дискриминации до 100 кэВ происходит обрезание некоторой части полезных событий и ухудшение отношения контраст-шум. При этом отношение контраст-шум для полного числа событий при толщине стального клина 22 мм составляет  $CNR \approx 3.1 \pm 0.3$ . В то же время, как следует из формулы 2.48:  $N_{eff}$  пропорционально квадрату CNR. Поэтому с учётом критерия видимости  $CNR = 1$ , возможная кратность ослабления дозовой нагрузки за одно сканирование определяется как  $3.1^2$  раз, т.е.  $9.6 \pm 0.6$  раз за счёт ослабления интенсивности падающего рентгеновского излучения («белого» поля).

### 3.3 Результаты моделирования предельного контраста по медной проволоке

Значение CNR для объектов, размеры которых меньше размеров пространственного шага сканирующей системы, не является объективной оценкой качества их визуализации на конкретной рентгеносканирующей системе. И, более того, значение CNR в данном случае является неустойчивой оценкой и зависит от вклада в общую интенсивность пикселя сигнала интересующего объекта, т.е. от его положения относительно пространственного расположения пикселя и его размеров относительно размеров пикселя. Поэтому для тест-структуры, содержащей медные проволоки в органическом стекле, оценка предельного контраста проводилась с помощью визуального анализа полученного изображения. Исходя

из требований ГОСТ по минимально допустимому предельному контрасту рентгеновской сканирующей системой должна обеспечиваться визуализация медной проволоки диаметром 0.15 мм (3 с правой стороны окна из орг.стекла на рисунке 3.5).

Для двух пикселей на изображении тест-объекта были построены спектры энергоделиения от гамма-квантов, провзаимодействовавших со сцинтилляторами. Один из пикселей содержал сигналы (энергоделиение в сцинтилляторе), соответствующие гамма-квантам, прошедшим через область, содержащую медную проволоку диаметром 0.15 мм, а другой был выбран из фоновой для проволоки области, где сигнал определяется гамма-квантами, прошедшими органическое стекло. Спектры представлены на рисунке 3.4.



*Рисунок 3.4. Спектр детектированных гамма-квантов, соответствующих прохождению через органическое стекло (чёрный) и медную проволоку, диаметром 0.15 мм (красный).*

Видно, что наибольшая разница в форме спектров достигается в области 20-40 кэВ, поэтому для сравнения качества визуализации данной структуры на рисунке 3.5 представлены полученные из моделирования изображения, соответствующие режиму 0.3 мкЗв для двух вариантов энергетической селекции: полный спектр, (рис. 3.5а) и окно 20 – 40 кэВ (рис. 3.5б). По изображениям на рисунке 3.5 видно, что визуально использование спектрального отбора не вносит значимого улучшения качества изображения для счётного режима при данной статистике событий (дозовой нагрузке).

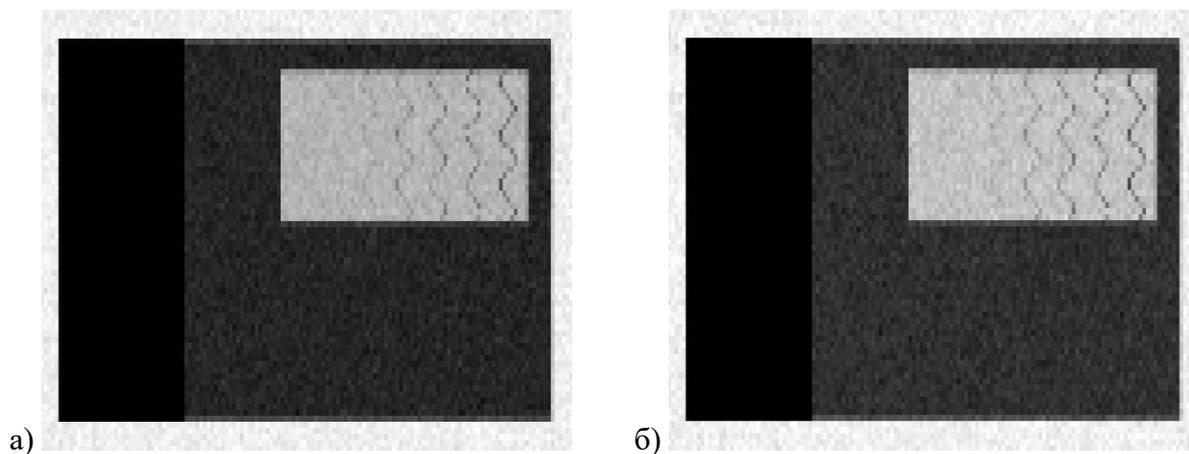


Рисунок 3.5. Изображение тест-объекта, содержащего медные проволоки в орг. стекле:  
а) полный спектр; б) окно 20 – 40 кэВ.

### **3.4 Предельная кратность понижения дозовой нагрузки в соответствии с ГОСТ Р 55249—2012 по данным Монте-Карло моделирования**

По результатам обработки данных Монте-Карло моделирования в Geant4, представленных в параграфах 3.2 и 3.3, было показано, что возможность уменьшения дозовых нагрузок за счёт уменьшения интенсивности рентгеновского излучения физически ограничена требованиями, предъявляемыми ГОСТ [14] к УПДЧ. Поэтому можно говорить о том, что:

- для сохранения проникающей способности по стали ( $CNR=1$ ) на уровне толщины клина 22 мм максимальная кратность уменьшения дозовой нагрузки составляет  $\sim 9.6$  раз относительно эффективной дозы 0.3 мкЗв;
- для сохранения предельного контраста по медной проволоке диаметром 0.15 мм предельную кратность уменьшения дозовой нагрузки невозможно оценить в рамках подхода на основе CNR.

Таким образом, для того чтобы сделать вывод о возможной кратности ослабления относительно нормы СанПиН по медной проволоке диаметром 0.15 мм, были построены изображения для тест-объекта, содержащего медные проволоки, для дозовых нагрузок 0.1 мкЗв, 0.05 мкЗв и 0.03 мкЗв, т.е. для кратности ослабления относительно требований ГОСТ в 3, 6 и 10 раз соответственно. На рисунке 3.6 приведены данные изображения при использовании в качестве сигнала (интенсивности пикселя) полного числа провзаимодействовавших гамма-квантов во всём энергетическом диапазоне (0-140 кэВ). Окна градации серого подобраны вручную для каждого изображения с учётом наилучшей визуализации изображения.

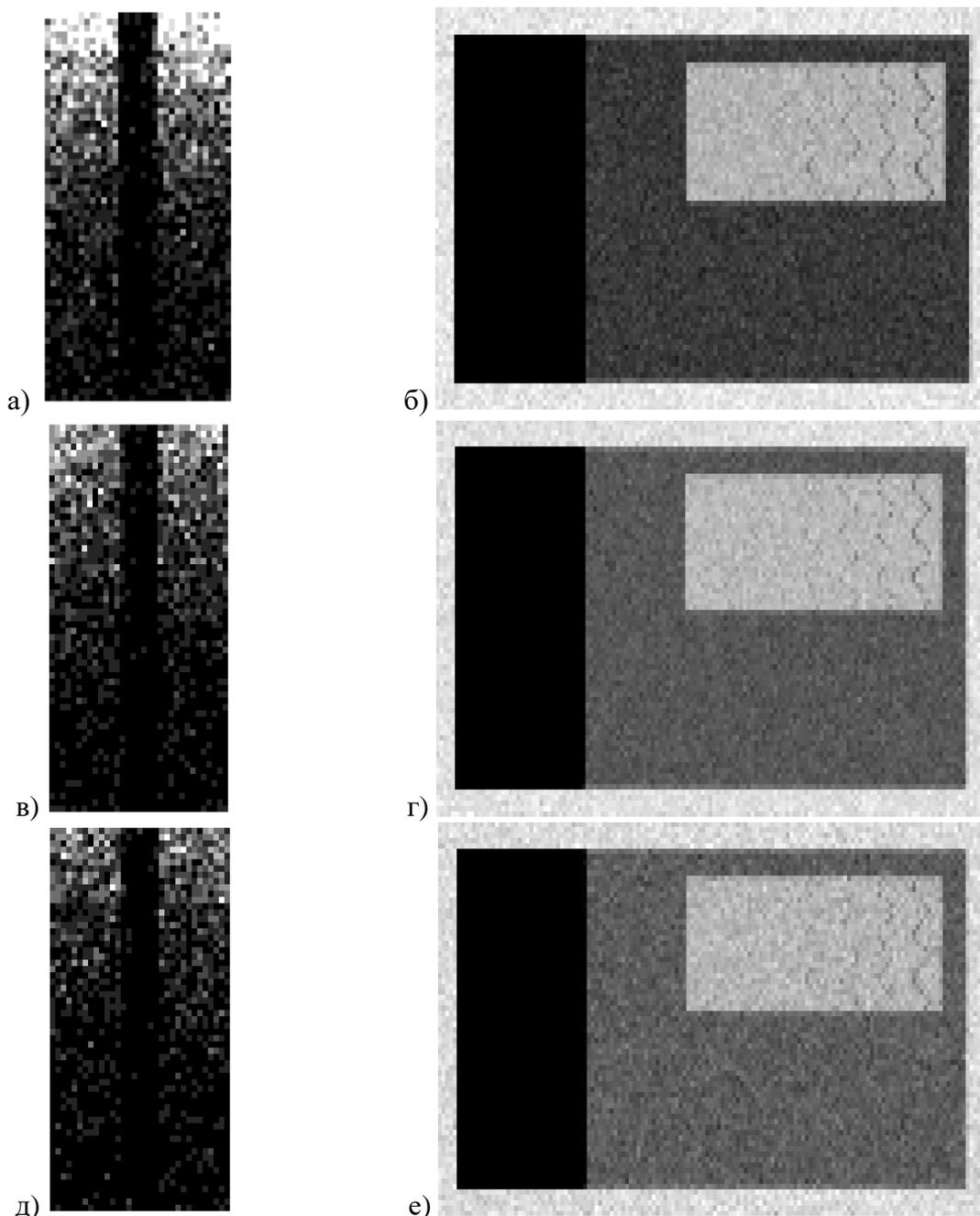


Рисунок 3.6. Изображение тест-объектов - стальной клин и медные проволоки в орг. стекле при различной эффективной дозе: а, б – 0.1 мкЗв; в, г – 0.05 мкЗв; д, е – 0.03 мкЗв.

По рисунку 3.6 видно, что визуализация медной проволоки толщиной 0.15 мм (третья справа) практически отсутствует при дозовой нагрузке 0.1 мкЗв. Тогда будем считать эту оценку предельно возможной кратностью ослабления дозовой нагрузки для соответствия нормам ГОСТ о предельном контрасте по медной проволоке. Таким образом относительно 0.3 мкЗв данная дозовая нагрузка за одно сканирования меньше в 3 раза.

Кроме того, для сравнения с детектором аналогичной геометрии, но имеющем 100 % эффективность регистрации во всём энергетическом диапазоне (0-140 кэВ) также была получена зависимость CNR для клина от толщины стали при эффективной дозе 0.3 мкЗв. Для наглядности на график также добавлены значения CNR, определенные для минимальной дозовой нагрузки, определенной из кратности ослабления, для идеального детектора и детектора на основе GAGG. Данные зависимости представлены на рисунке 3.7.

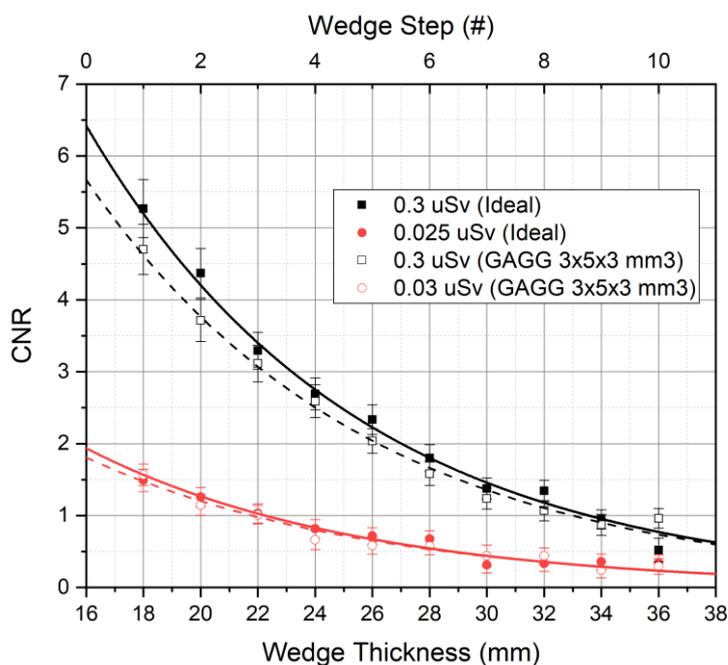


Рисунок 3.7. График зависимости CNR от толщины ступеней стального клина для детектора с 100% эффективностью и детектора на основе GAGG.

Таким образом, по рисунку 3.7 видно, что для детектора на основе GAGG ( $3 \times 5 \times 3 \text{ мм}^3$ ) CNR = 1 достигается на 3 ступени (22 мм стали) при эффективной дозе 0.03 мкЗв, что полностью соответствует ранее проведенной оценке кратности ослабления дозовой нагрузки для проникающей способности по стали в соответствии с ГОСТ. Для детектора, обладающего 100 % эффективностью регистрации гамма-квантов, при эффективной дозе 0.3 мкЗв CNR выше, а значит и ожидаемая кратность ослабления также выше. Так для стали толщиной 22 мм CNR =  $3.4 \pm 0.3$ , а значит возможная кратность ослабления дозы составляет  $11.6 \pm 0.6$ , до уровня 0.025 мкЗв.

По совокупности результатов численных оценок CNR для клина (рис 3.7) и визуальной оценки для медных проволок (рис 3.6), полученных из обработки данных моделирования с детектором на основе GAGG  $3 \times 5 \times 3 \text{ мм}^3$ , можно говорить о возможном предельном понижении эффективной дозы за одно сканирование в 3 раза.

### *Выводы к главе 3*

В главе 3 представлено Монте-Карло моделирование проекционной рентгеносканирующей системы на основе идеального счётного детектора с помощью линейки сцинтилляторов GAGG.

В главе подробно описана геометрия модели, которая включает в себя следующее:

- упрощенный источник рентгеновского излучения (без веерного расхождения пучка) с максимальной энергией 140 кэВ;
- фантом, аналогичный используемому ООО «СКБ Медрентех», который содержит две тест-структуры для контроля характеристик сканирующей системы в соответствии с требованиями ГОСТ [14];
- линейку детекторов из 73 кристаллов GAGG размером 3x5x3 мм<sup>3</sup>;
- реализована возможность определять количество детектированных гамма-квантов в любом энергетическом окне.

По данным, полученным на основе описанной модели, построен график зависимости отношения контраст-шум (CNR) сигнала, определяющегося ослаблением потока гамма-квантов свинцовой полоской на фоне ослабления излучения стальным клином, от толщины ступеней клина для определения возможной кратности ослабления излучения при соблюдении требований ГОСТ [14] о проникающей способности по стали на уровне 22 мм. По данной зависимости определено максимальное ослабление эффективной дозы в ~ 10 раз. С учётом данной кратности построено изображения для соответствующего предельного эффективной дозы, которое позволяет визуализировать, с учётом критерия  $CNR = 1$ , свинцовую полоску на фоне 22 мм стали.

Также с помощью визуального анализа изображений медных проволок для эффективной дозы 0.1, 0.05 и 0.03 мкЗв определена максимальная кратность ослабления дозовой нагрузки, составляющая 3 раза

## Глава 4. Разработка прототипа детектирующего модуля «Xcounter» для рентгеносканирующих УПДЧ

### 4.1 Технические требования к прототипу «Xcounter»

Для создания детектирующей системы, работающей в счётном режиме, необходимо, чтобы на выходе детектора каждому взаимодействию гамма-кванта со сцинтиллятором соответствовал отдельный импульс, который для всего спектрального диапазона энергий рентгеновского излучения будет с 100% вероятностью зарегистрирован при условии применения порогового устройства (дискриминатора). Таким образом, с помощью счётного режима работы возможно визуализировать исследуемые структуры на предельном (ультранизком) уровне интенсивностей входных потоков рентгеновского излучения ( $CNR = 1$ ), имея в среднем один гамма-квант на пиксель изображения.

Принимая во внимания выводы, основанные на аналитических расчётах в главе 2 и моделировании в главе 3, были сформулированы требования для разработки прототипа детектирующего модуля «Xcounter», работающего в счётном режиме, для рентгеновской УПДЧ.

Прототип должен представлять из себя линейку одиночных детекторов (сцинтиллятор и фотодетектор) с шагом не более 4 мм и иметь не менее 15 каналов.

#### *Сцинтиллятор:*

- неорганический, что необходимо для высокой вероятности фотопоглощения;
- тяжёлый,  $\rho = 6-8 \text{ г/см}^3$ , что необходимо для высокой вероятности взаимодействия;
- яркий в спектральном диапазоне чувствительности фотодетектора, дающий более 10 фот/кэВ, что необходимо для различимости сцинтилляционных импульсов над уровнем темновых импульсов (DCR);
- короткое время высвечивания,  $\tau$  менее 100 нс, что необходимо для уменьшения вероятности наложения сцинтилляционных импульсов при высоких интенсивностях входного потока гамма-квантов.

#### *Кремниевый фотоумножитель:*

- высокий коэффициент усиления  $\sim 10^6$ , что необходимо для различимости сцинтилляционных импульсов над уровнем шумов электроники;
- эффективность регистрации фотонов (PDE) не хуже 30%, соответствующую спектральному диапазону высвечивания сцинтиллятора;

- время восстановления ячейки менее 300 нс, что необходимо для уменьшения вероятности наложения сцинтилляционных импульсов при высоких интенсивностях входного потока гамма-квантов.

*Фронт-энд электроника:*

- обеспечивающая оптимальное формирование сцинтилляционных импульсов и подавление темновых импульсов SiPM;
- обеспечивающая стабильную рабочую точку по напряжению смещения, что необходимо для фиксирования всех основных параметров SiPM (PDE, G, DCR, crosstalk, afterpulsing) при величине фототока до 10 мА;
- обеспечивающая минимально возможные электрические наводки между соседними каналами при питании фотодетекторов от общего источника напряжения.

*Система оцифровки аналоговых импульсов и обработки данных:*

- разрядность АЦП не менее 8-бит;
- частота оцифровки формы сигнала не менее 100 MSamples/s;
- наличие встроенной оперативной памяти для непрерывной записи формы сигнала (полной развёртки импульсов) в течение времени необходимого на одно сканирование (не более 5 секунд) с частотой оцифровки не менее 100 MSamples/s
- полоса пропускания не менее 50 МГц;
- не менее 4-х независимых каналов для подключения аналоговых сигналов, работающих одновременно;
- программное обеспечение, позволяющее управлять системой обработки данных, а также проводить поиск импульсов, соответствующих регистрации детектором гамма-кванта, и определение их амплитуды (энерговыведения) в заданном временном интервале.

#### ***4.2 Прототип детектирующего модуля «Xcounter»***

На основании требований, изложенных выше, были разработаны и исследованы основные компоненты прототипа детектирующего модуля для проекционной рентгеновской УПДЧ, к которым относятся: сцинтилляционные сборки детектирующей части, печатная плата фронт-энд электроники, блок аналогово-цифровой обработки сигналов и программное обеспечение.

Геометрические размеры прототипа детектирующего модуля полностью повторяли размеры существующих детекторных модулей УПДЧ «Хомоскан».

1) *Сцинтиллятор.* Исходя из требований на выбор сцинтиллятора было решено использовать перспективный кристалл GAGG ( $Gd_3Al_2Ga_3O_{12}:Ce$ ) размером  $3 \times 3 \times 5$  мм<sup>3</sup> [111]. Данный сцинтиллятор обладает быстрой компонентой высвечивания длительностью 88 нс (91%), плотностью 6.63 г/см<sup>3</sup> и высоким световыходом (57 фот/МэВ), не уступающим таким ярким сцинтилляторам как CsI(Tl) и LaBr(Ce). Максимум спектра высвечивания  $\lambda_{max}(GAGG) = 520$  нм. Исходя из результатов моделирования, представленных в главе 2 на рисунке 2.8, в до 150 кэВ GAGG обеспечивает высокую эффективность регистрации на уровне 100-90% при толщине сцинтиллятора более 5 мм.

2) *Фотодетектор.* Для считывания света были выбраны кремниевые фотоумножители КЕТЕК SiPM3350TS-SB0 [107] с размером чувствительной площади  $3 \times 3$  мм<sup>2</sup> и размером ячейки равной 50 мкм. Среднее пробойное напряжение используемых образцов составило  $24.0 \pm 0.1$  В, а SMD корпус каждого фотодетектора имел геометрические размеры  $3.8 \times 4.3$  мм<sup>2</sup>. Данная модель SiPM производства КЕТЕК обеспечивает высокий коэффициент усиления  $\sim 10^6$  и  $PDE[\lambda_{max}(GAGG)] \approx 37\%$  (для перенапряжения 3 В). Время восстановления ячейки данного SiPM  $\tau_{rec} = 300$  нс. Для одного из образцов SiPM на рисунке 4.1 приведена усредненная форма отклика SiPM на световые импульсы высокой интенсивности, испускаемые пикосекундным лазером с длиной волны 660 нм. Форма сигнала получена на нагрузке 50 Ом с помощью цифрового осциллографа LeCroy 620Zi.

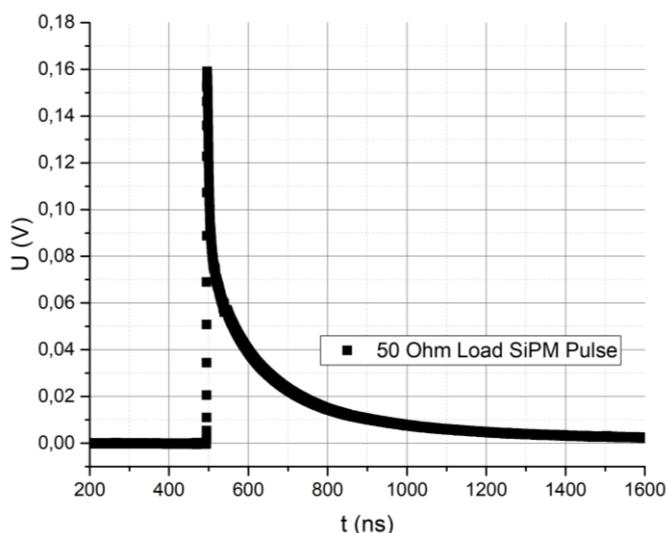


Рисунок 4.1. Усредненная форма отклика SiPM КЕТЕК 3350TS-SB0 на нагрузке 50 Ом при засветки пикосекундным лазерным импульсом высокой интенсивности.

Также необходимо было определить оптимальное напряжение смещение SiPM для работы с данным сцинтиллятором. Для этого предварительно были получены зависимости энергетического разрешения от напряжения смещения SiPM для 4-х сборок SiPM+GAGG с источником  $^{241}\text{Am}$ . На рисунке 4.2 представлен полученный амплитудный спектр для одной из детекторных сборок при напряжении смещения на SiPM равного 27 В.

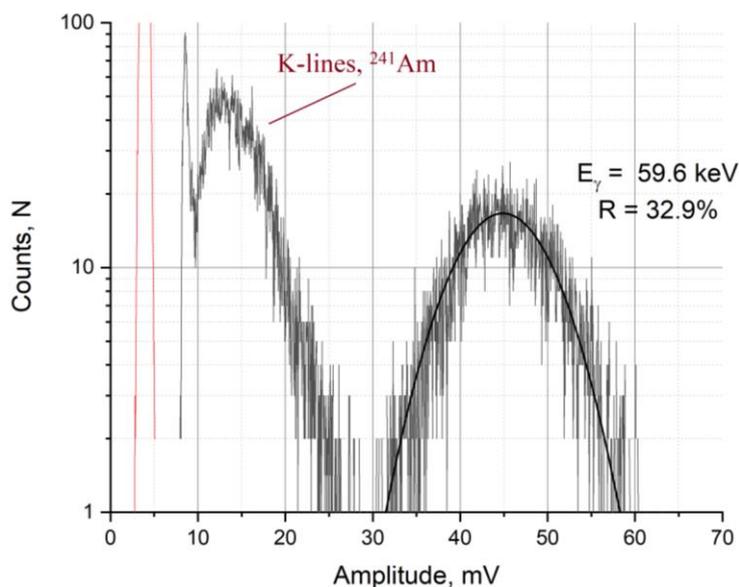


Рисунок 4.2. Амплитудный спектр источника  $^{241}\text{Am}$ , полученный на сборке GAGG+SiPM.

На рисунке 4.3 представлены зависимости для 4-х сборок от напряжения смещения.

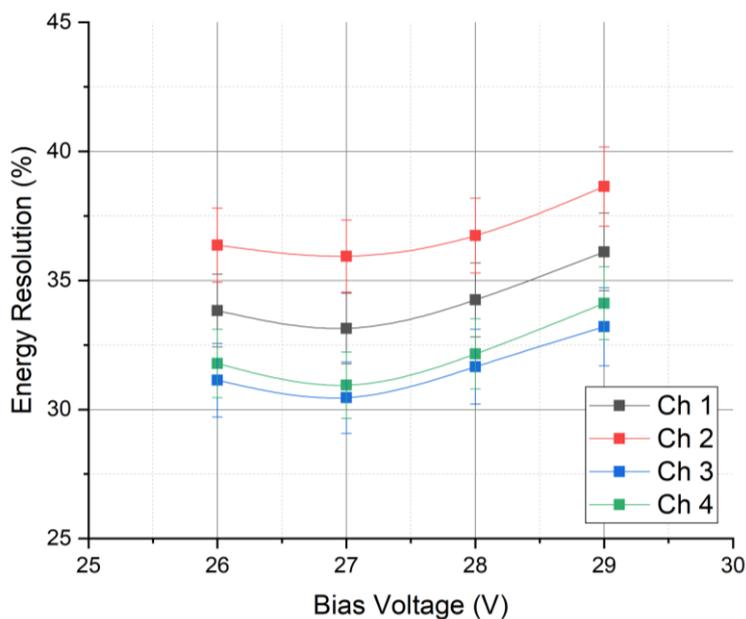


Рисунок 4.3. Зависимость энергетического разрешения сборок GAGG+SiPM от перенапряжения.

Таким образом было выбрано оптимальное напряжение смещение SiPM равное 27 В, что с учётом напряжения пробоя, составляющего 24 В, даёт 3В перенапряжения.

Все SiPM были распаяны на общей линейке. Шаг линейки составил 4 мм и определялся размером корпуса SiPM (3.8 мм), а также ограничениями, накладываемые процедурой сборки со сцинтиллятором, требующей зазора не менее 0.2 мм между соседними SiPM. Сцинтилляторы GAGG были состыкованы SiPM с использованием оптического клея так, что расстояние между соседними сцинтилляторами составило 0.5 мм, а также окрашены специальной белой краской, обеспечивающей собиране фотонов света на фоточувствительную плоскость SiPM.

3) *Фронт-энд электроника.* Специально для прототипа детектирующего модуля на основе сформированных требований была разработана 15-канальная печатная плата аналоговой фронт-энд электроники, основными функциями которой являлись обеспечение подачи напряжения питания на индивидуальные SiPM, развязка цепей питания для подавления перекрестных наводок, формирование сигнала SiPM от сцинтилляционной вспышки и интегрирование (подавление) темновых импульсов, а также передачу сигнала на коаксиальный кабель.

Принципиальная схема 15-канальной платы фронт-энд электроники представлена на рисунке 4.4. Схема одного канала представлена детально, а остальные 15 каналов идентичны представленному.

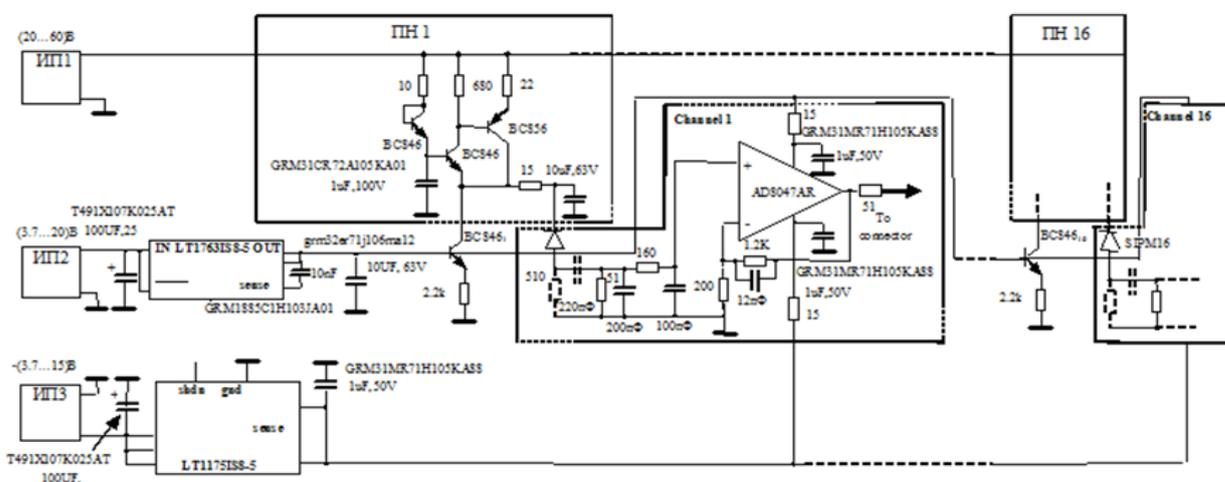


Рисунок 4.4. Принципиальная схема 15-канальной платы фронт-энд электроники.

При регистрации гамма-квантов в зависимости от интенсивности входной загрузки величина тока, текущего через SiPM, может изменяться довольно существенно, то

использование традиционных высокоомных RC-фильтров для подавления наводок по напряжению в цепи питания не представляется возможным, так как вариации падения напряжения, вызываемые колебаниями тока, будут непредсказуемым образом смещать рабочую точку SiPM. Поэтому вместо RC-фильтров было решено использовать схему повторителя напряжения (ПН). Повторители напряжения обеспечивают стабилизацию напряжения на SiPM, одновременно осуществляя развязку каналов между собой. Моделирование в PSpice (пакет OrCAD [112]) показало, что выходной импеданс повторителя напряжения не превышает величины порядка 2 Ом. На рисунке 4.5 представлен результат моделирования изменения напряжения смещения на соседнем канале по отношению к сработавшему под воздействием светового сигнала (перекрестные наводки между соседними каналами по питанию) при использовании общего повторителя (стабилизатора) напряжения на все 15 каналов.

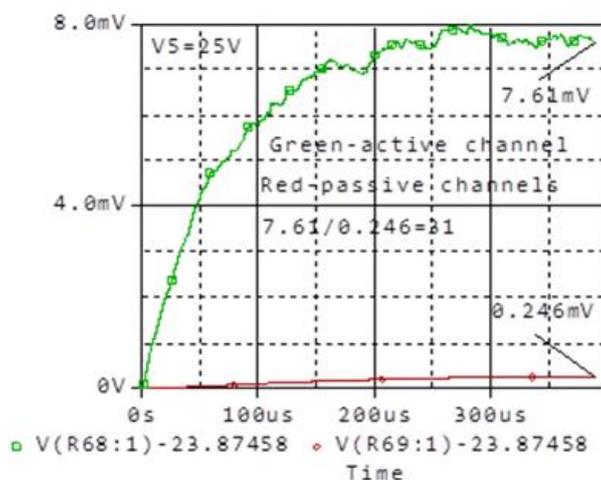


Рисунок 4.5. Напряжение на SiPM (зеленое) и наводка на соседнем канале (красное).

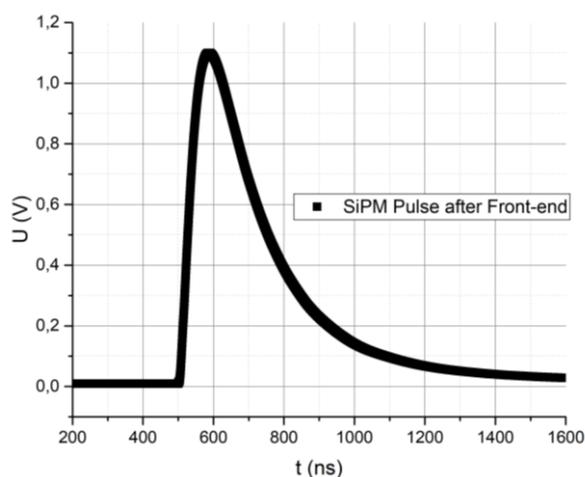
Однако для обеспечения более надёжной развязки было решено использовать повторители напряжения в каждом канале.

Так как сигналы с SiPM при комнатной температуре сильно зашумлены одинопиксельными (темновыми) сигналами, то в фронт-энд электронику прототипа была заложена аналоговая фильтрация (подавление) темновых импульсов для корректной работы последующей системы оцифровки и обработки данных.

Для того чтобы избежать колебаний нулевой линии, вызванных наличием разделительных емкостей, схема была полностью выполнена на основе гальванической связи (DC-связи). Кроме того, чтобы обеспечить нулевое смещение по напряжению на выходе операционного усилителя было решено использовать включение усилителей с двухполярным питанием.

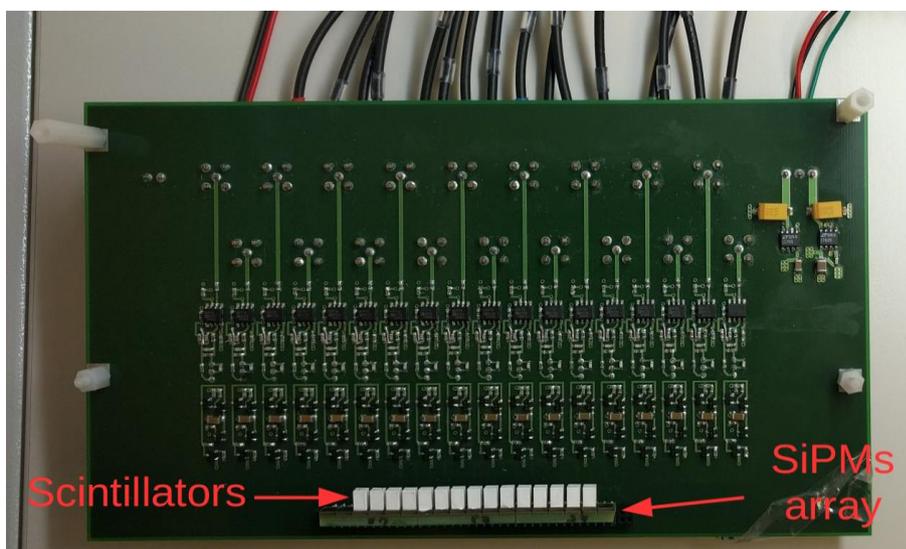
Нагрузочная способность выходных каскадов используемых усилителей обеспечивала непосредственную передачу сигнала по коаксиальному кабелю на систему набора и обработки данных.

Перед монтажом сцинтилляторов была получена форма усредненного сигнала SiPM на выходе платы фронт-энд электроники при засветке коротким лазерным импульсом. Форма сигнала представлена на рисунке 4.6.



*Рисунок 4.6. Усредненная форма отклика SiPM KETEK 3350TS-SB0 на выходе платы фронт-энд электроники на при засветки пикосекундным лазерным импульсом высокой интенсивности.*

Фотография печатной платы фронт-энд электроники со смонтированной на ней линейкой детекторов показана на рисунке 4.7. Толщина сцинтиллятора GAGG в направлении распространения рентгеновского излучения составляла 3 мм.



*Рисунок 4.7. Фотография детекторной части прототипа с фронт-энд электроникой.*

4) Система набора данных и программное обеспечение. Для записи аналоговых сигналов и последующей «оффлайн» обработки печатная плата фронт-энд электроники прототипа «Xcounter» подключалась через коаксиальные кабели к системе набора данных (DAQ). В качестве DAQ была использована 4-х канальная PCI-плата оцифровки аналогового сигнала m2i.2031 [113] производства Spectrum GmbH, которая способна непрерывно оцифровывать аналоговые входные сигналы с частотой дискретизации 100 МГц, синхронно для всех четырех каналов. Оцифрованные данные записывались сначала в буфер - встроенную оперативную память платы объёмом 2 Гб. Этого объема хватило, чтобы записать около 5 секунд непрерывной формы сигнала на каждом из 4-х каналов прототипа «Xcounter». PCI-карта Spectrum m2i.2031 имела следующие характеристики:

- 4 входных канала;
- полоса пропускания входного канала 90 МГц;
- разрядность АЦП на каждом входном канале 8 бит;
- частота оцифровки входного сигнала 100 MSample/s;
- суммарный размер буфера памяти равен 2 Гб.

Решение использовать эту плату в качестве DAQ для прототипа «Xcounter» было вызвано необходимостью иметь полные непрерывные формы оцифрованных сигналов для последующей «оффлайн» обработки и анализа.

Для анализа оцифрованных данных использовалось специально разработанное программное обеспечение на основе пакета прикладных программ для решения задач технических вычислений, имеющей свой язык программирования MATLAB [114]. В программном обеспечении был реализован алгоритм цифровой фильтрации аналоговых сигналов [115] для поиска и подсчета импульсов от каждого гамма-кванта [116] на непрерывной выборке сигналов, полученной в ходе сканирования длительностью около 5 секунд. Программное обеспечение для разработанного многоканального прототипа «Xcounter» включало в себя набор скриптов (процедурно-исполняемых программ). Один из них был предназначен для управления платой Spectrum m2i.2031, а другие для «оффлайн» анализа полученных данных.

Программа, управляющая платой Spectrum, инициализировала её в непрерывный 4-канальный режим оцифровки при максимальной частоте дискретизации 100 МГц с возможностью выбора длительности сканирования, максимальное значение которой ограничено объёмом ОЗУ. Программа также позволяет задавать различные настройки получения триггерного сигнала для запуска процесса оцифровки: случайный внутренний триггер, триггер по амплитудному порогу дискриминации с одного из 4-х каналов или триггер по амплитудному порогу для внешнего ТТЛ сигнала. В режиме непрерывной

оцифровки DAQ записывал данные на встроенное ОЗУ, а после набора установленного при инициализации объема данных передает сохраненные данные из ОЗУ платы через PCI-шину в ОЗУ хост-компьютера. Затем данные сохраняются на жестком диске хост-компьютера в простейшем двоичном формате (бинарный файл).

На рисунке 4.8 изображена форма сигнала, полученная с помощью Spectrum после усреднения импульсов GAGG+SiPM от радиоактивного источника Am-241.

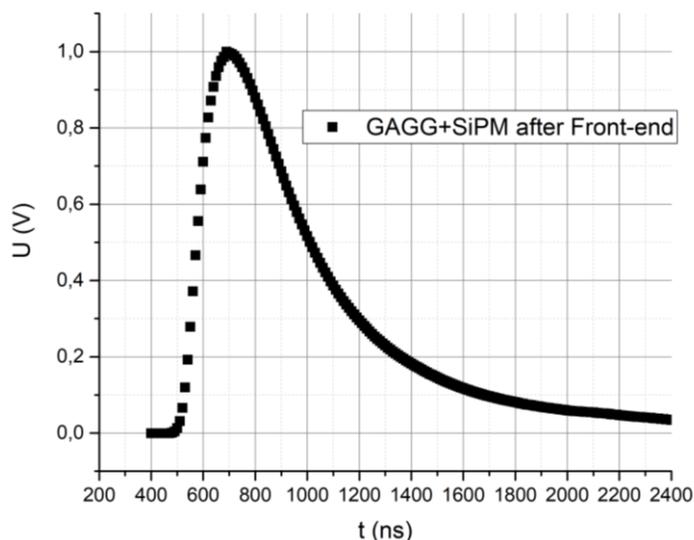


Рисунок 4.8. Усредненная форма отклика SiPM KETEK 3350TS-SB0 со сцинтиллятором GAGG на выходе платы фронт-энд электроники на при облучении  $^{241}\text{Am}$ .

#### 4.3 Алгоритм поиска импульсов и цифровая фильтрация сигналов

Программы (скрипты) для анализа данных используют цифровую фильтрацию сигналов и алгоритм поиска импульсов на каждом интервале полной оцифрованной формы сигнала, длительность которого задается пользователем (по аналогии с временем интегрирования в токовом режиме работы) исходя из интересующей величины пространственного шага сканирующей системы.

С помощью алгоритма поиска осуществлялся поиск импульсов, соответствующих каждому гамма-кванту, с определением его амплитуды и переводом данной амплитуды в энергетические единицы, используя для этого предварительно полученные энергетические калибровки для каждого канала прототипа.

Алгоритм поиска импульсов представляет из себя следующее. Набор импульсов (оцифрованная с частотой дискретизации 100 MSample/s осциллограмма, заданной длительности) после прохождения фильтров MWA и MWD представляет из себя массив,

содержащий 8-битные числа (в каналах АЦП). Каждый элемент массива (значение амплитуды) в ходе цикла сравнивается с некоторым заданным вручную первичным амплитудным порогом дискриминации. Значение данного порога определяется экспериментально так, чтобы превышать значение разброса базовой линии на канале с наибольшим уровнем шума. Если значение элемента массива превышает амплитуду порога, то далее последовательно определяется наибольшее максимальное значение среди элементов массива в диапазоне, ограниченном условием уменьшения значения амплитуды сигнала (элемента массива) меньше заданного порога дискриминации. Максимальное значение амплитуды на таком интервале данных конвертируется с учётом калибровки в энергетические единицы и записывается в массив энергий гамма-квантов. После прохождения циклом всех точек осциллограммы с помощью массива энергий считается количество событий в заранее заданном диапазоне энергий. Далее с учётом счетной калибровки данное число событий корректируется на количество просчётов и определяет градацию серого цвета в пикселе.

Структурно алгоритм фильтрации с последующим поиском импульсов представлен на рисунке 4.9.

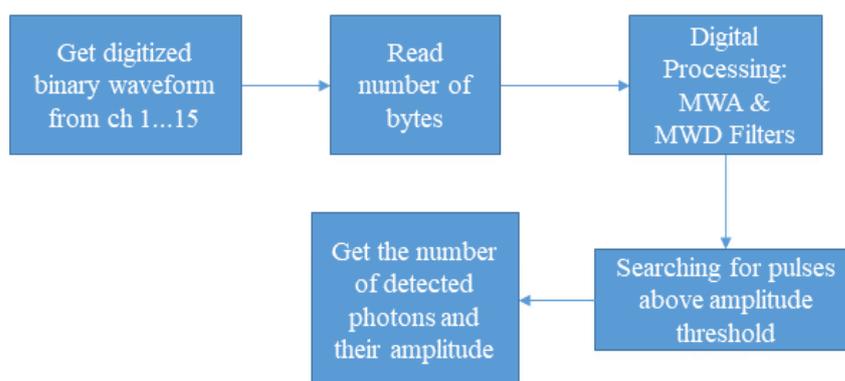


Рисунок 4.9. Схема цифровой обработки сигналов.

Основным недостатком алгоритма поиска импульсов является просчёт событий в случае, если среднее время между импульсами (определяется интенсивностью падающего излучения) короче, чем «эффективная» ширина импульса. Под «эффективной» шириной импульса в данном случае подразумевается длительность импульса между пересечением порога дискриминации передним и задним фронтами импульса, или, другими словами, «временем сигнала над порогом». Схематично ситуация с просчётами импульсов, имеющих высокую входную частоту, изображена на рисунке 4.10(a).

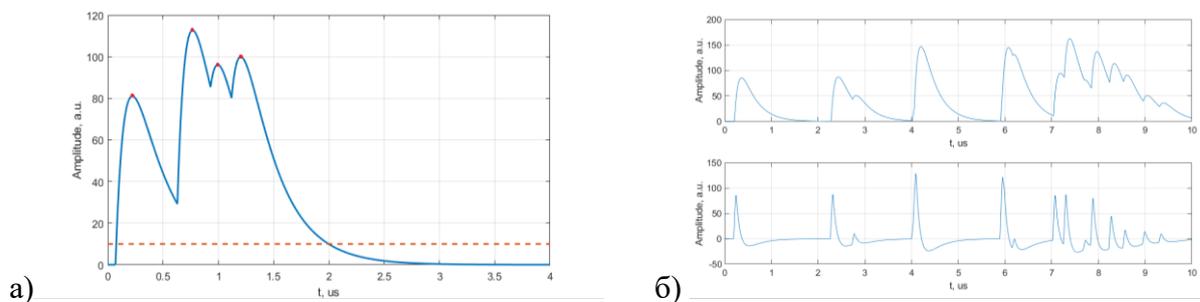


Рисунок 4.10. а) Пример ошибочного вычисления количества событий алгоритмом поиска; б) изменение формы импульсов после цифровой фильтрации.

На рисунке 4.10(а) видно, что 4 импульса перекрываются между собой задними фронтами таким образом, что результатом алгоритма поиска является одно событие. Для улучшения качества работы алгоритма по поиску импульсов предварительно производится цифровая фильтрация сигналов.

Цифровая фильтрация позволяет совершать преобразования, подобные аналоговым дифференцирующим и интегрирующим схемам, обладая при этом более гибкой настройкой параметров фильтрации. При анализе данных цифровая фильтрация осуществлялась в два этапа:

- движущееся окно усреднения (MWA), с помощью которого амплитуда сигнала в каждой  $i$ -ой точке оцифрованной осциллограммы заменяется значение, являющееся средним значением  $N_a$  точек, т.е. значением, полученным из усреднения по амплитудам  $i$ -ой точки и предыдущих  $(N_a-1)$  точек осциллограммы;
- движущееся окно дифференцирования (MWD), с помощью которого амплитуда сигнала в каждой  $i$ -ой точке оцифрованной осциллограммы заменяется значение, полученным из разности между значением амплитуды в  $i$ -ой данной точке и значением амплитуды сигнала в  $(i-N_d)$ -ой точке.

На рисунке 4.10(б) показано, как цифровая фильтрация изменяет форму исходных импульсов. Видно, что цифровая фильтрация сигнала разделяет близко расположенные сцинтилляционные импульсы. Это необходимо для корректной работы алгоритма поиска.

Таким образом, разработанное программное обеспечение позволяет восстанавливать изображения сканируемого объекта с помощью прототипа «Хcounter» как в интегрально-токовом режиме, усредняя амплитуду формы сигнала на выбранных интервалах (за время интегрирования), так и в режиме счета гамма-квантов, используя для этого приведенные выше алгоритмы цифровой обработки сигналов.

Более подробно использование и оптимизация алгоритма цифровой фильтрации и поиска импульсов представлено в приложение 2.

#### ***Выводы к главе 4***

В ходе научно-исследовательской работы был разработан принципиальный прототип детекторного модуля под названием «Xcounter» на основе кремниевых фотоумножителей (SiPM) и неорганических сцинтилляторах GAGG. В состав прототипа вошла 15-канальная линейка детекторов SiPM+GAGG, 15-канальная печатная плата фронт-энд электроники, а также 4-канальная аналогово-цифровая плата Spectrum m2i.2031 для оцифровки и записи данных с последующей «оффлайн» обработкой.

Для «оффлайн» обработки данных, полученных с прототипа, было разработано специальное программное обеспечение, позволяющие управлять и настраивать системой набора данных (DAQ). В данном программном обеспечении были использованы алгоритмы цифровой фильтрации, позволяющие оптимизировать форму аналоговых сигналов для снижения влияния эффекта наложения импульсов при детектировании потоков гамма-квантов высокой интенсивности. Кроме того, использование данного алгоритма позволило считать события аналогично интегральному многоканальному счётчику с возможностью определения их амплитуды, что в соответствии с дальнейшими калибровками позволяет вычислять энергию гамма-кванта, для использования спектральную информацию в целях лучшей визуализации объектов в сравнении с установками персонального досмотра человека, работающими в токовом режиме.

## Глава 5. Калибровка прототипа «Хcounter»

### 5.1. Результаты измерений прототипа «Хcounter» с источником $^{241}\text{Am}$

Для вычисления разброса энергетического разрешения между каналами, изучения температурной стабильности и влияния параметров цифровой фильтрации на сигналы прототип «Хcounter» были проведены экспериментальные измерения с лабораторным гамма-источником  $^{241}\text{Am}$  (энергия основной линии - 59.6 кэВ).

В ходе измерений источник располагался на достаточном расстоянии от прототипа для обеспечения равномерного потока гамма-квантов с интенсивностью на уровне  $10^3 \text{ с}^{-1}$  на каждом канале прототипа. Это было необходимо, чтобы вероятность взаимного перекрытия двух случайных сцинтилляционных импульсов была пренебрежимо малой. Принципиальная схема эксперимента представлена на рисунке 5.1.

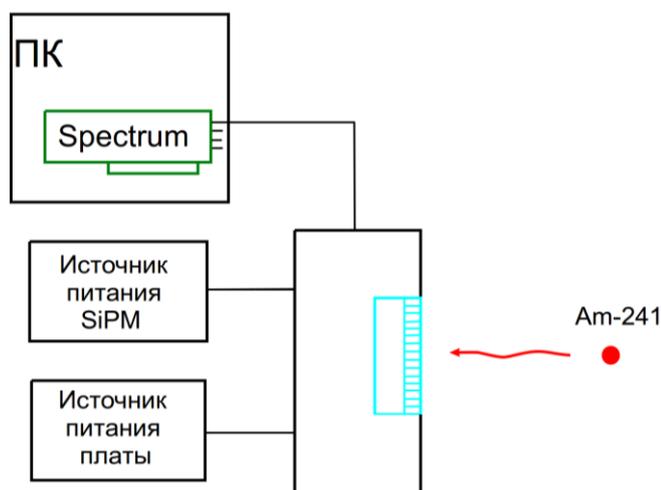
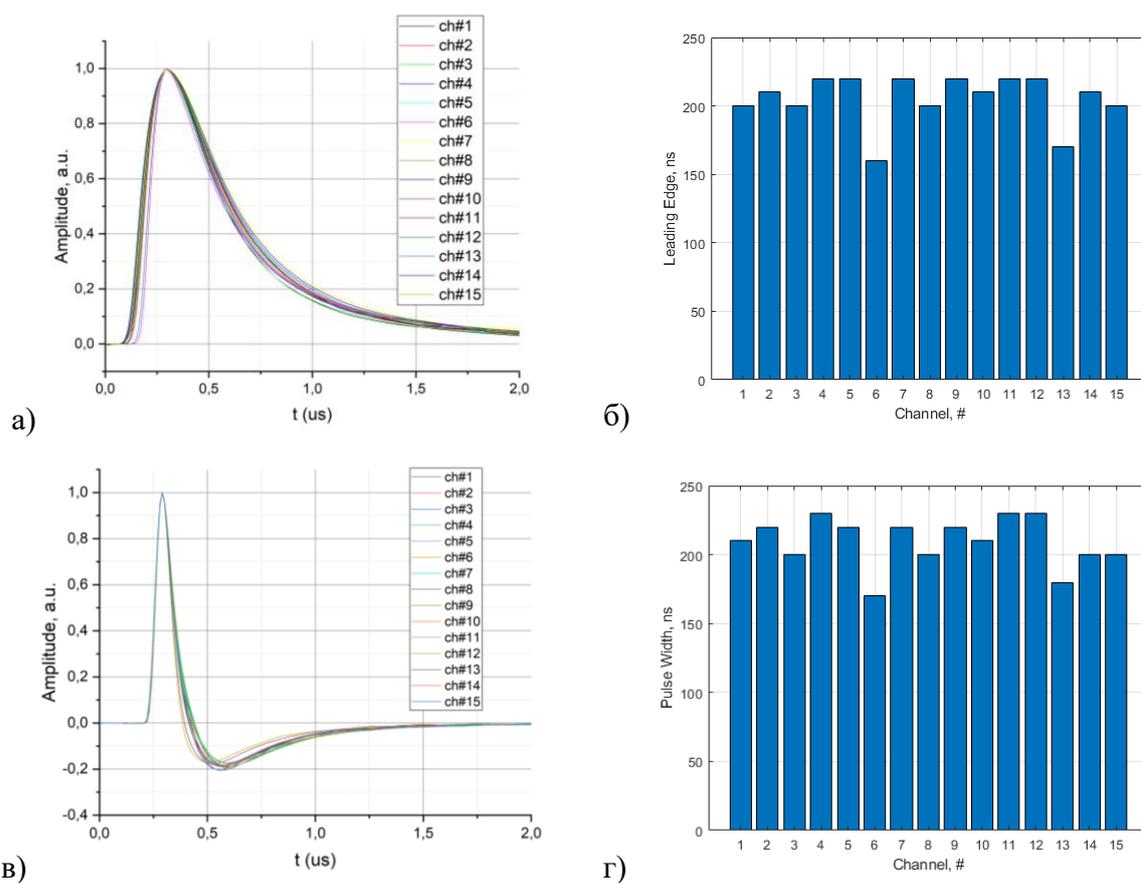


Рисунок 5.1. Схема эксперимента с источником  $^{241}\text{Am}$ .

Для получения амплитудных распределений, соответствующих энергетическому спектру радиоактивного источника  $^{241}\text{Am}$ , использовался алгоритм обработки данных, описанный в параграфе 4.3. Однако для изучения влияния параметров цифровой фильтрации на экспериментальные данные, обработка была проведена двумя способами с использованием цифровой фильтрации. В качестве оптимальных параметров цифровой фильтрации были использованы параметры:  $N_d = 3$ ,  $N_i = 5$  – подобранные по модельным данным исходя из насыщений счётной характеристики (подробнее в Приложении 2). Использование параметров цифровой фильтрации с меньшими значениями приводит к возникновению искажений формы сигнала, из-за потери

части эффективного заряда, что ложно увеличивает счёт импульсов с помощью разработанного алгоритма.

Оциллограммы сигналов, усредненные по множеству сцинтилляционных импульсов (после формирования фронт-энд электроникой) для каждого из каналов детектора представлены на рисунке 5.2 (а) – без фильтрации и рисунке 5.2 (в) – с фильтрацией. На рисунке 5.2 (б) представлена гистограмма распределения длительности переднего фронта исходных импульсов для каждого канала прототипа «Xcounter», а на рисунке 5.2 (г) – длительность положительной части импульсов после цифровой фильтрации.



*Рисунок 5.2. Усреднённые формы исходных сигналов всех каналов прототипа (а) и соответствующее им распределение длительности переднего фронта импульсов (б). Усредненные формы сигналов всех каналов прототипа после цифровой фильтрации (в) и соответствующее им распределение длительности положительной части импульсов (г).*

По графикам на рисунке 5.2 видно, что длительность переднего фронта исходных импульсов практически совпадает (в пределах 10 нс – шага дискретизации оциллограмм) с шириной положительной части импульсов после цифровой фильтрации. Кроме того, видно, что длительность переднего фронта исходных импульсов (а значит и длительность импульсов после фильтрации) отличается от канала к каналу. Причём эта разница достигает

примерно 1.3 раза. Так как длительность переднего фронта определяется исходя из свёртки времени высвечивания сцинтиллятора с временем восстановления ячейки и последующей реакцией фронт-энд электроники, то различие в форме импульсов можно объяснить разбросом от канала к каналу любого из перечисленных выше параметров или их совокупностью.

Стоит также отметить, что дифференцирующее окно цифрового фильтра убирает постоянную составляющую сигнала и располагает эквивалентный нуль шкалы в нулевом значении амплитуды (рис. 5.2(в)). Поэтому, предполагая, что положение исходного пьедестала соответствовало нулевому выделению энергии, а амплитудная шкала линейна, использование цифрового дифференцирования эффективно сдвигает полученный после фильтрации пьедестал в нулевую амплитуду.

Разброс энергетического разрешения, полученного с помощью гамма-источника  $^{241}\text{Am}$  от канала к каналу прототипа «Хcounter» представлен на рисунке 5.3 с использованием цифровой фильтрации сигналов: для наглядности приведены также данные с цифровой фильтрацией и без неё. В таблице №8 приведены среднее разрешение и его средне квадратичное отклонение.

Таблица №8. Результаты измерения энергетического разрешения.

Параметры фильтрации	Энергетическое разрешение, %	Отклонение, %
Без фильтрации	32.0	0.7
$N_d = 3, N_i = 5$	36.2	1.0
$N_d = 13, N_i = 15$	33.8	0.7

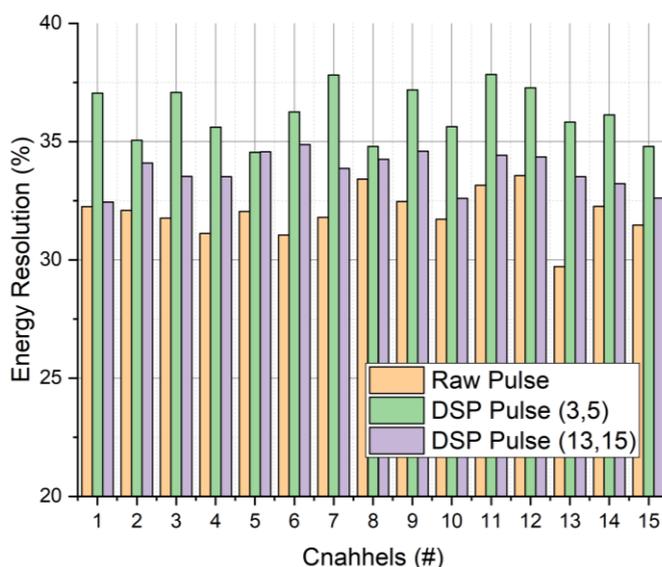


Рисунок 5.3. Разброс энергетического разрешения по каналам.

По данным рисунка 5.3 видно, что использование фильтрации сигнала со значениями  $N_d = 13$ ,  $N_i = 15$  даёт более лучшее энергетическое разрешение по всем каналам прототипа, чем для  $N_d = 3$ ,  $N_i = 5$ , но хуже, чем для исходных необработанных импульсов и составляет  $(34 \pm 1) \%$ . Однако из-за увеличения ширины импульса (рис. 5.4) и как следствие увеличению ожидаемого наложения импульсов при высоких нагрузках при дальнейшем анализе были использованы параметры  $N_d = 3$ ,  $N_i = 5$ .

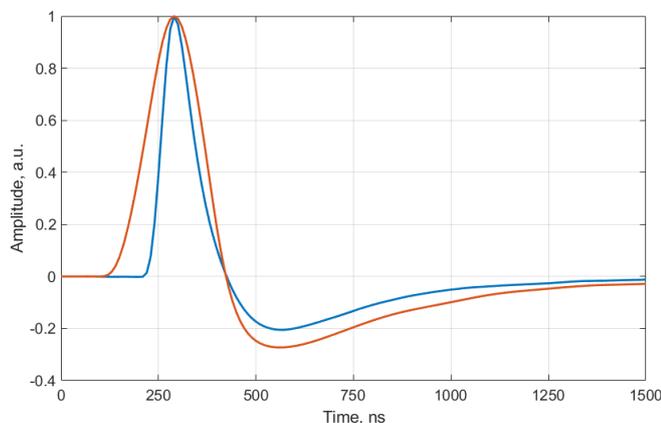


Рисунок 5.4. Форма импульса при фильтрации:  $N_d = 3$ ,  $N_i = 5$  (красная кривая) и  $N_d = 13$ ,  $N_i = 15$  (синяя кривая).

Процентный вклад величины эквивалентного шума (ENC) в полезный сигнал (вклад в энергетическое разрешение, определяющийся как отношение ширины на половине от максимума (FWHM) пьедестала к амплитуде сигнала от гамма-кванта с энергией 59.6 кэВ. Распределение ENC между каналами прототипа представлено на рисунке 5.5 (также приведены данные с цифровой фильтрацией с параметрами  $N_d = 13$ ,  $N_i = 15$ ).

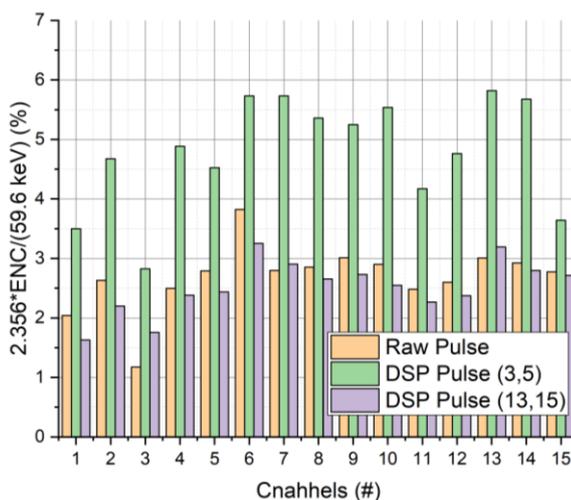


Рисунок 5.5. Распределение величины эквивалентного шума по каналам прототипа.

По рисунку 5.5 видно, что использование цифровой фильтрации с параметрами  $N_d = 13$ ,  $N_i = 15$  даёт меньшую ширину распределения эквивалентного шума, на уровне обработки импульсов без фильтрации.

Для определения влияния температурных флуктуаций на величину сигнала в течение недели при различной комнатной температуре (так как в прототипе не предусмотрена температурная коррекция) варьирующейся в диапазоне 22-28 градусов Цельсия были проведены измерения с источником  $^{241}\text{Am}$ . На рисунке 5.6 представлены результаты четырёх аналогичных измерений параметров.

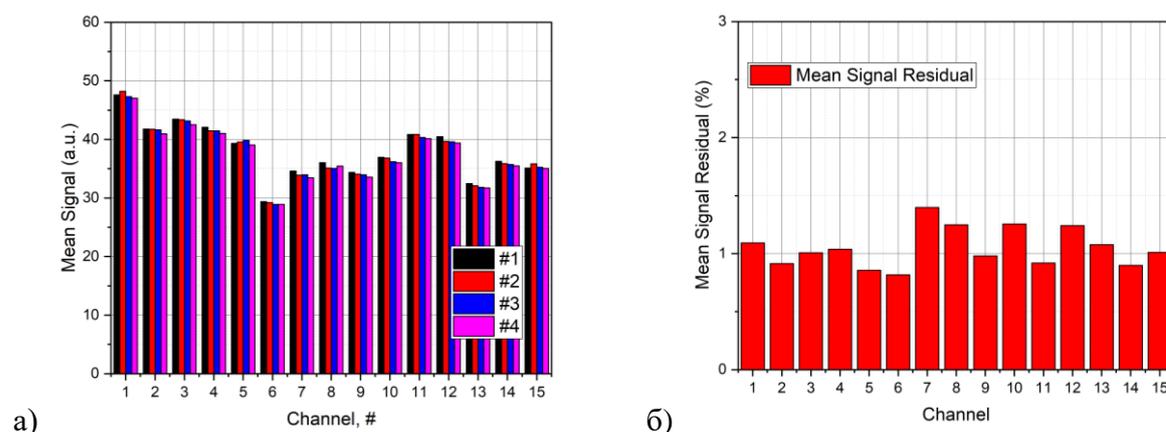


Рисунок 5.6. Гистограммы: а) средняя амплитуда сигнала от гамма-кванта с энергией 59.6 кэВ; б) отклонение от среднего значения для всех каналов прототипа.

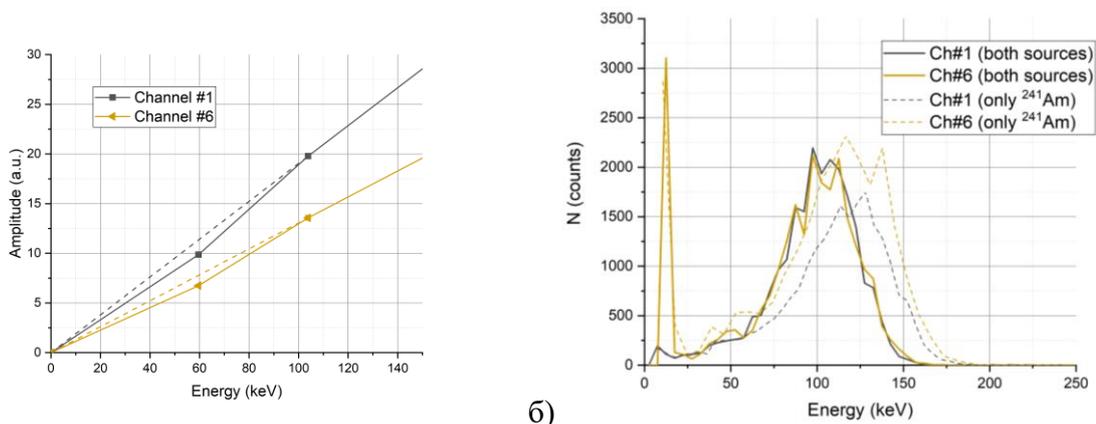
По рисунку 5.6 можно сделать вывод о стабильности среднего сигнала для всех каналов прототипа в пределах 1.5% флуктуации в диапазоне температур окружающей среды ( $25 \pm 3$ ) °С. Так как в данном диапазоне температур параметры сцинтиллятора не изменяются, то все флуктуации среднего значения сигнала обусловлены температурной зависимостью пробойного напряжения SiPM, которое в свою очередь влияет на коэффициент усиления, эффективность регистрации фотонов и величину оптической связи (crosstalk) – именно эти три характеристики определяют среднюю величину сигнала SiPM.

## 5.2. Калибровка прототипа «Хcounter» на производстве ООО «СКБ Медрентех»

Все измерения проводились стандартной рентгеновской трубкой УПДЧ «Хомоскан», соответствие которой международному стандарту RQA не проверялось [117]. При работе трубки использовались следующие параметры: *высокое напряжение* - 140 кВ; *анодные токи рентгеновской трубки*: 0.2 мА (тестовый режим) и 0.4 мА (стандартный режим, соответствующий СанПиН [5], т.е. эффективная доза не более 0.3 мкЗв).

Для проведения энергетической калибровки шкалы прототипа «Хcounter» на производстве ООО «СКБ Медрентех» использовались поправочные коэффициенты, полученные с помощью источника  $^{241}\text{Am}$ . Однако, при анализе спектров, полученных в счётном режиме при равномерном облучении прототипа через стальную пластинку толщиной 10.5 мм, было обнаружено искажение энергетического спектра при энергиях выше 100 кэВ. Это связано с наличием нелинейности световыхода сцинтиллятора GAGG в данной области энергий [118,119] и некорректности предположения линейности шкалы с использованием калибровок только по источнику  $^{241}\text{Am}$ . Для коррекции нелинейности шкалы было решено использовать спектр излучения рентгеновской трубки УПДЧ «Хомоскан», прошедшей стальную пластину в качестве второй калибровочной точки, сравнивая наиболее вероятное значение полученного распределения с результатом Монте-Карло моделирования в Geant4 - 103.9 кэВ - на основе модели, описанной в главе 3.

На рисунке 5.7(а) приведена полученная калибровочная зависимость амплитуды сигнала от энергии гамма-квантов для двух каналов прототипа «Хcounter» с максимальной и минимальной амплитудой выходного сигнала. На рисунке 5.7(б) представлено сравнение энергетических спектров до и после введения дополнительной калибровочной точки по энергии.



а)

б)

Рисунок 5.7. а) Калибровочная зависимость амплитуды сигнала от энергии в различных диапазонах энергии; б) энергетические спектры до и после доп. калибровки.

Для определения отношения интенсивностей потоков по счёту гамма-квантов, соответствующих режимам 0.4 и 0.2 мА были использованы данные, полученные при прохождении излучения рентгеновской трубкой УПДЧ «Хомоскан» через вышеупомянутую стальную пластину. Исходное излучение рентгеновской трубки не было использовано для данной оценки по причине многократного наложения импульсов, вызывающих насыщение счётной характеристики при регистрации входного потока данной

интенсивности («белое поле»). Полученное отношение интенсивностей между режимами 0.4 и 0.2 мА составило  $1.9 \pm 0.1$ .

С другой стороны, для определения данного соотношения именно по «белому полю» была использована возможность работы прототип «Хcounter» в токовом режиме. В данном режиме вместо использования цифровой фильтрации и алгоритма поиска импульсов определялась средняя амплитуда сигнала за полное время набора данных. Распределение токов, соответствующих темновому току, а также белому, полю в режимах 0.2 и 0.4 мА представлены на рисунке 5.8.

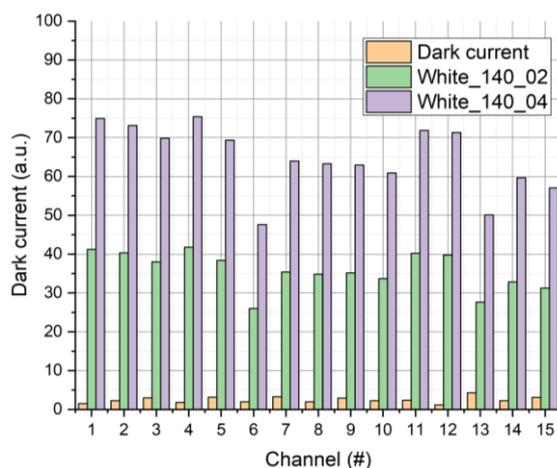


Рисунок 5.8. Распределение токов, текущих через каналы прототипа «Хcounter» при облучении «белым полем» в режимах 0.2 и 0.4 и в отсутствии засветки.

Полученное отношение интенсивностей между режимами 0.4 и 0.2 мА, определенное в токовом режиме по «белому полю» также составило  $1.9 \pm 0.1$ .

Следующим важным моментом было получения счётной характеристики прототипа «Хcounter» с учётом цифровой фильтрации импульсов. Так как при многократных наложениях импульсов на насыщение счётной характеристики после цифровой фильтрации влияет длительность положительной полуволны импульса, которая в значительной степени обусловлена длительностью переднего фронта исходного импульса, то, очевидно, что именно эта величина определяет мертвое время детектора по счёту гамма-квантов, вызванное наложением импульсов.

Таким образом, используя аналитическую модель «непродлевающегося» мёртвого времени [120-122], возможно аппроксимировать зависимость измеренной «насыщенной» скорости счёта импульсов от некоторой, пропорциональной интенсивности потока величины и определить калибровочные коэффициенты мёртвого времени для каждого

канала прототипа, которые можно использовать для коррекции нелинейности (насыщения) счётной характеристики при восстановлении изображения сканирования.

Однако, так как реальная плотность входного потока на один канал прототипа неизвестна, то, для проведения коррекции можно использовать переход от счёта гамма-квантов к 16-битной шкале градаций серого цвета (как в стандартных радиографических изображениях), исходя из относительного изменения интенсивности используемых экспериментальных режимов рентгеновской трубки: 0.2 и 0.4 мА.

Для аппроксимации кривой насыщения счётной характеристики была использована аналитическая функция «непродлевающегося» модели мёртвого времени, дополненная коэффициентом пропорциональности  $k$ , который также учитывает неодинаковость каналов прототипа в режиме счёта гамма-квантов. Тогда модифицированная аналитическая формула модели «непродлевающегося» мёртвого времени имеет вид:

$$m = \frac{k \cdot n}{(1 + k \cdot n \cdot \tau)} \quad (5.1),$$

где  $\tau$  – мёртвое время канала, связанное с наложением импульсов,  $n$  – интенсивность реального потока в градациях серого,  $m$  – измеренное количество импульсов.

На рисунке 5.8 представлены счётные характеристики всех каналов прототипа «Хcounter», построенные по двум экспериментальным точкам: 0.2 и 0.4 мА (с учётом отношения интенсивностей в 1.9 раз), и точку (0;0). При этом количество импульсов, полученное при обработке «белого поля» в режиме 0.4 мА нормировалось на значение  $2^{16} - 1 = 65535$ , а для режима 0.2 на 34492 соответственно.

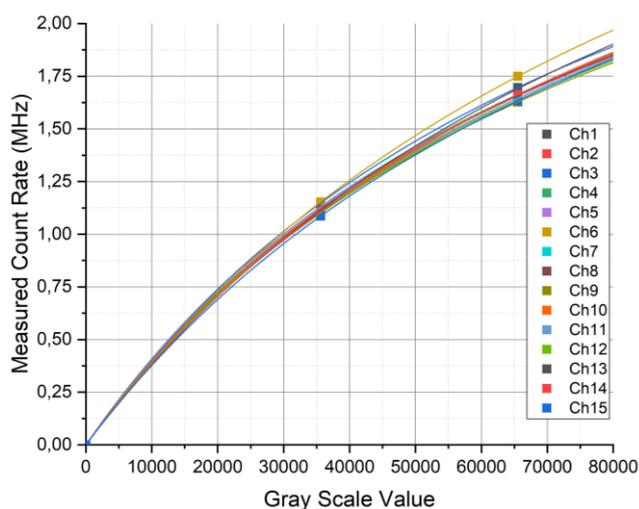


Рисунок 5.8. Кривые насыщения измеренного счёта импульсов в зависимости от нормированной 16-битной градации серого.

В таблице №9 приведены калибровочные параметры, полученные при аппроксимации функцией (5.1) счётной характеристики всех каналов прототипа «Xcounter» по «белому» полю (без ослабления объектом), которые линеаризуют счётную характеристику, при интенсивностях потока вызывающих многократные наложения импульсов.

Таблица №9. Калибровочные коэффициенты счётной характеристики всех каналов.

Парам. №	1	2	3	4	5	6	7	8
$\tau$ , нс	259	267	254	264	265	219	258	258
$k$ , $10^{-5}$	4.42	4.53	4.55	4.53	4.52	4.33	4.35	4.42
Парам. №	9	10	11	12	13	14	15	16
$\tau$ , нс	264	252	258	263	227	242	245	-
$k$ , $10^{-5}$	4.36	4.36	4.37	4.38	4.19	4.25	4.16	-

По полученным данным видно, что коэффициент пропорциональности  $k$  имеет небольшой разброс от канала к каналу и в среднем равен  $k = (4.4 \pm 0.1) \cdot 10^{-5}$ , а среднее значение мёртвого время для всех каналов прототипа равно  $\tau = (253 \pm 11)$  нс. Разброс значений мертвого времени от канала к каналу обусловлен различной шириной импульса для каждого из каналов. Разброс коэффициента  $k$  связан с неодинаковостью амплитудной шкалы каналов.

Для того чтобы наглядно показать связь мёртвого времени и длительности импульса на рисунке 5.8 представлена корреляционная функция между положительной длительностью импульса (после цифровой фильтрации) и мёртвым временем для всех каналов прототипа, представленными в таблице №9.

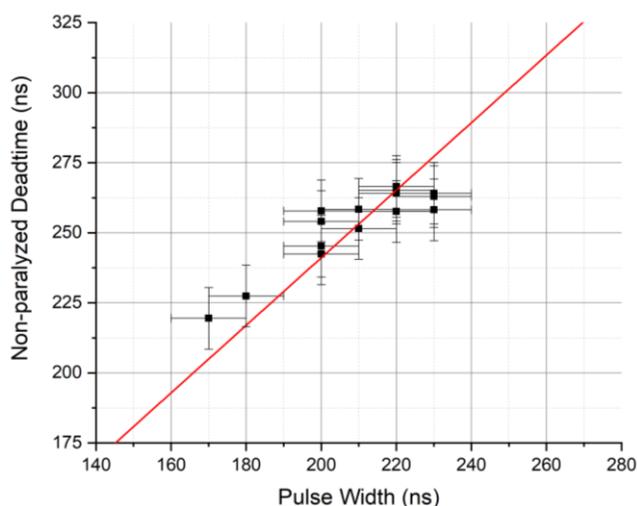


Рисунок 5.8. Зависимость мёртвого времени от длительности положительной части импульса.

Для проверки корректности восстановления счёта импульсов и калибровки, используя параметры из таблицы №9 и обратную к (5.1) функцию вида:

$$n = \frac{m}{k*(1-m*\tau)} \quad (5.2),$$

были получены распределения интенсивностей сигнала в градациях серого с использованием энергетических калибровок и порога дискриминации по счёту событий на уровне 20 кэВ для всех каналов прототипа «Хcounter» при детектировании излучения прошедшего через стальную пластину, толщиной 10.5 мм, для токов рентгеновской трубки 0.2 и 0.4 мА. На рисунке 5.9 приведены данные распределения.

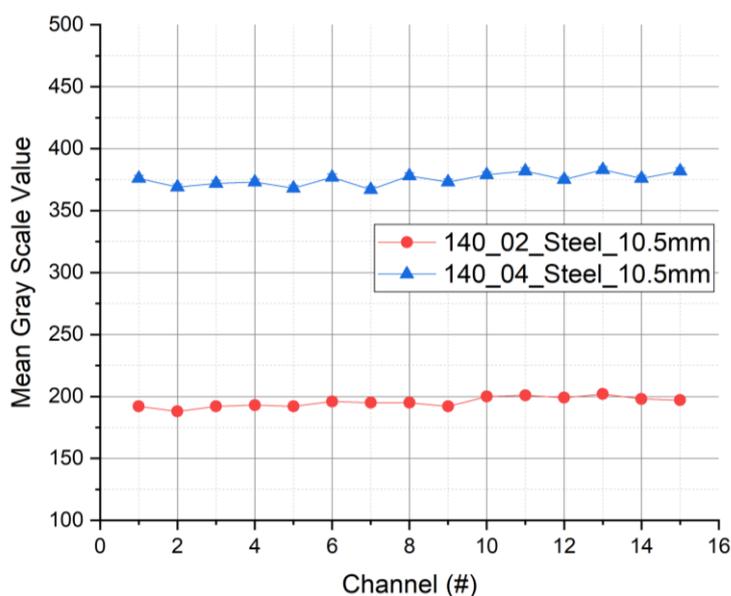


Рисунок 5.9. Распределение по счёту от канала к каналу после коррекции насыщения по «белому полю».

При этом отклонение от линейности для обоих наборов данных не превышает 2%.

Также, поскольку интенсивность входного потока рентгеновских гамма-квантов после прохождения через стальную пластинку можно оценить напрямую, так как такое излучения не создаёт многократных наложений детектируемых импульсов, то после коррекции на нелинейность по счёту, исходя из численного отношения градаций серого цвета, соответствующих излучению, прошедшего через стальную пластину и исходному излучению рентгеновской трубки УПДЧ «Хомоскан» («белое поле»), можно сделать оценку интенсивности потока исходного излучения на поверхности детектора.

Скорость счёта на один канал детектора при регистрации излучения прошедшего стальную пластинку 10.5 мм составляет  $(16.5 \pm 0.5) * 10^3 \text{ с}^{-1}$ , что с учётом отношения соответствующих градаций серого  $175 \pm 2$  раза соответствует скорости счёта по «белому полю» на уровне  $(2.9 \pm 0.1) * 10^6 \text{ с}^{-1}$ .

### ***Выводы к главе 5***

В ходе анализа данных экспериментальных измерений с использованием алгоритмов цифровой фильтрации было получено среднее энергетическое разрешение равное  $34 \pm 1 \%$  (59.6 кэВ,  $^{241}\text{Am}$ ) для всех 15 каналов прототипа «Xcounter», а также показана стабильность среднего значения сигналов в пределах 1.5% в диапазоне  $25 \pm 3$  градуса Цельсия.

Для учёта нелинейности амплитудной шкалы в области 0-100 кэВ и перевода амплитуды импульсов каждого канала прототипа «Xcounter» в энергетические единицы (кэВ) в ходе измерений на производстве ООО СКБ «Медрентех» был использован стальной фильтр, толщиной 10.5 мм, позволяющий получить одинаковый спектральный отклик на всех каналах.

Кроме того, была проведена коррекция насыщения счётной характеристики каждого канала прототипа с помощью «непродлевающейся» модели мёртвого времени при облучения его исходным спектром рентгеновской трубки («белое поле»). В процессе линеаризации отклик каждого канала был переведен в 16-битную градации серого цвета так, что средний отклик по счёту для стандартного анодного тока рентгеновской трубки УПДЧ «Хомоскан» соответствовал значению  $2^{16}$ . При этом разброс счёта от канала к каналу при регистрации излучения в линейном режиме не превышает 2%.

С помощью линеаризации счётной характеристики и известной интенсивности потока гамма-квантов в отсутствии многократных наложений импульсов была проведена оценка на скорость счёта (интенсивность), соответствующую «белому полю», которая составила  $(2.9 \pm 0.1) * 10^6 \text{ с}^{-1}$ .

## Глава 6. Восстановление рентгеновских изображений тест-объектов с помощью прототипа «Xcounter» и УПДЧ «Хомоскан»

### 6.1. Условия проведения эксперимента

Для сравнительных измерений тест-объектов (фантома) в соответствии с ГОСТ [14] один из модулей детекторной системы УПДЧ «Хомоскан» был заменен прототипом «Xcounter». Вся линейка сцинтилляционных детекторов прототипа была выровнены по уровню детекторной системы «Хомоскан», а сцинтилляторы прототипа «Xcounter» подобно сцинтилляторам «Хомоскан» были расположены длинной стороной (5 мм) в направлении сканирования, или перпендикулярно направлению распространения рентгеновского излучения. Процедура сканирования схематично представлена на рисунке 6.1.

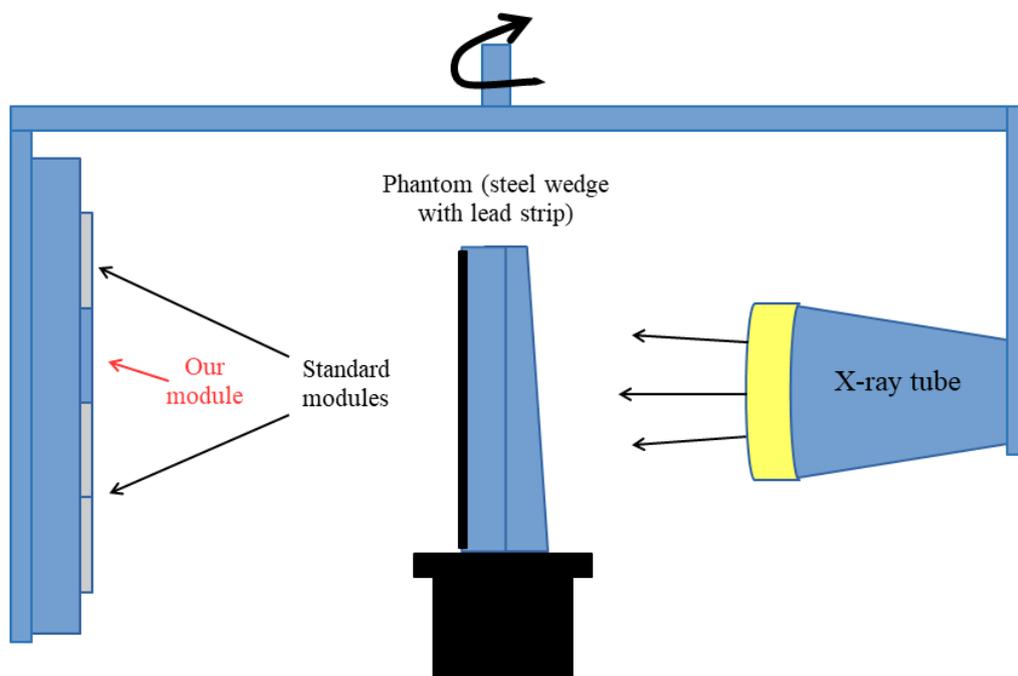


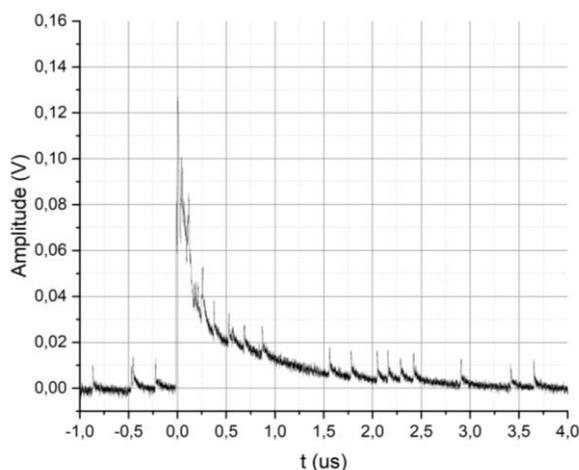
Рисунок 6.1. Процесс сканирования.

Вертикальный размер пикселя, получаемый на изображении с помощью прототипом «Xcounter», определялся шагом 6-канальных линеек SiPM и составил 4 мм. Горизонтальный размер пикселя устанавливался через пользовательский интерфейс программы обработки данных, для получения сравнимых с УПДЧ «Хомоскан» результатов. Поэтому при анализе данных использовалось временное окна длительностью 6 мс что соответствовало горизонтальному размеру пикселя изображения 1.5 мм.

Так как система набора данных прототипа «Xcounter» имела только 4 аналоговых входа для 15 действующих каналов фронт-энд электроники, соответствующих отдельным детекторам, то необходимо было повторять измерения в одном положении фантома 4 раза, подключая соответствующие каналы поочередно к входам DAQ, для сбора данных со всех 15 каналов прототипа. Стоит отметить, что в поле зрения 15 каналов умещалось 2 полных ступени стального клина. Поэтому для сбора данных со всех интересующих ступеней клина, а именно с 1 по 9 ступени, фантом перемещался вертикально 5 раз относительно положения прототипа «Xcounter» в детектирующей системе УПДЧ «Хомоскан» без прецизионной точности с использованием сопутствующих подсобных подставок. Это привело к тому, что все наборы данных, соответствующие разным положениям фантома относительно прототипа, были сдвинуты относительно друг друга на неопределённое расстояние и соединялись в «ручном» режиме перед «оффлайн» анализом.

## ***6.2. Влияние послесвечения сцинтиллятора при сканировании «плотных» структур в токовом режиме работы и его коррекция***

Как было сказано в главе 1, одним из важнейших преимуществ счётного режима является значительное уменьшение влияние послесвечения сцинтиллятора на получаемое рентгеновское изображение объекта в областях, связанных с резким переходом с потоков высокой интенсивности («белого поля») на потоки в 10-1000 раз более низкие, или, другими словами, после перехода сканирующей системы с воздуха на плотный объект. Послесвечение сцинтиллятора, как правило, не содержит отдельных многофотонных импульсов, сравнимых по амплитуде с энерговыделением гамма-квантов, а испускается в виде отдельных оптических фотонов, задержанных на энергетических ловушках сцинтиллятора, имеющих значительно более долгие времена жизни по сравнению со основным высвечиванием. Поэтому в токовом режиме, стандартном для всех современных УПДЧ, послесвечение, имеющее временные компоненты длительностью более 1/3-1/2 длительности времени интегрирования, будет заметно на изображении и проявится в качестве дополнительного спадающего фототока (рис. 1.4). Однако в счётном режиме, при хорошем амплитудном разрешении послесвечение может выглядеть, как показано на рисунке 6.2. Данная осциллограмма была получена цифровом осциллографе LeCroy 620Zi на использованных в прототипе сцинтилляторах GAGG и SiPM с усилителем Photonique AMP-0604 [123], после длительной засветки сцинтиллятора GAGG комнатным светом (эффект аналогичен возбуждению рентгеновским излучением в процессе сканирования).



*Рисунок 6.2. Импульсы отдельно работавших ячеек по сравнению со сцинтилляционным импульсом без дополнительной фронт-энд формировки (интегрирования).*

По рисунку 6.2 видно, что сцинтилляционный импульс, имеющий максимальную амплитуду сравнимую с 12 работавшими микроячейками SiPM, сильно зашумлён одноэлектронными сигналами.

Строго говоря, нельзя полностью избавиться от влияния эффекта послесвечения, так как даже, используя оптимально подобранный интегрирующий фильтр, «сглаживающий» одноэлектронные сигналы в постоянную составляющую пьедестала, амплитуда полезного сцинтилляционного импульса будет иметь вклад дополнительного флуктуирующего процесса (иначе говоря, дополнительного шум-фактора детектора), ухудшающего энергетическое разрешение.

Известно, что сцинтиллятор CsI(Tl) отличается высоким вкладом амплитуды послесвечения в сигнал, что и в настоящее время является актуальным предметом исследований [27-29]. Это было подтверждено при анализе изображений, полученных на УПДЧ «Хомоскан», было обнаружено существенное влияние послесвечения на тест-объект – стальной клин, необходимый для определения проникающей способности системы. Поэтому для корректного сравнительного анализа рентгеновских изображений клина, полученных на УПДЧ «Хомоскан» и прототипе «Хcounter», было проведена дополнительная предварительная обработка изображений клина, полученных на УПДЧ «Хомоскан», для искусственного уменьшения влияния послесвечения CsI(Tl) в токовом режиме работы. Исходное изображение тест-объекта клин, полученное на УПДЧ «Хомоскан», представлено на рисунке 6.3 в сравнении с изображением после цифровой коррекции, где яркость пикселя выражена в значениях градаций серого цвета (Gray Scale Value).

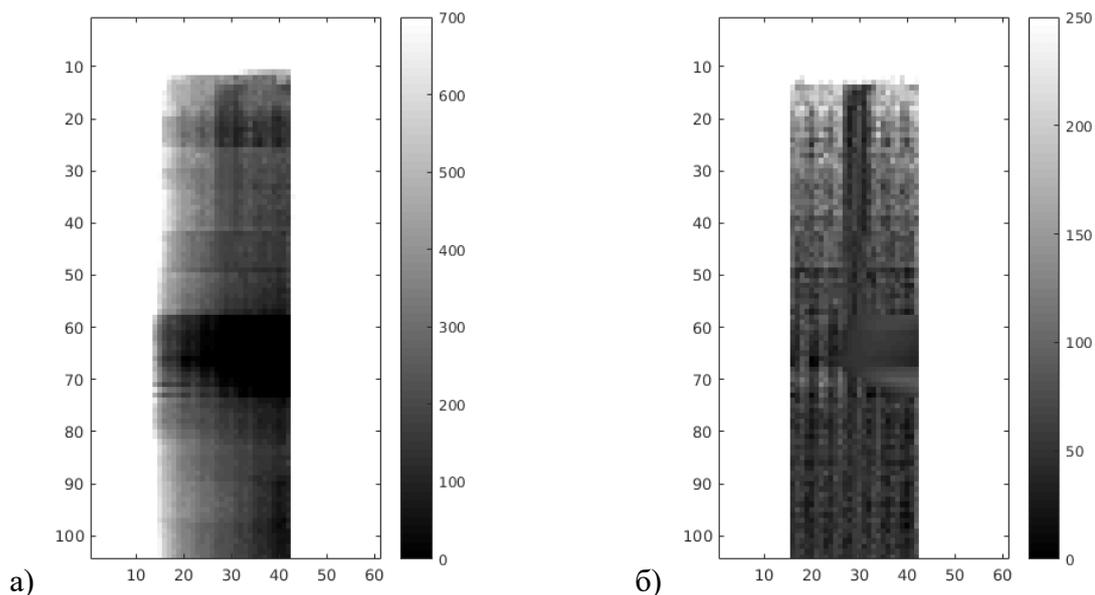


Рисунок 6.3. а) Исходное изображение тест-объекта клин, полученное на УДПЧ «Хомоскан»; б) после цифровой коррекции на послесвечение сцинтиллятора.

Для коррекции послесвечения были использованы априорно известные данные о положении клина на изображении. Коррекция сигнала была сделана с помощью аппроксимации экспоненциальной функцией с постоянной составляющей затухающей части послесвечения сцинтиллятора в отклике каждого отдельного детектора для области изображения, содержащий стальной клин, и последующим вычитанием данной аналитической функции из всего отклика каждого детектора (весь горизонтальный ряд пикселей на изображение).

На рисунке 6.4 представлены отклики трёх детекторов, располагающихся в рядах 33-35 и регистрирующих излучение прошедшее клин на уровне третьей ступени (толщина 22 мм), до и после коррекции на послесвечение сцинтиллятора. Видно, что коррекции отклика детекторов довольно эффективно помогает избавиться от доминирующего экспоненциального влияния послесвечения сцинтиллятора над реальной контрастностью на конечном изображении. Однако проведение данной коррекции послесвечения для систем, работающих в токовом режиме невозможно реализовать в автоматическом режиме, так как заранее неизвестно расположение корректируемой области.

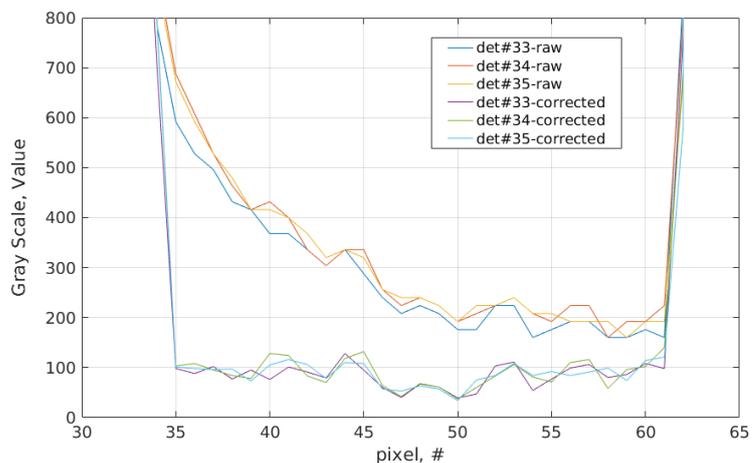


Рисунок 6.4. Профиль сигналов трёх детекторов: до и после коррекции на послесвечение сцинтиллятора.

Аналогичным образом выглядит ситуации с изображением стального клина, полученная на прототипе «Xcounter» в токовом режиме. Стоит отметить, что амплитуда послесвечения сцинтиллятора GAGG значительно ниже, как и временная компонента. На рисунке 6.5 представлено изображение стального клина, полученное на прототипе «Xcounter» в токовом режиме до и после коррекции на послесвечение.

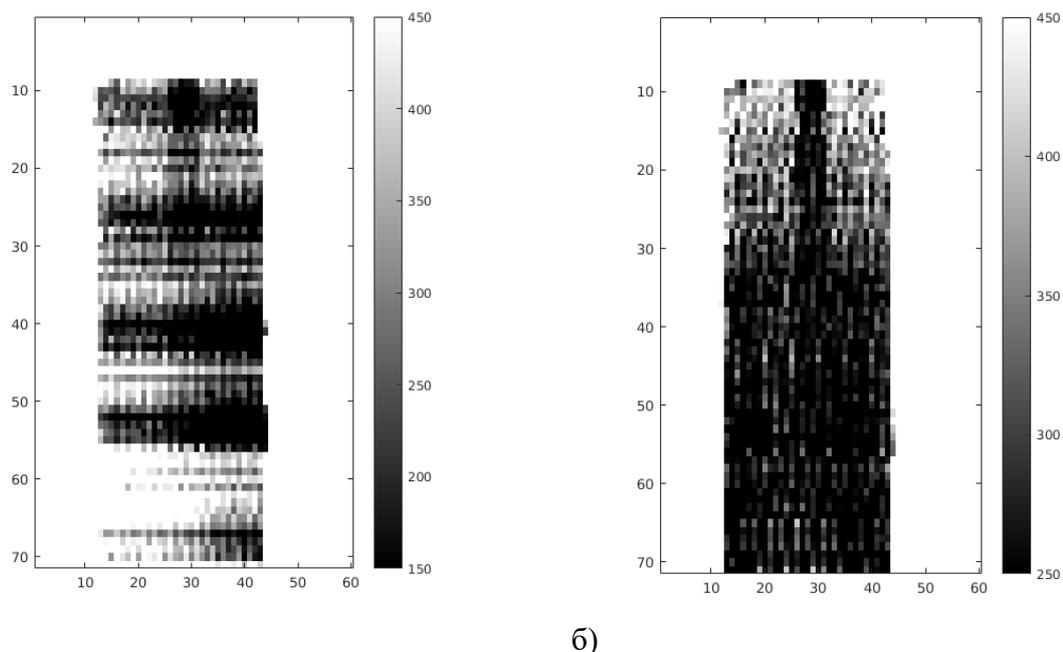


Рисунок 6.5. а) Исходное изображение тест-объекта клин, полученное на прототипе «Xcounter»; б) после цифровой коррекции на послесвечение сцинтиллятора.

На рисунке 6.6 представлено сравнение амплитуд сигналов детекторов 33-35 установки «Хомоскан» после коррекции с сопоставимыми детекторами прототипа «Хcounter» в относительных единицах при одинаковой толщине клина (22 мм).

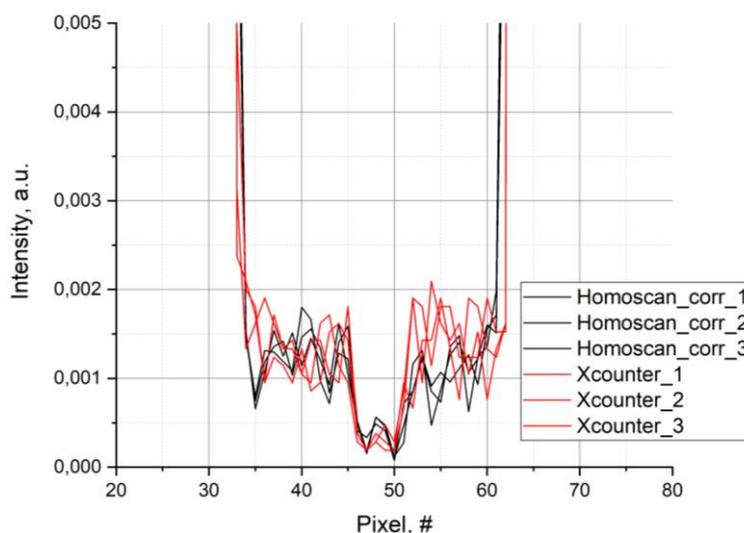


Рисунок 6.6. Профиль сигналов трёх детекторов после коррекции на послесвечение сцинтиллятора: чёрное – УПДЧ «Хомоскан», красное – прототип «Хcounter».

По рисунку 6.6 видно симметричность отклика детекторов «Хcounter» относительно свинцовой линейки и некоторую антисимметрию детекторов УПДЧ «Хомоскан», что обусловлено не идеальностью коррекции послесвечения с помощью одноэкспоненциальной зависимости.

Стоит также отметить, что такой коррекции данных УПДЧ «Хомоскан» было достаточно для дальнейшей численной оценки качества изображения с помощью отношения контраст-шум (CNR), а для надежности оценки CNR на изображениях, полученных на УПДЧ «Хомоскан», в качестве сигнала, прошедшего сталь, использовалась только правая часть клина после свинцовой полоски.

### 6.3. Измерения проникающей способности по стали в соответствии с ГОСТ Р 55249—2012

Для измерения проникающей способности разработанного прототипа «Хcounter» были проведено сканирование первых 9 ступеней стального клина. Данные измерения были проведены также и на эталонной УПДЧ «Хомоскан» для дальнейшего сравнительного анализа восстановленных изображений. Основной целью этого исследования было определение максимальной толщины клина, для которой возможно различить свинцовую

полоску. Кроме того, для сравнения проникающей способности прототипа «Хcounter» и системы «Хомоскан» были также проведены численные оценки отношения контраст-шум для каждой ступени клина.

Стоит отметить, что контрастность изображений структур, содержащих плотные материалы, такие как сталь и свинец определяется гамма-квантами высоких энергий рентгеновского спектра. Однако, исходя из теоретической формы рентгеновского спектра (рис. 1.2), видно, что высокоэнергетические фотоны составляют лишь маленькую долю от общего числа квантов. Поэтому при визуализации плотных объектов (содержащих элементы с большим  $Z$ , т.е. в случае клина - сталь и свинец) часть зарегистрированных гамма-квантов, прошедших через него, будет соответствовать рассеянной (или фоновой) компоненте исходного излучения рентгеновской трубки.

Для наглядного сравнения полученных экспериментальных и модельных данных на рисунке 6.7 представлены полученные энергетические распределения рентгеновских гамма-квантов, прошедших через различные ступени стального клина.

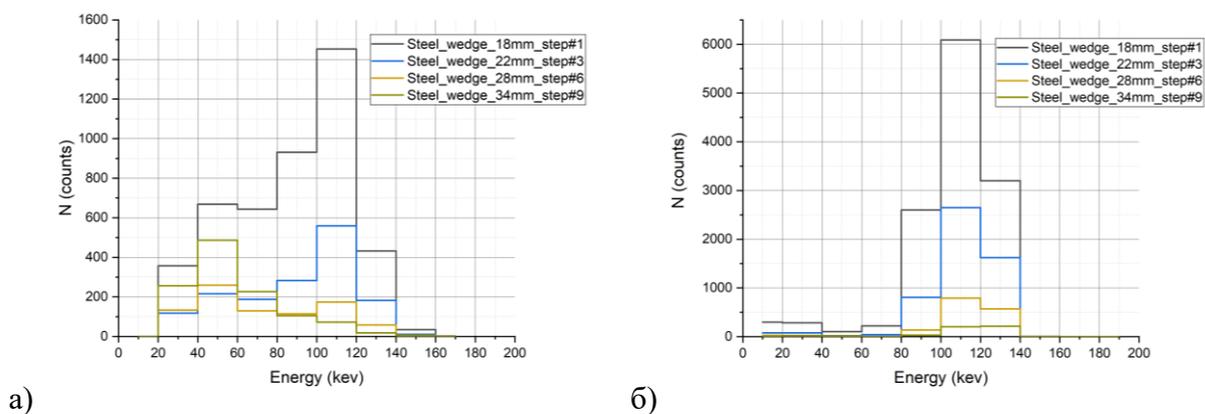


Рисунок 6.7. а) Экспериментальные и б) модельные энергетические спектры, излучения прошедшего сталь различной толщины (ступени клина).

По экспериментальным спектрам на рисунке 6.7(а) видно преобладание фоновой компоненты в низкоэнергетическом диапазоне, особенно для спектров, соответствующих большим толщинам стального клина (ступени 6-9). На модельных данных (рисунок 6.7(б)) основная часть спектра лежит в области 80-140 кэВ и низкоэнергетическая компонента обусловлена статистикой комптоновского рассеяния на сцинтилляторе рассеянного излучения. Поэтому, можно сделать вывод, что для экспериментальных спектров часть рентгеновских фотонов низкой энергии (с энергией ниже  $\sim 80-100$  кэВ) обусловлена рассеянным излучением. Это говорит о том, что в геометрии, использованной в моделировании, отсутствует источник фонового излучения, наблюдаемый в реальном

эксперименте, а также то, что природа данной компоненты излучения в большей степени не связана с рассеянием гамма-квантов на исследуемом объекте.

Поэтому с учётом того, что программное обеспечение позволяет определять энергию каждого отдельного гамма-кванта, то дальнейшая обработка экспериментальных данных проводилась с дискриминацией низкоэнергетической части спектров в двух спектральных окнах, без коррекции насыщения по счёту на «белом поле» и перевода в безразмерную шкалу градаций серого цвета: с отбором событий с энергией выше 20 кэВ и с энергией выше 100 кэВ. Таким образом, спектральная энергетическая чувствительность прототипа «Xcounter» эффективно заменяет двухпроекционные системы, работающие в интегрально-токовом режиме.

Хотя весь стальной клин имеет 13 ступеней, в ходе измерений было отсканировано только девять из них, так как количество зарегистрированных рентгеновских фотонов, прошедших через 9-ую ступень, составляет в среднем менее одного события в течение 6 мс временного окна.

На рисунках 6.8(а,б) представлены результаты вычислений среднего значения количества гамма-квантов, прошедших через соответствующую ступень стального клина. Данные получены при облучении клина рентгеновским излучением в режимах 0.2 и 0.4 мА и обработаны с использованием двух энергетических порогов дискриминации гамма-квантов: 20 кэВ (рис. 6.8(а)) и 100 кэВ (рис. 6.8(б)). Для сравнения на графике также приведены кривые, соответствующие моделированию с эффективной дозой 0.3 мкЗв и подобранной по совпадению с экспериментальными результатами (при пороге 100 кэВ) кривой для эффективной дозы 0.24 мкЗв.

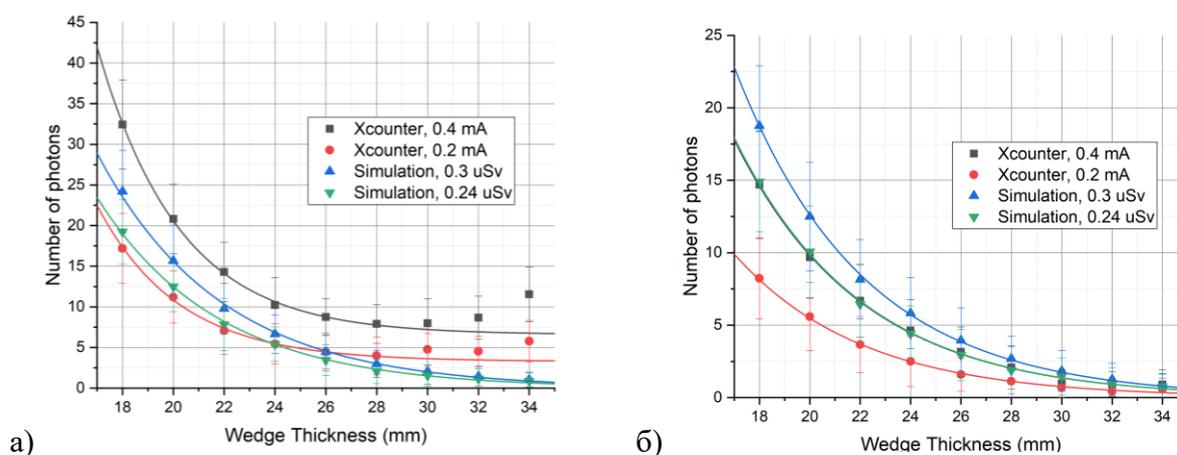


Рисунок 6.8. Экспериментальные и модельные зависимости среднего количество гамма-квантов, прошедших сталь, от толщины стали для различного порога дискриминации:

а) 20 кэВ, б) 100 кэВ.

По рисунку 6.8(а) видно, что с отбором событий выше 20 кэВ экспоненциальный спад сигнала выходит на некоторый фоновый уровень и даже начинает увеличиваться после последних ступеней клина. При этом хорошо видно, что экспериментальные кривые количества гамма-квантов в зависимости от толщины стали плохо совпадают с данными моделирования (0.3 мкЗв) при работе с полным спектром при пороге 20 кэВ из-за различий в низкоэнергетической области (от 25 до 50 %). Однако, также видно хорошее совпадение экспериментальной кривой для режима 0.4 мА при отборе событий с порогом 100 кэВ с данными моделирования при эффективной дозе 0.24 мкЗв. Таким образом, невозможно с высокой точностью оценить реальную дозовую нагрузку УДПЧ «Хомоскан» за одно сканирование в режиме 0.4 мА. Поэтому исходя из сертификации данной установки в соответствии с нормами СанПиН [5] и ограниченной точности экспериментальных измерений, для упрощения всех дальнейших численных оценок режим 0.4 мА считался эквивалентен эффективной дозе 0.3 мкЗв.

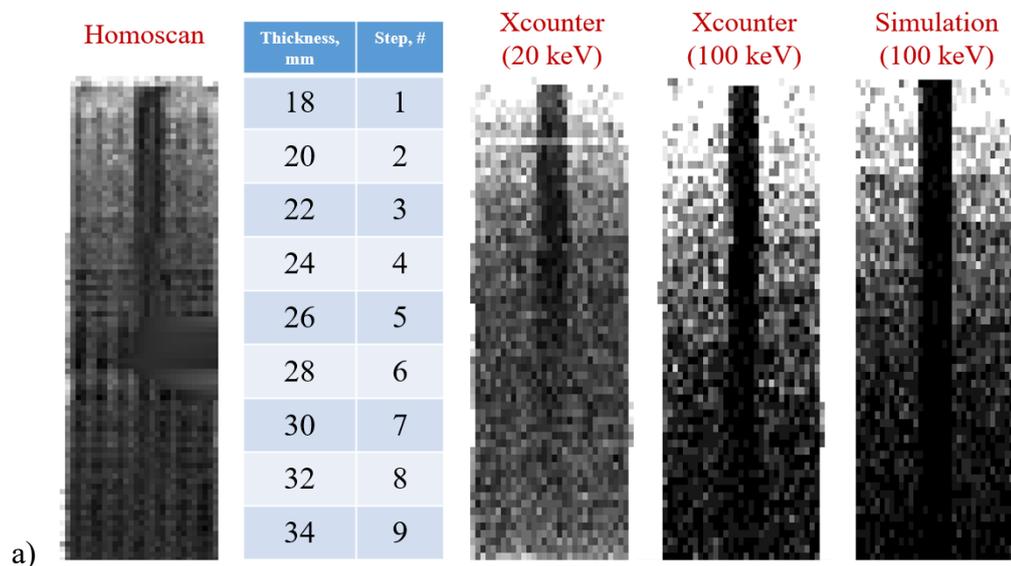
При этом длина поглощения, полученная из экспоненциальной аппроксимации при пороге 100 кэВ, составляет  $5.1 \pm 0.3$  мм, что попадает в диапазон табличных данных по данной величине для энергий 80-100 кэВ [124]. Как видно по форме кривой, аналогичная ситуация с фоновой компонентой излучения наблюдается и для режима 0.2 мА.

Кроме того, из отношения амплитудных коэффициентов, полученных из экспоненциальной аппроксимации экспериментальных данных, был ещё раз вычислен коэффициент уменьшения интенсивности при переходе от режима 0.4 мА к режиму 0.2 мА. Вычисление данного коэффициента также совпадает с предыдущими оценками:  $1.9 \pm 0.1$ . Таким образом, далее режим 0.2 мА считался эквивалентным эффективной дозе  $\approx 0.15$  мкЗв.

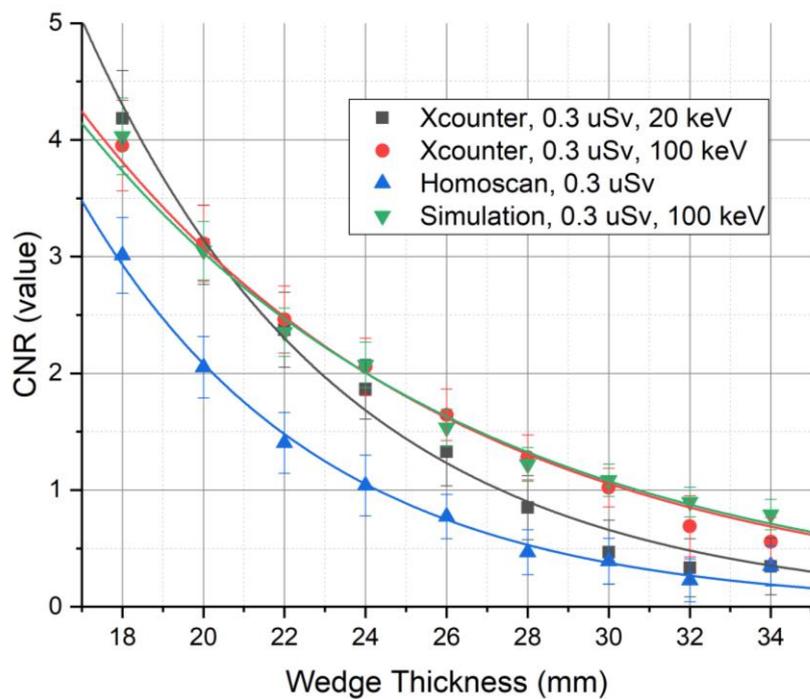
На рисунке 6.9 (а) представлены полученные изображения клина (1 – 9 ступени):

- а) УДПЧ «Хомоскан» (токовый режим);
- б) прототип «Хcounter» (счётный режим с порогом 20 кэВ);
- в) прототип «Хcounter» (счётный режим с порогом 100 кэВ);
- г) Моделирование (счётный режим с порогом 100 кэВ);

а на рисунке 6.9(б) соответствующие данным изображениям кривые зависимости CNR как функции толщины ступеней стального клина. Методика измерения CNR на основе вычисления  $\mu_1$ ,  $\sigma_1$ ,  $\mu_2$  и  $\sigma_2$  для экспериментальных данных, полученных при сканировании стального клина описана в главе 3. Для удобства сравнения результатов зависимости CNR от толщины стали аппроксимированы экспоненциальными функциями.



a)



б)

Рисунок 6.9. а) Изображения стального клина со свинцовой линейкой полученные при эффективной дозе 0.3 мкЗв на УПДЧ «Хомоскан», прототипе «Xcounter» при пороге дискриминации 20 и 100 кэВ и из моделирования при пороге 100 кэВ; б) соответствующие зависимости отношения контраст-шум (CNR) от толщины ступеней стального клина.

График на рисунке 6.9(а) показывает, что прототип «Xcounter», основанный на SiPM и быстром сцинтилляторе GAGG, работающий в счетном режиме с возможностью энергетической селекции, превосходит с точки зрения качества изображения эталонную УПДЧ «Хомоскан» на основе pin-фотодиода со сцинтиллятором CsI(Tl), работающую в токовом режиме.

Разработанный прототип детекторного модуля «Xcounter» достигает  $CNR = 1$  для свинцовой полосы на стальном клине на 7-ой ступени (30 мм) в сравнении с аналогичными характеристиками для эталонной системы «Хомоскан» на 4-ой ступени (24 мм). При этом значения  $CNR$  полученные на экспериментальных данных хорошо совпадают с модельными результатами.

На рисунке 6.10 представлены изображения, полученный при облучении рентгеновским излучением с эффективной дозой 0.15 мкЗв.

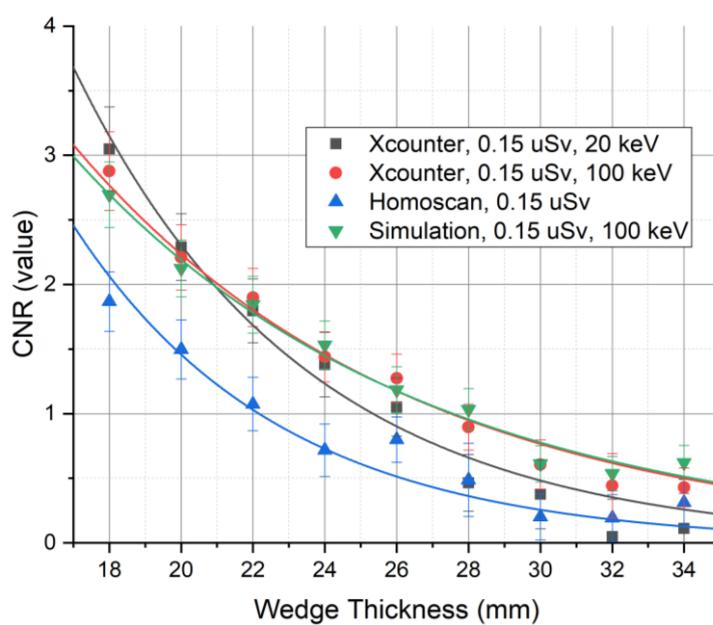
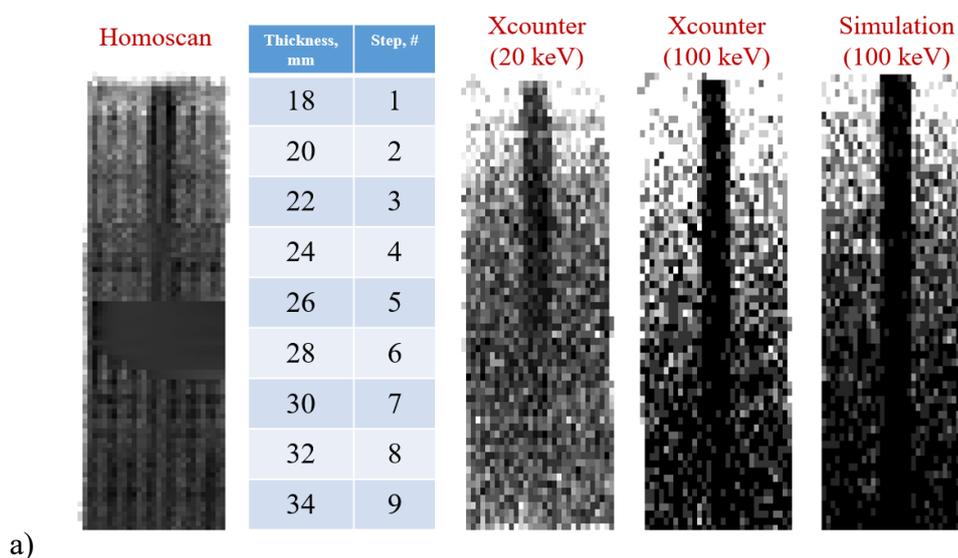


Рисунок 6.10. а) Изображения стального клина со свинцовой линейкой полученные при эффективной дозе 0.15 мкЗв на УПДЧ «Хомоскан», прототипе «Xcounter» при пороге дискриминации 20 и 100 кэВ и из моделирования при пороге 100 кэВ; б) соответствующие зависимости отношения контраст-шум ( $CNR$ ) от толщины ступеней стального клина.

Как следует из соотношения (2.48) величина эффективной дозы  $N_{\text{eff}}$  пропорциональна квадрату CNR, поэтому по результатам сравнения проникающей способности по стали, полученных на УПДЧ «Хомоскан» и прототипе детекторного модуля «Xcounter», численно определяемых по отношению контраст-шум на изображении между областью интереса, содержащей только сигнал от стали, и областью, содержащей сигнал от стали и свинца, можно сделать вывод о возможном кратном понижении дозовой нагрузки в УПДЧ «Хомоскан» в режиме 140 кВ при использовании вместо стандартной детекторной системы – линейки детекторов, аналогичной прототипу «Xcounter», работающих в счётном режиме, за счёт уменьшения величины тока рентгеновской трубки, и соответственно интенсивности излучения.

Кратность возможного понижения дозы можно оценить, как квадрат отношения величин CNR для ступени толщиной 22 мм (ГОСТ [14]), полученных на прототипе «Xcounter» с порогом 100 кэВ и УПДЧ «Хомоскан». На рисунке 6.11 представлено CNR в зависимости от толщины ступени клина, полученное на прототипе «Xcounter» с порогом 100 кэВ при эффективных дозах 0.3 и 0.15 мкЗв.

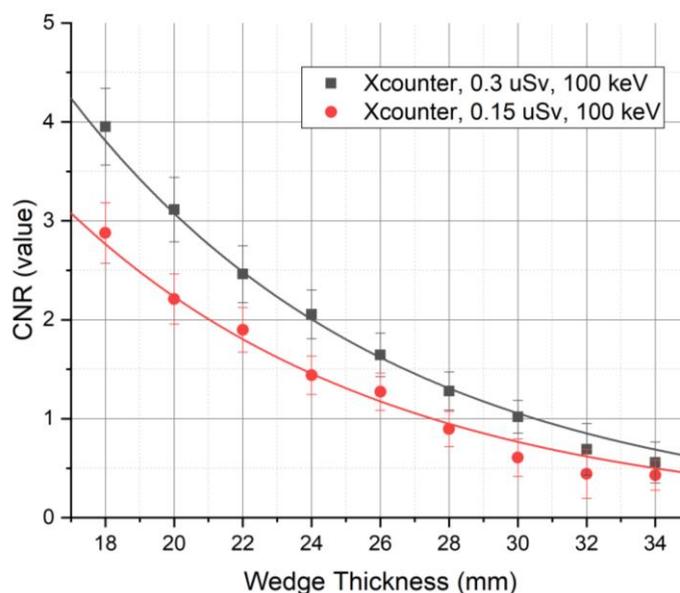


Рисунок 6.11. Кривые зависимости CNR от толщины ступеней стального клина, полученные по изображениям на прототипе «Xcounter» при различной эффективной дозе.

По рисунку 6.11 видно, что:

$$CNR(22 \text{ mm}; 0.3 \text{ μSv})^2 \approx 6.3 \pm 0.6 \quad (6.1).$$

То есть, понижение относительно эффективной дозы 0.3 мкЗв возможно в  $6.3 \pm 0.6$  раз до уровня  $CNR = 1$ .

Другим экспериментальным подтверждением данной оценки также является, что при уменьшении интенсивности потока в 1.9 раз, отношение квадратов CNR также уменьшается в данное число раз:

$$\left(\frac{CNR(22\text{ mm}; 0.3\text{ uSv})}{CNR(22\text{ mm}; 0.15\text{ uSv})}\right)^2 \approx 1.9 \pm 0.5 \quad (6.2).$$

Однако для окончательной оценки о возможной кратности понижения дозовой нагрузки необходимо оценить ухудшение визуализации полупрозрачных объектов.

#### ***6.4. Измерения предельного контраста по медной проволоке в соответствии с ГОСТ Р 55249—2012***

В разработанном прототипе было реализовано два метода получения изображений объектов, слабо ослабляющих рентгеновское излучение (обеспечивающих высокую интенсивность потока на уровне «белого» поля). Один из них заключается в параллельном использовании изображений, полученных в токовом режиме, аналогичном стандартному режиму УПДЧ «Хомоскан». Другой метод связан с использованием параметров, полученных в ходе калибровки счетной характеристики для коррекции насыщения по счёту рентгеновских гамма-квантов по всем интенсивностям в диапазоне от «темнового» поля (поля темнового тока) до «белого» поля (параграф 5.2).

##### *6.4.1 Использование токового режима работы прототипа «Xcounter» при регистрации рентгеновского излучения высокой интенсивности*

Для реализации токового режима работы в отличие от счетного режима в течение так называемого окна (временной длительности пикселя изображения) амплитуда всех точек оцифрованной осциллограммы усредняется, или другими словами интегрируется, тем самым эффективно измеряя средний ток за время интегрирования. Таким образом в течение каждых 6 мс, происходит измерение тока, текущего через фотодетектор. Для получения изображений в токовом режиме были использованы те же самые данные, которые использовались для счётного режима работы. Для выравнивания фототоков, текущих через детекторы прототипа «Xcounter», в шкалу 16-битной градации серого цвета и получения однородного изображения использовался отклик каждого детектора на «белое поле» в

области без исследуемого объекта (усредненный по 100 пикселям) и отклик детектора на «чёрное поле» после изображения (темновой ток, усредненный по 30 пикселям). Нормировка интенсивности каждого пикселя производилась по следующей формуле:

$$C_{ij} = \frac{I_{ij} - D_i}{W_i - D_i} * (2^{16} - 1) \quad (6.3),$$

где  $C_{ij}$  – значение пикселя в градациях серого (0-65535),  $I_{ij}$  – значение пикселя в абсолютном значении среднего тока,  $D_i$  – средний темновой ток детектора («чёрное поле»),  $W_i$  – средний фототок детектора, соответствующий исходному спектру рентгеновского излучения трубки («белое поле»).

Согласно ГОСТ [14] на изображение тест-объекта сканирующая система должна позволять визуализировать медную проволоку с диаметром 0.15 мм, что в случае использованного в измерениях тест-объекта соответствует 3 проволоке. На рисунке 6.12 представлены изображения тест-объекта, полученные в токовом режиме работы детектора на установке «Хомоскан» и прототипе «Хcounter» для эффективной дозы 0.3 мкЗв.

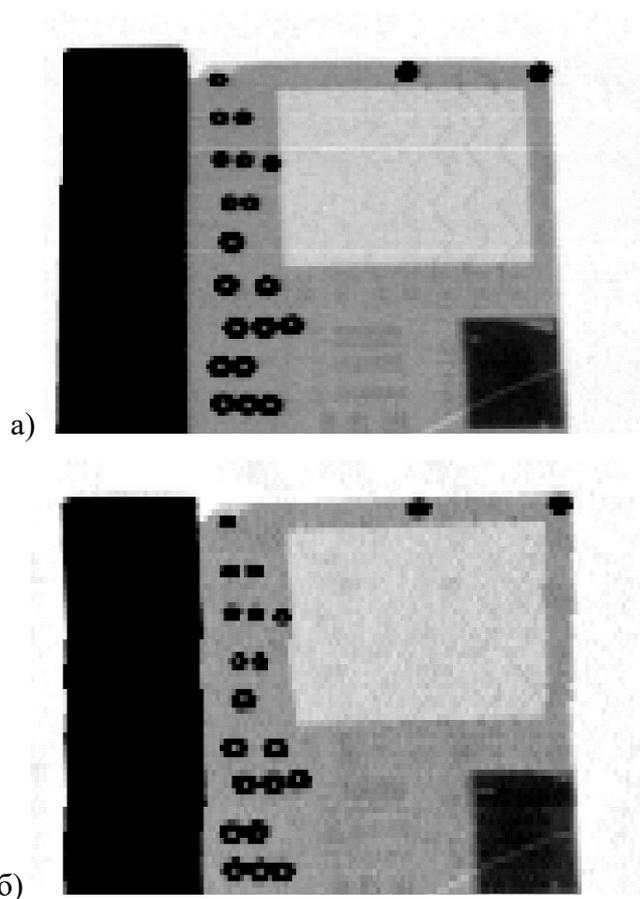
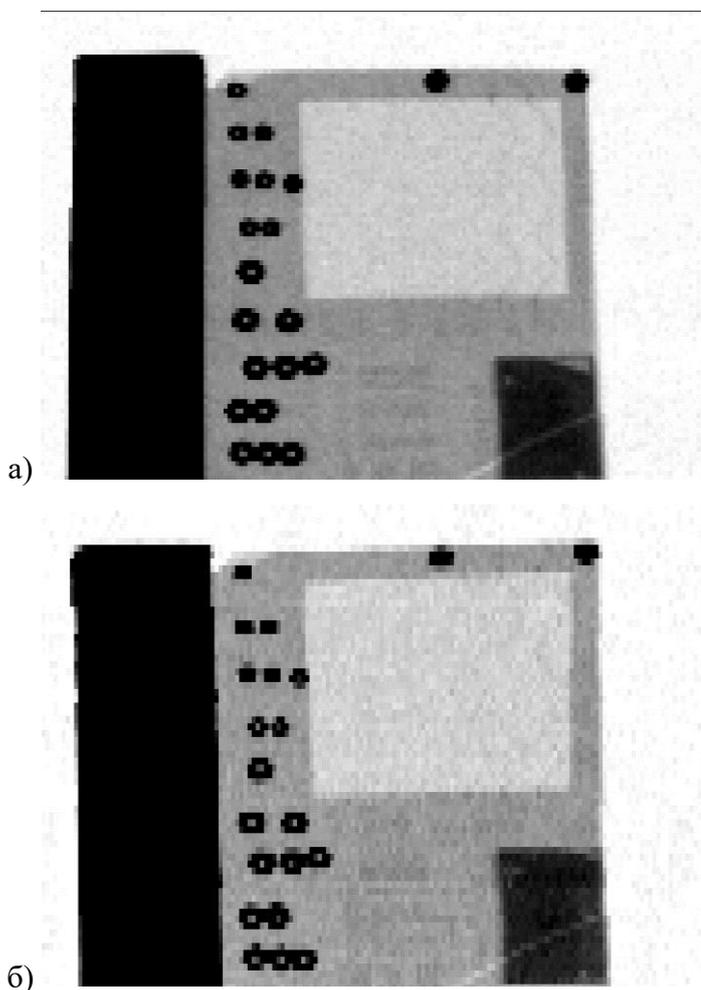


Рисунок 6.12. Изображения тест-объекта, полученное на УПДЧ «Хомоскан» (а) и прототипе «Хcounter» в токовом режиме (б) для дозы 0.3 мкЗв.

Видно, что изображение тест-объекта в токовом режиме для прототипа «Xcounter» по однородности изображения находится на одном уровне с изображением УПДЧ «Хомоскан», однако визуализации медных проволок практически отсутствует (рис. 6.12(б)), и четко наблюдается только проволока диаметром 0.20 мм. На изображение, полученном на УПДЧ «Хомоскан» (рис. 6.16(а)) чётко визуализируются три проволоки с диаметрами 0.20 мм, 0.18 мм и 0.16 мм. На рисунке 6.13 приведены аналогичные изображения исследуемых тест-объектов при эффективной дозе 0.15 мкЗв.



*Рисунок 6.13. Изображения тест-объекта, полученные на УПДЧ «Хомоскан» (а) и прототипе «Xcounter» в токовом режиме (б) при токе трубки 0.2 мА.*

На изображение, полученном на УПДЧ «Хомоскан» (рис. 6.13(а)), визуализируются две медные проволоки в отличие от изображения, полученного на прототипе «Xcounter» в токовом режиме работы.

Одной из причин худшего качества изображения в токовом режиме прототипа «Xcounter» в сравнении с УПДЧ «Хомоскан» может быть насыщение кремниевых фотоумножителей в токовом режиме и как следствие некорректность нормировки по

формуле (6.4). Для того, чтобы проверить линейность кремниевых фотоумножителей в токовом режиме были получены распределения градаций серого для приведенных на рисунках 6.12 и 6.13 изображений. Наглядное соответствие пиков на данном распределении и областей (материалам) на изображение представлено на рисунке 6.14.

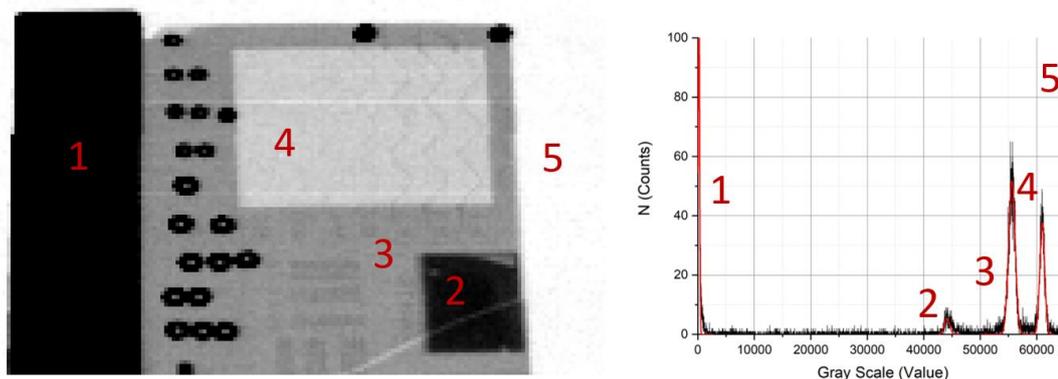


Рисунок 6.14. Изображение тест-объекта и соответствующее ему распределение градаций серого цвета.

На изображение тест-объекта (рис. 6.14) выделены 5 полей: 1 – «чёрное поле», обусловленное темновым током близкими к нему значениями в области структуры клин; 2 – объект из органики на стеклотекстолитовой плате; 3 – стеклотекстолитовая плата, толщиной около 3 мм; 4 – оргстекло толщиной около 2.5 мм; 5 – «белое поле» (среднее значение 65535), обусловленное исходным рентгеновским излучением трубки. В таблице №10 представлены полученные значения в 16-битной градации серого цвета.

Таблица №10. Величина тока, соответствующая различным материалам в шкале серого.

Область	Хомоскан		Хcounter	
	0.4 мА (0.3 мкЗв)	0.2 мА (0.15 мкЗв)	0.4 мА (0.3 мкЗв)	0.2 мА (0.15 мкЗв)
№1	203	220	276	426
№2	44088	44082	45000	45000
№3	55605	55425	56652	56586
№4	60974	60798	61426	61363
№5	65535	65535	65535	65535

На рисунке 6.15 представлены графики корреляционных функций между градациями серого для одинаковых областей при эффективных дозах 0.3 и 0.15 мкЗв за одно сканирование для УПДЧ «Хомоскан» и прототипа «Хcounter».

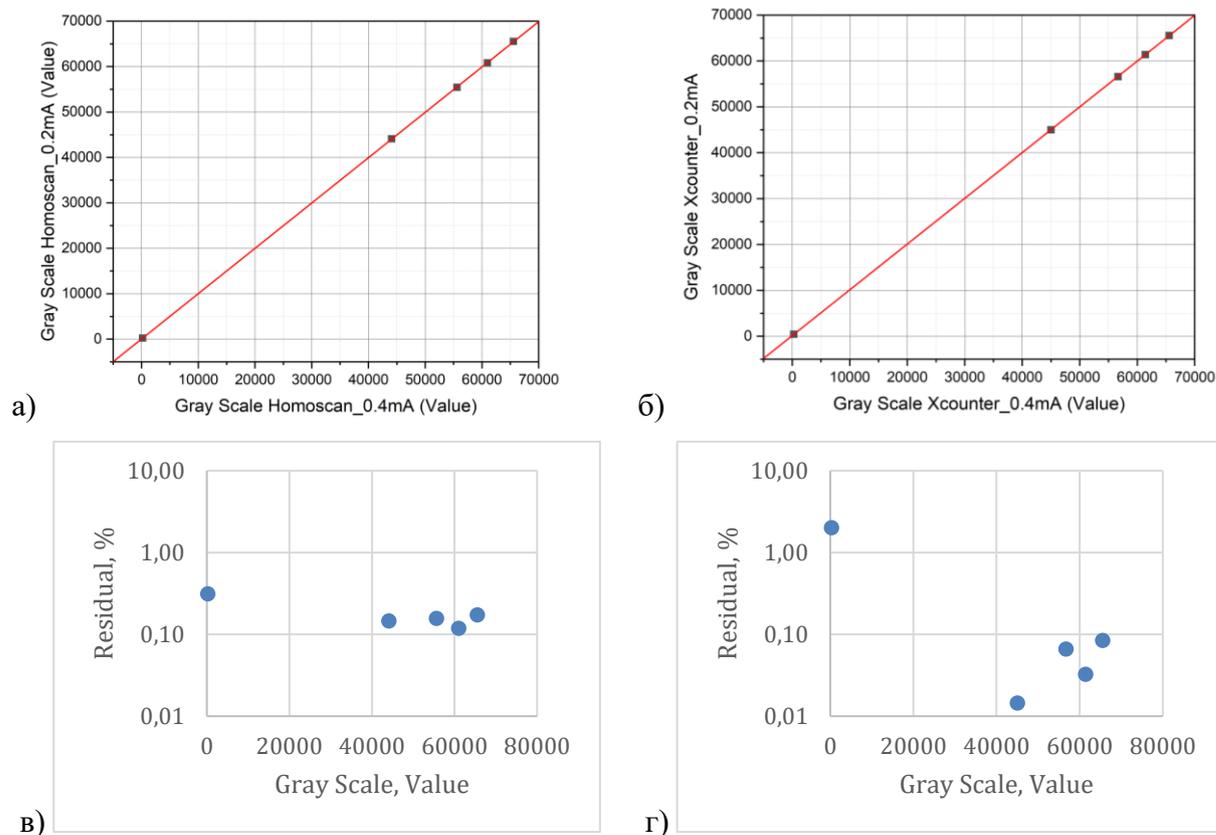


Рисунок 6.15. Соотношение сигналов при дозах 0.3 и 0.15 мкЗв для УПДЧ «Хомоскан» (а) и прототипа «Хcounter» (б) их отклонения от линейной аппроксимации в) и г).

Видно, что при изменении интенсивности в 1.8 раза, сохраняется корреляция сигнала, что говорит о линейной работе обеих систем в токовом режиме. Однако, УПДЧ «Хомоскан» является априори линейной системой из-за отсутствия насыщения сигнала рпн-фотодиодов, поэтому на рисунке 6.16 представлены корреляционные функции между двумя системами при одинаковых токах рентгеновской трубки, где в качестве линейной оси X, используются значения, соответствующие УПДЧ «Хомоскан».

По графикам на рисунке 6.16 видно, что при значениях сигнала на УПДЧ «Хомоскан» в области выше 55000 наблюдается отклонение корреляционной функции от линейности. Однако, такая зависимость повторяется для обеих дозовых нагрузках 0.3 и 0.15 мкЗв, а значит не обусловлена насыщением кремниевого фотоумножителя, а вызвана насыщением аналогово-цифровых преобразователей платы Spectrum для использованной в ходе измерений величины амплитудной развёртки.

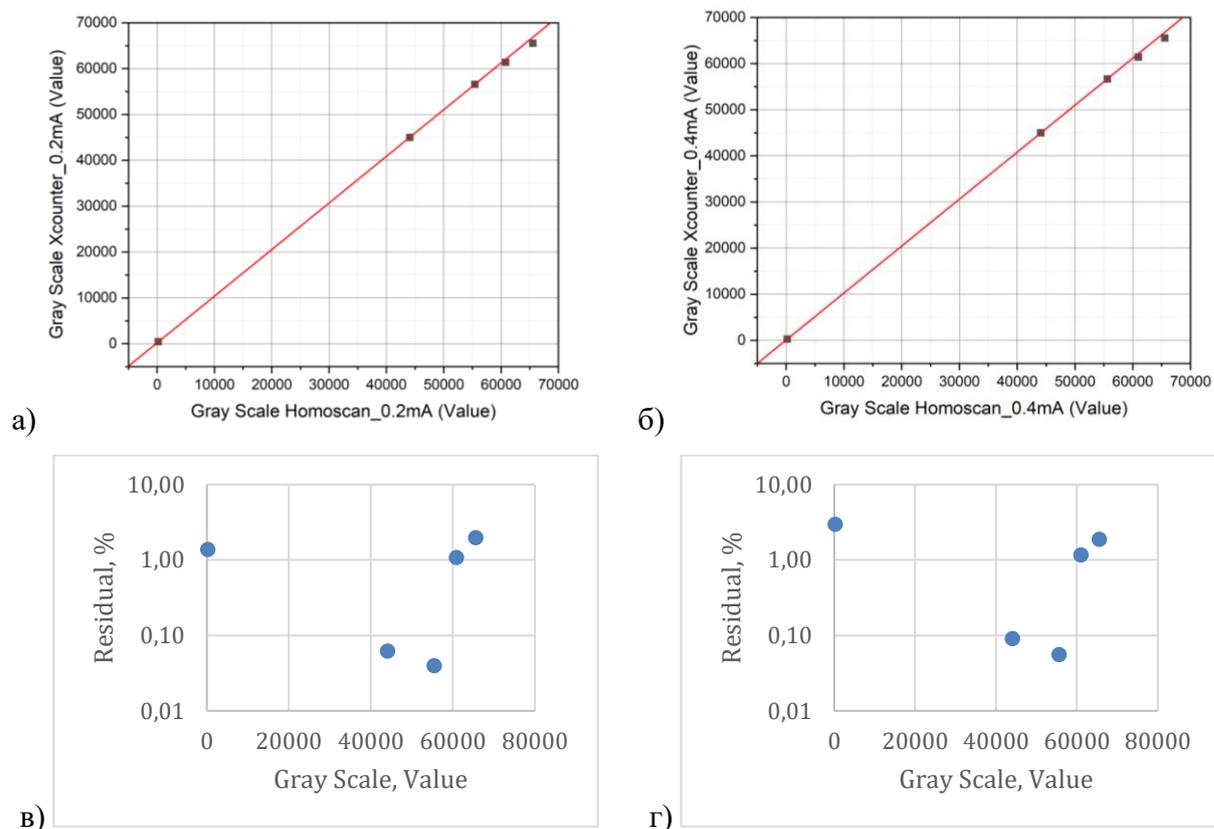


Рисунок 6.16. Соотношение сигналов для прототипа «Xcounter» и УПДЧ «Хомоскан» при дозах 0.15 (а) и 0.3 (б) мкЗв, и их отклонения от линейной аппроксимации в) и г).

#### 6.4.2 Коррекция насыщения счётной характеристики гамма-квантов при регистрации рентгеновского излучения высокой интенсивности

Используя параметры из таблицы №9 и функцию (5.2) для перевода в линейную шкалу градаций серого, были получены изображения тест-объекта в счётном режиме и порогом дискриминации событий выше 20 кэВ на прототипе «Xcounter» при эффективных дозах 0.3 и 0.15 мкЗв за одно сканирование. Изображения представлены на рисунке 6.17.

Видно, что визуализация проволочек на изображениях тест-объекта, представленных на рисунке 6.17, практически отсутствует, что обусловлено увеличением разброса сигнала после линеаризации отклика прототипа по счёту. Таким образом, можно утверждать, что после линеаризации счётной характеристики восстанавливаются только средние значения сигнала, а флуктуации, связанные с шум-фактором наложения импульсов являются физическим ограничением работы по счёту разработанного прототипа. Однако, используя возможность одновременной работы прототипа «Xcounter» в токовом режиме, можно улучшить визуализацию тонких структур, таких как медные проволоки.

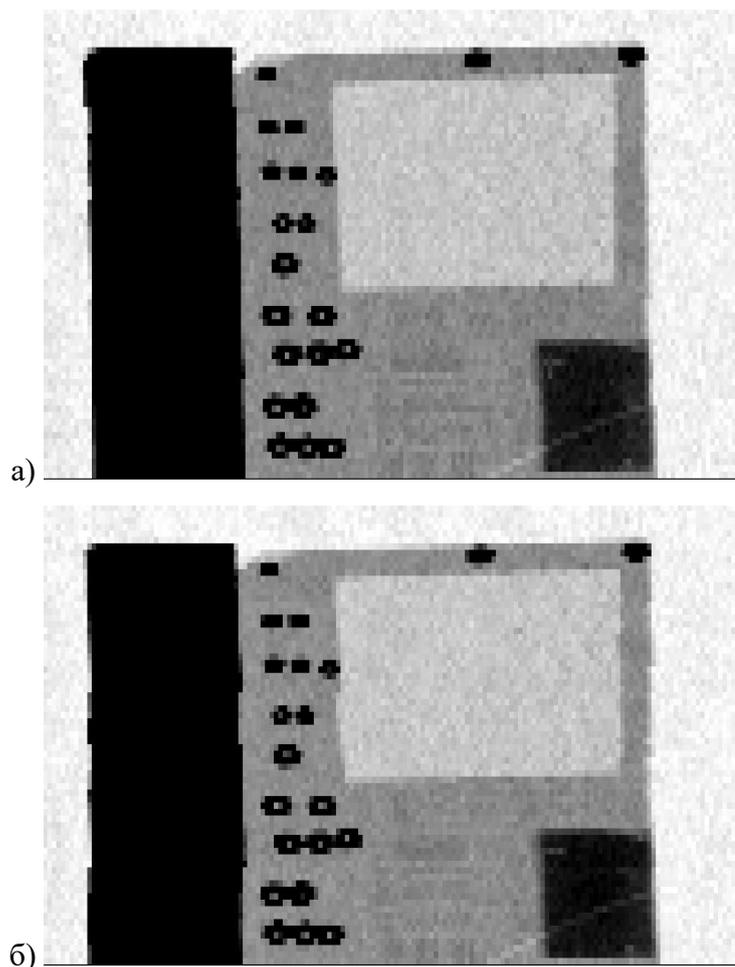


Рисунок 6.17. Изображения тест-объекта, полученные на прототипе «Xcounter» в счётном режиме при дозовых нагрузках 0.15 (а) и 0.3 (б) мкЗв.

### **6.5. Возможная кратность понижения дозовой нагрузки в соответствии с учётом экспериментальных данных и данных моделирования**

По результатам обработки экспериментальных данных и данных Монте-Карло моделирования в Geant4, представленных в главах 3 и 6, было показано, что возможность уменьшения дозовых нагрузок за счёт уменьшения интенсивности рентгеновского излучения ограничена требованиями, предъявляемыми ГОСТ [14] к УПДЧ. Кроме того, так как результаты моделирования с хорошей точностью описывают экспериментальные данные, можно говорить о том, что:

- для сохранения проникающей способности по стали на уровне толщины клина 22 мм предельная кратность уменьшения дозовой нагрузки составляет  $6.3 \pm 0.6$  раз относительно эффективной дозы 0.3 мкЗв на основании экспериментальных данных на прототипе «Xcounter»;

- для сохранения предельного контраста по медной проволоке диаметром 0.15 мм предельная кратность уменьшения дозовой нагрузки составляет 3 раза относительно эффективной дозы 0.3 мкЗв на основании визуальной оценки изображений, полученных по данным Монте-Карло моделирования со сцинтиллятором GAGG.

Поэтому можно сделать вывод, что максимально возможное ослабление, относительно дозы 0.3 мкЗв, установленной нормами СанПиН [5] составляет 3 раза, до расчётной дозы 0.1 мкЗв.

Стоит также отметить, что различные прикладные задачи визуализации для обеспечения приемлемого качества изображения имеют разные требования к качеству изображения, что соответствует множеству минимальных значений CNR. Например, CNR = 2 является минимально необходимым, а CNR = 3 достаточным для ПЭТ [125], тогда как для рентгеновского изображения зуба требуется CNR = 4 - 5 [126]. Для обеспечения еще более низкой дозовой нагрузки в системах персонального сканирования человека возможно использование изображений и с более низким  $0.5 < \text{CNR} < 1$ . Это связано с тем, что сотруднику безопасности разрешено быть более подозрительным, пусть даже и с некоторой неопределенностью в условиях низкого качества изображения.

#### ***6.6. Требования для создания детектирующей системы работающей в счётном режиме на основе SiPM и сцинтилляторов***

Для сравнения с данными аналитической модели, представленными в главе 2 для счётного детектора на основе GAGG и SiPM, на рисунке 6.18 приведен график зависимости DQE от эффективной дозы для экспериментально полученного среднего значения мёртвого времени 253 нс, вызванного наложением импульсов, для прототипа «Xcounter». А также график для DQE при мёртвом времени равном времени высвечивания сцинтиллятора GAGG. При этом время восстановления ячейки SiPM 300 нс было использовано для обеих кривых.

Исходя из различий экспериментальной и модельной кривой на рисунке 6.18, для более точной оценки мёртвого времени, связанного с наложением импульсов, в предлагаемой модели необходимо использовать реально измеренную форму импульса предполагаемых детекторных единиц сканирующей системы, определяющуюся не только временем высвечивания сцинтиллятора, но и реакцией фронт-энд электроники на свёртку распределения сцинтилляционных фотонов и формы одноэлектронного сигнала SiPM, а также возможными параметрами цифровой фильтрации в пост-обработке. Так как было

показано (в главе 5), что именно ширина импульса после цифровой фильтрации определяет (и практически равна) мёртвому времени.

Условно считая, что  $DQE \geq 90\%$  является достаточным для детектирующей системы, по экспериментальной кривой на рисунке 6.18 можно говорить, о линейности прототипа «Хcounter» при работе в условиях загрузок не более  $4 \cdot 10^5 \text{ c}^{-1}$  на канал, что для использованного при измерениях рентгеновского спектра соответствует  $\approx 0.04 \text{ мкЗв}$  эффективной дозы за одно сканирование (рисунок 2.9).

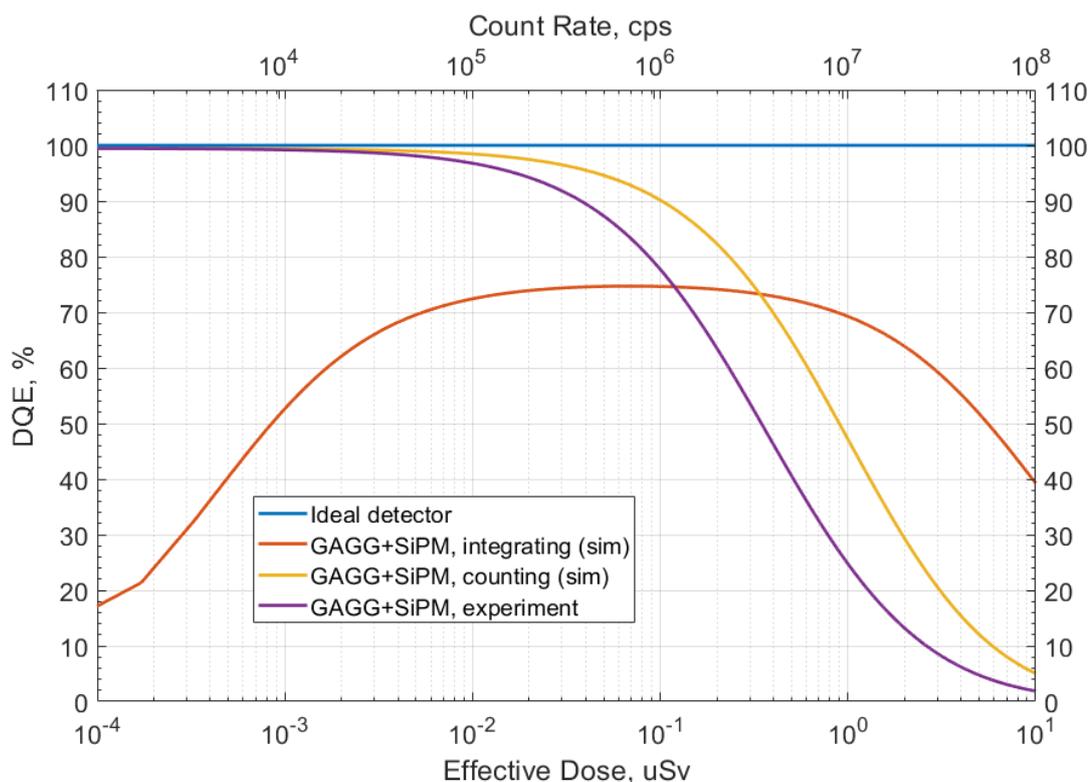


Рисунок 6.18. Зависимость  $DQE$  от величины эффективной дозы.

В таблице 11 приведены вычисленные значения соответствующих шум-факторов  $F_{pile-up}$  на основе экспериментально полученного мёртвого времени для прототипа «Хcounter». Его среднее значение составило  $1.81 \pm 0.03$ .

Таблица №11. Значение шум-фактора  $F_{pile-up}$  для каналов прототипа «Хcounter», соответствующее величине эффективной дозы 0.3 мкЗв.

Парам.\№	1	2	3	4	5	6	7	8
$F_{pile-up}$	1,83	1,85	1,81	1,85	1,85	1,7	1,83	1,83
Парам.\№	9	10	11	12	13	14	15	16
$F_{pile-up}$	1,85	1,81	1,83	1,84	1,73	1,78	1,79	-

Таким образом, основной причиной плохой визуализации проволочек в счётном режиме является величина данного шум-фактора, вызванного наложением импульсов. Именно высокое DQE при регистрации высокоинтенсивных потоков рентгеновских гамма-квантов, имеющих не высокую вероятность взаимодействия с тонкими структурами типа медных проволок и окружающих их органического стекла, отображает реальную способность визуализации объекта.

В токовом режиме работы при регистрации потоков высокой интенсивности прототип «Хcounter» визуализирует две из трёх требуемых проволоки (0.20 и 0.18 мм в диаметре соответственно), что говорит о более высоком DQE при эффективной дозе 0.3 мкЗв в сравнении с счётным режимом. Тем не менее, DQE детектора на основе SiPM в токовом режиме хуже системы на pin-диодах в интересующем диапазоне эффективных доз, что связано с более высоким PDE pin-диола и отсутствием шум-факторов, вызванных коррелированными процессами SiPM, такими как *crosstalk* и *afterpulsing*.

Таким образом для создания полномасштабной детектирующей системы на основе быстрых сцинтилляторов и SiPM для рентгеновских УПДЧ, работающих в диапазоне интенсивностей, обеспечивающих эффективную дозу менее 0.3 мкЗв можно сформулировать следующие требования.

Для обеспечения высокого  $DQE \geq 90\%$ , используемый сцинтиллятор должен обеспечивать эффективность регистрации гамма-квантов во всём диапазоне энергий (0-140 кэВ) на уровне 100 %. Это может быть достигнуто путём использования тяжёлых сцинтилляторов (например, LYSO\LSO) или увеличением толщины кристалла (например, GAGG) в направлении распространения излучения до 10-15 мм. С учётом этого, мёртвое время детектора, связанное с наложением импульсов не должно превышать  $\approx 24$  нс, что определяет максимально допустимую длительность положительной части формы импульса.

Спектр рентгеновского излучения не должен содержать гамма-кванты с энергиями менее 20 кэВ, чтобы уменьшить влияние низкоэнергетического фона, а также ввиду того, что гамма-кванты данных энергий не проходят значительную часть исследуемых объектов. Это возможно реализовать с помощью увеличения толщины, например, алюминиевых фильтров на выходе рентгеновской трубки на несколько миллиметров.

Время восстановления ячеек SiPM в меньшей степени влияет на насыщение счётной характеристики, однако, исходя из аналитической модели не должно превышать 300 нс. С другой стороны, для обеспечения линейности режима работы самого SiPM при детектировании больших потоков оптических фотонов, соответствующих сцинтилляционным вспышкам, можно использовать SiPM с большим количеством ячеек >

10000 штук, что может быть достигнуто с помощью моделей SiPM, имеющих ячейки размером 25 мкм, что также приводит и к уменьшению времени восстановления такой ячейки за счёт уменьшения её ёмкости.

Также можно оценить требуемое максимальное энергетическое разрешение перспективной сборки сцинтилятор и SiPM для обеспечения 100% вероятности регистрации с помощью пороговой дискриминацией всех событий рентгеновского спектра. Введём следующее условие:

$$A_s \geq 3\sigma_b + 3\sigma_s \quad (6.3),$$

где  $A_s$  – среднее значение амплитуды сигнала, соответствующее полному поглощению гамма-кванта с энергией 20 кэВ;  $\sigma_s$  – среднеквадратичное отклонение от среднего значения сигнала ( $A$ );  $\sigma_b$  – среднеквадратичное отклонение от среднего пьедестала (шумов электронного тракта, темновых импульсов SiPM и отдельно сработавших ячеек SiPM, вызванных фотонами послесвечения сцинтиллятора). Условие (6.3) сформулировано на основе правила «трёх сигм» (предполагая нормальное распределение) для обеспечения вероятности  $P = 0,9973$  детектировать истинное событие (гамма-квант) и исключить ложное (пьедестал).

Так как энергетическое разрешение  $R_E$  для фиксированного энерговыделения (средней амплитуды сигнала) задаётся:

$$R_E = \frac{2,356 \cdot \sigma_s}{A_s} * 100\% \quad (6.4),$$

то, выражая  $\sigma_s$  из (6.4) и подставляя это в (6.3), получаем условие для  $R_E$ :

$$R_E \leq 2,356 * \left( \frac{1}{3} - \frac{\sigma_b}{A_s} \right) * 100\% \quad (6.5).$$

Таким образом, с учётом минимальной энергии спектра 20 кэВ ( $A_s = 20$  кэВ) и, например,  $\sigma_b = 3$  кэВ (в эквивалентных энергии единицах), можно оценить максимальное энергетическое разрешение сборки сцинтилятор и SiPM для обеспечения 100% вероятности регистрации рентгеновских гамма-квантов,  $R_E = 43,2$  % для энергии (20 кэВ).

Кроме того, формировка фронт-энд электроникой отклика SiPM на сцинтилляционную вспышку должна лишь сглаживать форму импульса, предотвращая

ложные срабатывания счётчика в том числе и на темновые одноэлектронные сигналы. Это уже реализовано в плате фронт-энд электроники прототипа «Xcounter».

Разработанный прототип детекторного модуля «Xcounter» - первый шаг к созданию полноразмерной системы. Уменьшив потери эффективности данного прототипа, увеличив толщину сцинтиллятора в направлении распространения излучения, а также увеличив плотность размещения сцинтилляторов и использовав самые последние достижения в разработке кремниевых фотоумножителей, технически можно обеспечить работу детектирующей системы в линейном по счёту гамма-квантов режиме с более высоким энергетическим разрешением.

Кроме того, используя современные системы на кристалле или FPGA, можно реализовать использованный для «оффлайн» обработки цифровой алгоритм фильтрации и поиска событий внутри модулей и уменьшить количество передаваемой в систему обработки данных информации, что важно для создания полномасштабной системы. В случае реализации простого счётного режима без использования быстрых («флэш») АЦП, позволяющих обрабатывать полные формы сигналов (осциллограммы) вместо FPGA можно использовать цифровые счётчики для пороговой дискриминации амплитуды, встроенные в фронт-энд электронику детекторного модуля для каждого отдельного канала. Для реализации многооконного счётного режима количество счётчиков на каждом канале увеличивается в количество раз, равное количеству окон, необходимых для визуализации изображения.

### ***Вывод к 6 главе***

В ходе экспериментальных измерений проникающей способности по стали с помощью тест-объекта в форме ступенчатого клина на прототипе детектирующего модуля «Xcounter», работающего в счётном режиме, были получены результаты показывающие, что детектирующая система на основе модулей такого типа сможет обеспечить снижение эффективной дозы за одно сканирование в 6.3 раз относительно нормы, установленной СанПиН [5].

Экспериментально продемонстрировано, что из-за насыщения счетного режима при многократным наложении импульсов (линейный динамический диапазон до  $4 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$ ), визуализация тонкой структуры тест-объекта - медных проволок отсутствует. Однако, при использовании токового режима работы прототипа «Xcounter» при дозовой нагрузке 0.3 мкЗв обеспечивается визуализация проволок диаметром 0.2 и 0.18 мм. Поэтому в диапазоне входных интенсивностей порядка  $1-3 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$  может быть использована

возможность дуальной работы прототипа и одновременное построение изображений в токовом режиме.

При этом, из-за отсутствия визуализации медных проволок, предельная кратность ослабления излучения и, соответственно, дозы по медной проволоке, диаметром 0.15 мм, может быть оценена только по данным моделирования, проведенного в главе 3 и составляет 3 раза до эффективной дозы 0.1 мкЗв.

В случае ослабления дозовой нагрузки ниже уровня СанПиН перспективная УПДЧ по своей радиационной безопасности становится на одном уровне с системами, работающими на принципе регистрации обратного рассеяния, визуализация которых значительно ограничена поверхностным слоем исследуемого объекта.

## Заключение

Основным результатом данной работы является разработанный прототип детектирующего модуля для использования в установках персонального досмотра человека на основе рентгеновского излучения.

Детектирующий модуль разработанного прототипа «Xcounter» включает в себя:

- детектирующий блок – 15-канальная линейка кремниевых фотоумножителей (SiPM) KETEK PM3350TS-SB0 с размером чувствительной области  $3 \times 3 \text{ мм}^2$ , каждый из которых оптически состыкован со сцинтилляционным кристаллом GAGG ( $\text{Gd}_3\text{Al}_2\text{Ga}_3\text{O}_{12}:\text{Ce}$ ) размером  $3 \times 3 \times 5 \text{ мм}^3$ ;
- 15-канальную плату фронт-энд электроники, которая обеспечивает стабильный режим работы SiPM в условиях протекания высоких токов (до 10 мА), подавление электрических наводок между расположенными рядом каналами на линейке SiPM, а также фильтрацию сигналов, позволяющую исключить влияние шумовых импульсов на счёт событий и сформировать импульсы от сцинтилляционных вспышек для управления напряжением смещения, подаваемым на SiPM, фильтрации темновых импульсов SiPM и формирования аналоговых сигналов сцинтилляционных вспышек;
- 4-канальную PCI-карту m2i.2031 производства Spectrum GmbH, позволяющую осуществлять непрерывную оцифровку сигналов на всех 4х каналах и передающую оцифрованную информацию на ПК для последующей «оффлайн» обработки.

Для управления прототипом, калибровки и визуализации данных сканирования было разработано специальное программное обеспечение. В данном программном обеспечении впервые реализован разработанный метод поиска импульсов, получаемых при детектировании рентгеновских квантов, на непрерывной выборке оцифрованного входного сигнала, длительность которой соответствует времени сканирования. Метод также позволяет определять энергию каждого кванта по амплитуде импульса с использованием калибровочных данных. На основе разработанного метода создано программное обеспечение, позволяющее проводить обработку данных сканирования и визуализировать результат сканирования в виде восстановленного изображения исследуемого фантома.

В работе представлен метод поиска импульсов, получаемых при детектировании рентгеновских квантов, на непрерывной выборке оцифрованного входного сигнала, длительность которой соответствует времени сканирования. Метод также позволяет определять энергию каждого кванта по амплитуде импульса с использованием калибровочных данных. На основе разработанного метода создано программное

обеспечение, позволяющее проводить обработку данных сканирования и визуализировать результат сканирования в виде восстановленного изображения исследуемого фантома.

Лабораторные измерения прототипа «Xcounter» с различными источниками гамма-излучения показали, что детектор обладает следующими характеристиками:

- энергетическое разрешение  $(34 \pm 1) \%$  ( $E_\gamma = 59.6$  кэВ) при использовании цифровой фильтрации импульсов в линейном режиме по счёту до интенсивности  $4 \cdot 10^5$  с<sup>-1</sup> с разбросом скорости счёта по всем каналам не превышающей 2%;
- линеаризация счетного режима работы до  $3 \cdot 10^6$  с<sup>-1</sup>;
- визуализация тонких структур практически на уровне референсной системы на основе pin-диодов и CsI(Tl) (УПДЧ «Хомоскан») при работе прототипа в режиме интегрирования тока.

Впервые предложена методика анализа качества изображений, полученных при проекционном рентгеновском сканировании стандартных фантомов для УПДЧ, основанная на использовании параметра «контраст-шум».

Впервые экспериментально при использовании детектирующего модуля «Xcounter» на основе GAGG+SiPM продемонстрирована возможность понижения дозы за одно сканирование в  $6.3 \pm 0.6$  раза относительно нормы, установленной СанПиН [5], при этом проникающая способность по стали составляет 22 мм, что соответствует современному ГОСТ [14]. Кроме того, показано, что чувствительность разработанного модуля находится на предельном уровне, ограниченном дробовым шумом потока рентгеновских квантов.

## Приложение

### *П.1. Вывод формулы для контрастного разрешения токового детектора в общем случае*

Пусть  $N$  - число фотонов во вспышке сцинтиллятора от одного гамма-кванта, тогда для гамма-квантов с заданной энергией  $E_x$ , неидеальный сцинтиллятор (с внутренним разрешением  $R_{sc}$  и световыходом  $LY$  на 1 МэВ поглощенной энергии) выдает число фотонов со средним (оператор  $E$ ) и дисперсией (оператор  $Var$ ), в которой есть дополнительный квадратичный член  $\sim E(N)^2$ :

$$E(N) = LY \cdot E(E_x) \quad (\text{П.1}),$$

$$Var(N) = E(N) + R_{sc}^2 \cdot E(N)^2 \quad (\text{П.2}).$$

Разрешение фотонов на выходе сцинтиллятора больше пуассоновского на  $R_{sc}^2$ :

$$R^2(N) = 1/E(N) + R_{sc}^2 \quad (\text{П.3}).$$

Пусть для каждого гамма-кванта рентгеновского спектра энергия  $E_x$  оказывается случайной величиной с плотностью функции распределения  $f(E_x)$ , поэтому среднее и дисперсия  $E_x$  имеют вид:

$$E(E_x) = \int_0^{\infty} E_x \cdot f(E_x) dE_x \quad (\text{П.4}),$$

$$Var(E_x) = \int_0^{\infty} (E_x - E(E_x))^2 \cdot f(E_x) dE_x \quad (\text{П.5}).$$

Тогда число рожденных оптических фотонов  $N$  во вспышке сцинтиллятора оказывается «дважды» случайным как величина с супер-пуассоновским распределением со средним  $E(N) = LY \cdot E_x$  (где  $LY$  – средний световыход на МэВ), в котором случайная энергия  $E_x$  имеет среднее и дисперсию по (П.1-2).

«Дважды» случайная величина  $N$  имеет дискретное распределение  $Pr(N=n)$ , заданное интегралом по всему набору условных вероятностей  $Pr(N = n | \bar{N} = LY \cdot E_x) = g(n, \bar{N})$ :

$$\Pr(N = n) = \int_0^{\infty} \Pr(N = n | \bar{N} = LY \cdot E_x) \cdot f(\bar{N}) d\bar{N} \quad (\text{П.6}).$$

Тогда полные (безусловные) 1-й, 2-й моменты и дисперсия «двойной» случайной N по (П.3):

$$E(N) = \sum_{n=0}^{\infty} n \cdot \Pr(N = n) \quad (\text{П.7}),$$

$$E(N^2) = \sum_{n=0}^{\infty} n^2 \cdot \Pr(N = n) \quad (\text{П.8}),$$

$$\text{Var}(N) = E(N^2) - E(N)^2 \quad (\text{П.9}).$$

Применяем (П.7)-(П.9) с учетом (П.1)-(П.5), заменяя порядок усреднения:

$$\begin{aligned} E(N) &= \sum_{n=0}^{\infty} n \cdot \int_0^{\infty} g(n, \bar{N}) \cdot f(\bar{N}) d\bar{N} = \\ &= \int_0^{\infty} \{ \sum_{n=0}^{\infty} n \cdot g(n, \bar{N}) \} f(\bar{N}) d\bar{N} = \int_0^{\infty} \bar{N} \cdot f(\bar{N}) d\bar{N} = E(\bar{N}) = LY \cdot E_x \quad (\text{П.10}), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} E(N^2) &= \sum_{n=0}^{\infty} n^2 \cdot \int_0^{\infty} g(n, \bar{N}) \cdot f(\bar{N}) d\bar{N} = \\ &= \int_0^{\infty} \{ \sum_{n=0}^{\infty} n^2 \cdot g(n, \bar{N}) \} \cdot f(\bar{N}) d\bar{N} = \int_0^{\infty} \{ \bar{N}^2 \} \cdot f(\bar{N}) d\bar{N} = \\ &= \int_0^{\infty} \{ \text{Var}(\bar{N}) + E(\bar{N})^2 \} \cdot f(\bar{N}) d\bar{N} = \int_0^{\infty} \{ \bar{N} + Rsc^2 \cdot \bar{N}^2 + \bar{N}^2 \} \cdot f(\bar{N}) d\bar{N} = \\ &= \int_0^{\infty} \{ \bar{N} + Rsc^2 \cdot \bar{N}^2 + \bar{N}^2 \} \cdot f(\bar{N}) d\bar{N} = E(\bar{N}) + (1 + Rsc^2) \cdot E(\bar{N}^2) = \\ &= E(\bar{N}) + (1 + Rsc^2) \cdot E(\bar{N}^2) = E(\bar{N}) + (1 + Rsc^2) \cdot [\text{Var}(\bar{N}) + E(\bar{N})^2] \quad (\text{П.11}). \end{aligned}$$

По (П.9) находим полную дисперсию и разрешение оптических фотонов:

$$\text{Var}(N) = E(\bar{N}) + (1 + Rsc^2) \cdot [\text{Var}(\bar{N}) + E(\bar{N})^2] - E(\bar{N})^2 =$$

$$= E(\bar{N}) + (1 + Rsc^2) \cdot Var(\bar{N}) + Rsc^2 E(\bar{N})^2 \quad (\text{П.12}),$$

$$R^2(N) = 1/E(\bar{N}) + (1 + Rsc^2) \cdot Var(\bar{N})/E(\bar{N})^2 + Rsc^2 \quad (\text{П.13}).$$

С учётом того, что сигнал токового детектора за время интегрирования образуют случайное число рентгеновских квантов  $X$ , которые имеют пуассоновское распределение с  $Var(X) = E(X)$ , и, используя теорему Бёрджесса, получим среднее сигнала  $E(XN)$  и дисперсию  $Var(XN)$ :

$$E(XN) = E(X) \cdot E(N) = E(X) \cdot E(N) \quad (\text{П.14}),$$

$$Var(XN) = E(X) \cdot [Var(N) + E(N)^2] \quad (\text{П.15}).$$

Тогда контрастное разрешение детектора:

$$R(XN)^2 = \frac{Var(XN)}{E(XN)^2} = \frac{[1+Var(N)/E(N)^2]}{E(X)} = \frac{[1+R^2(N)]}{E(X)} \quad (\text{П.16}).$$

## ***П.2. Определение оптимальных параметров фильтрации сигнала по данным моделирования***

Основное назначение алгоритмов на базе цифровой фильтрации заключается в дополнительном формировании сигналов после фронт-энд электроники и обеспечении наиболее эффективного поиска импульсов, соответствующих каждому отдельному гамма-кванту. А значит основным критерием эффективности цифровой обработки является уменьшение количества просчётов или, другими словами, улучшение счётной характеристики детектора. Для того, чтобы наглядно продемонстрировать возможности цифровой обработки было смоделировано пуассоновское распределение импульсов детектора с известной средней частотой распределения импульсов. В качестве импульса принимался импульс, форма которого была обусловлена свёрткой двух сигналов: сцинтилляционной вспышки и отклика SiPM на отдельный фотон света. Форма распределения сцинтилляционных фотонов от времени была задана следующим образом:

$$Y_1(t) = \exp(-t/t_{dec}) - \exp(-t/t_{r1}) \quad (\text{П.17}),$$

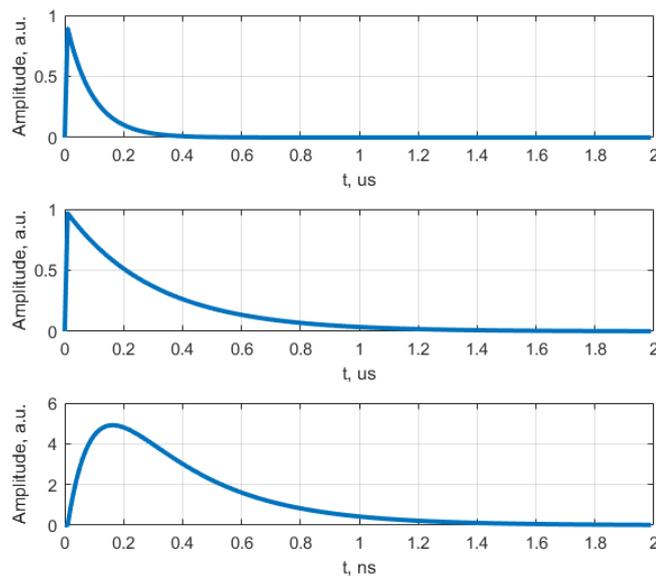
где  $t_{dec}$  – время высвечивание сцинтиллятора, а  $t_{r1}$  – длительность фронта нарастания сцинтилляционной вспышки. Аналогичным образом была задана форма сигнала, соответствующая отклику SiPM:

$$Y_2(t) = \exp(-t/t_{rec}) - \exp(-t/t_{r2}) \quad (\text{П.18}),$$

где  $t_{rec}$  – время восстановления микроячейки SiPM после детектирования оптического фотона, а  $t_{r2}$  – длительность переднего фронта импульса SiPM, обусловленная прохождением гейгеровского разряда в микроячейки. Соответственно свёртка двух форм представляет из себя:

$$Y_3(t) = Y_1(t) * Y_2(t) \quad (\text{П.19}),$$

где \* – знак операции математической свёртки функций. В таблице №12 представлены используемые для моделирования параметры функций  $Y_1(t)$  и  $Y_2(t)$ . Они аналогичны параметрам, используемым для аналитических функций в главе 2. На рисунке П.1 представлены функции  $Y_1(t)$  и  $Y_2(t)$ , полученные при использовании параметров из таблицы №12 и моделируемой частоте дискретизации 100 МГц, а также их математическая свёртка - функция  $Y_3(t)$ .



*Рисунок П.1. Сцинтилляционный импульс (сверху), форма импульса ячейки SiPM (в середине) и конечная форма сигнала их свёртки (снизу).*

Таблица №12. Временные параметры импульса сцинтиллятора и SiPM для моделирования.

Параметр	$t_{dec}$	$t_{r1}$	$t_{rec}$	$t_{r2}$
Значение, нс	88	1	300	1

Используя функцию  $Y_3(t)$  в качестве формы импульса детектора при фиксированной единичной амплитуде, для различной средней пуассоновской частоты прихода импульсов в диапазоне от 200 кГц до 3 МГц с шагом 200 кГц была математически смоделирована счётная характеристика. На рисунке П.2 представлены иллюстративные развёртки сигнала длительностью 100 мкс при средней частоте следования импульсов 200 кГц (а) и 2 МГц (б).

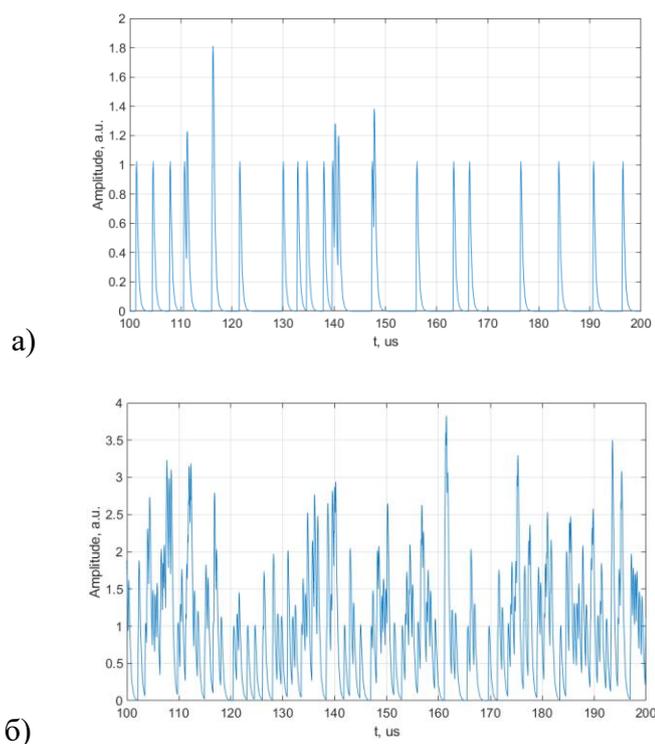


Рисунок П.2. Модельные развёртки сигналов (импульсов) для средней частоты 200 кГц (а) и 2 МГц (б).

На рисунке П.3 представлены полученные модельные счётные характеристики детектора при различных порогах первичной амплитудной дискриминации импульсов 0.25, 0.5 и 0.75 от единичной амплитуды. Алгоритм поиска импульса приведен на рисунке 4.9. Полученные зависимости была аппроксимирована модифицированной обобщённой моделью мёртвого времени из [127]. Модификация аппроксимирующей функции заключалась в добавлении в знаменатель дополнительного параметра  $a$ :

$$m = \frac{p*n}{\exp(p*n*t) + p - 1 + a} \quad (\text{П.20}),$$

где  $m$  – измеряемая частота импульсов,  $n$  – мера интенсивности входного потока,  $p$  – коэффициент пропорциональности,  $t$  – мёртвое время,  $a$  – дополнительный параметр.

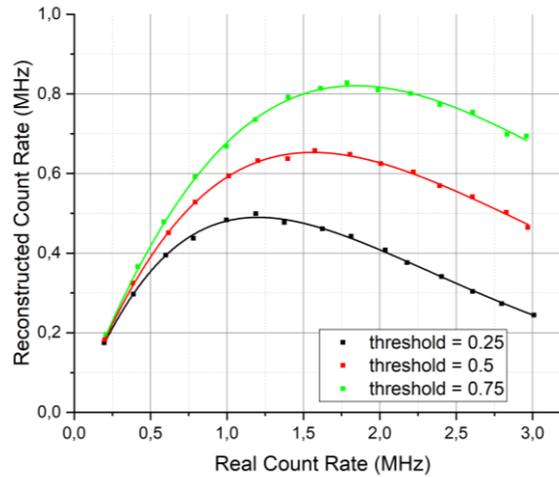


Рисунок П.3. Кривые насыщения скорости счёта импульсов в зависимости от истинной частоты потока событий при фиксированной амплитуде импульсов.

По рисунку П.3 видно, что величина порога также определяет форму кривой счётной характеристики детектора. Однако постоянная амплитуда является идеальным случаем детектирования монохроматического источника гамма-излучения, поэтому на рисунке П.4 представлена счётная характеристика детектора в случае, когда амплитуда импульсов определяется энергетическим распределением детектируемых квантов, как на рисунке 2.8 в главе 2. Первичный амплитудный порог дискриминации алгоритма поиска был установлен на уровень, соответствующую энергии 5 кэВ.

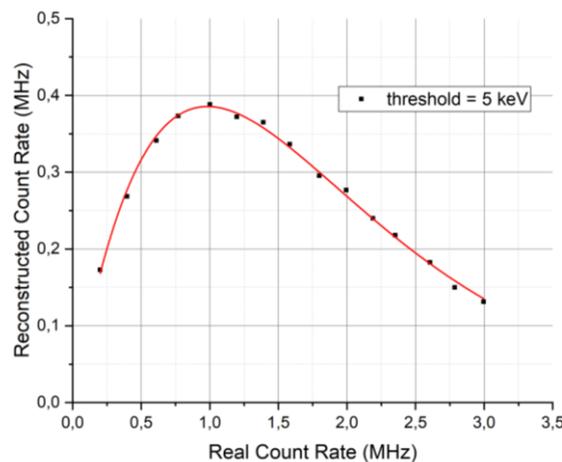


Рисунок П.4. Кривая насыщения скорости счёта импульсов в зависимости от истинной частоты потока событий при амплитудном распределении импульсов, соответствующих энергетическому спектру рентгеновского излучения.

По рисунку П.4 видно, что в случае наличия спектрального распределения в амплитуде сигналов счётная характеристика детектора ухудшается, что в первую очередь связано с использованием постоянного первичного порога дискриминации событий в алгоритме поиска импульсов. В случае спектрального распределения амплитуды импульсов невозможно определение относительного порога дискриминации из-за постоянных случайных флуктуаций нулевой линии (пьедестала) при использовании данного алгоритма поиска. Однако улучшить счётную характеристику можно за счёт цифровой фильтрации осциллограмм, которая помогает частично скорректировать форму сигнала, уменьшив его ширину и тем самым снизив вклад влияния перекрытия импульсов на определение их количества. Изложенный в параграфе 4.3 алгоритм цифровой обработки фильтрации для обработки данных прототипа включает в себя два основных параметра  $N_d$  и  $N_a$  – задающих соответственно длительность плавающих окон дифференцирования и интегрирования сигналов.

На рисунке П.5 представлены счётные характеристики детектора с использованием цифровой фильтрации сигналов с различными параметрами  $N_d$  и  $N_a$ , и порогов амплитудной дискриминации. Для аппроксимации кривых была использована модель «непродлевающегося» мёртвого времени [119].

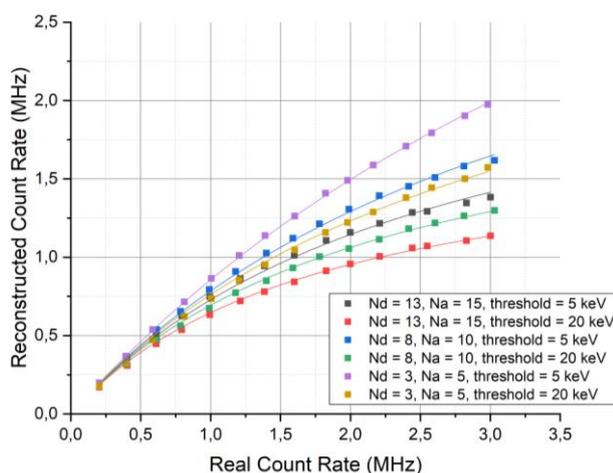


Рисунок П.5. Кривые насыщения скорости счёта импульсов в зависимости от истинной частоты потока событий с использованием цифровой фильтрации.

Таким образом, на основании кривых, представленных на рисунке П.5, можно сказать, что использование цифровой фильтрации сигналов, а именно алгоритма, содержащего последовательно выполняемые операции скользящего окна дифференцирования и скользящего окна интегрирования, позволяет значительным образом улучшить счётную характеристику детектора. В таблице №13 указаны полученные из аппроксимации

модельных данных длительности мёртвого времени детектора для всех случаев, представленных на рисунке П.5.

Таблица №13. Мёртвое время для различных параметров цифровой фильтрации.

<b>N<sub>d</sub></b>	13	13	8	8	3	3
<b>N<sub>a</sub></b>	15	15	10	10	5	5
<b>Порог</b>	5	20	5	20	5	20
<b>Мёртвое время, нс</b>	373	548	274	441	169	312

Для визуального сравнения на рисунке П.6 представлена одна и та же форма сигнала без цифровой фильтрации (сверху) и после цифровой фильтрации с  $N_d = 3$  и  $N_a = 5$  при частоте следования импульсов 1 МГц (снизу).

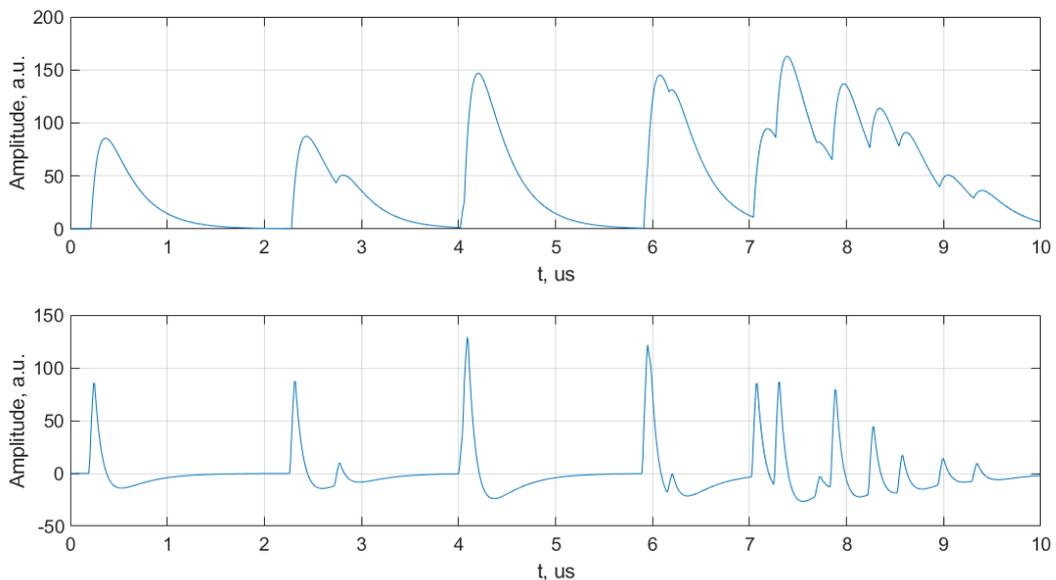
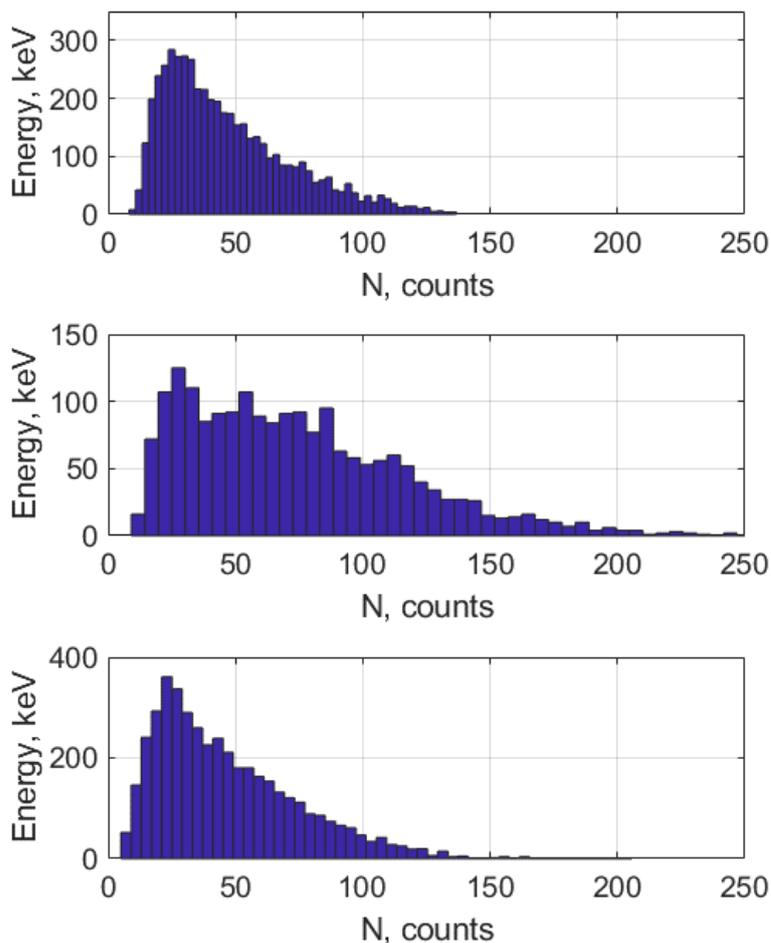


Рисунок П.6. Сверху – форма исходного сигнала, снизу – форма сигнала после цифровой фильтрации.

Как видно по рисунку П.6 практически для всех перекрытий импульсов фильтрация помогает выделить отдельные события. В большей степени на это влияет дифференцирующее окно, которое уменьшает ширину импульса, делая её равную длительности переднего фронта. Однако из-за появления отрицательной полуволны первичного импульса триггирование следующего события зависит от его амплитуды и расположения относительно первичного, тем самым искажая корректное определение

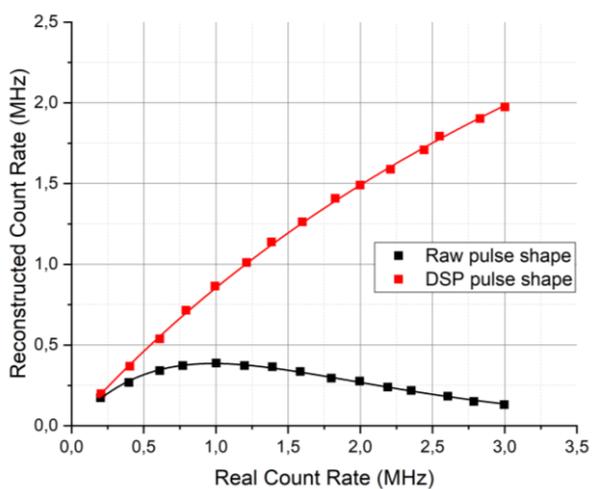
амплитуды импульсов. Возможно использование более сложных цифровых алгоритмов поиска позволяет улучшить качество восстановления амплитуды импульсов, однако разработка алгоритма обработки данных для прототипа «Xcounter» в первую очередь ставила перед собой цель повторить цифровой аналог счётчика событий, который возможно реализовать для полноценной системы на доступной аналогово-цифровой электронике.

Тем не менее стоит отметить, что использование цифровой фильтрации частично повышает точность в определении амплитуды импульса для данного алгоритма поиска, однако далеко не всегда позволяет сохранить правильную пропорциональность распределения исходного потока событий. На рисунке П.7 представлены амплитудные распределения для частоты входящего потока 1 МГц. Верхнее соответствует реальному исходному распределению, по которому на основании розыгрыша случайного числа происходит моделирование спектрального распределения импульсов. Среднее соответствует распределению амплитуд, полученных при поиске и счёте импульсов без дополнительной цифровой обработки, и нижнее распределение отображает способность восстановить форму исходного (верхнего) с использованием цифровой фильтрации.



*Рисунок П.7. Искажения амплитудных распределений из-за наложения импульсов.*

Подводя итог всему сказанному выше, на рисунке П.8 представлены счётные характеристики детектора в случае использования цифровой фильтрации и без неё для одинаковых входных нагрузок, которые наглядно демонстрируют преимущество использования цифровой фильтрации.



*Рисунок П.8. Сравнения кривых насыщения счетной характеристики с использованием цифровой фильтрации (красное) и без неё (чёрное).*

## Благодарности

Автор выражает огромную благодарность своему научному руководителю – Поповой Елене Викторовне, а также научному консультанту Виноградову Сергею Леонидовичу за ценные советы при обработке результатов измерений и подготовке текста диссертации.

Отдельную благодарность автор выражает Стифуткину Алексею Анатольевичу за помощь в проведении экспериментальных измерений и важные технические консультации.

Автор также выражает глубокую признательность всем сотрудникам межкафедральной лаборатории №366 Бужану Павлу Жоржевичу, Клёмину Сергею Николаевичу, Парыгину Павлу Петровичу, Бычковой Оксане Валерьевне, Каюмову Фрэнду Фатыховичу и Грачёву Виктору Михайловичу за помощь и поддержку в процессе выполнения исследований.

Кроме того, автору хотелось бы поблагодарить сотрудников различных подразделений НИЯУ МИФИ: Беляева Владимира Никитича, Гурова Юрия Борисовича, Канцеров Вадима Абдурахмановича, Дубова Леонида Юрьевича и Штоцкого Юрия Владимировича. А также выразить признательность и благодарность Вандышеву Михаилу Лонгиновичу за организацию и помощь в проведении измерений в производственном цеху ООО «СКБ Медрентех».

В заключении выражаю самую сердечную благодарность моей жене за моральную поддержку в период работы над диссертацией и моим родителям за их многолетнюю помощь и поддержку на всем пути моего образования.

## Список литературы

- [1] <http://www.sds.l3t.com/advancedimaging/safeview.htm>
- [2] <https://www.sds.l3t.com/advancedimaging/provision-2.htm>
- [3] <http://www.flashel.ru/index.php/2012-03-21-20-05-19/15>
- [4] <http://aspect-msk.ru/sistema-rapiscan-secure-1000-dual-p>
- [5] Об Утверждении СанПиН 2.6.1.3106-13 "Гигиенические требования по обеспечению радиационной безопасности при использовании рентгеновских сканеров для персонального досмотра людей" от 16 сентября 2013 г. N 44.
- [6] L. Kueny et. al., Facts and figures concerning the use of full body scanners using X-Rays for security reason // presented at the HERCA plenary meeting, Oslo, Norway, June 30, 2010.
- [7] <http://медрентех.рф/homoscan/>
- [8] E.A. Babichev et al., Microdose X-Ray Imaging Systems of the Budker Institute of Nuclear Physics and the Fields of Their Optimal Use // Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing, Vol. 51, No. 1, pp. 64–71, 2015.
- [9] E.A. Babichev et al., The new effective detector for digital scanning radiography // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, Vol. 513 pp. 57–60, 2003.
- [10] H. Krüger et. al., CIX – A Detector for Spectral Enhanced X-ray Imaging by Simultaneous Counting and Integrating // Proc. SPIE 6913, Medical Imaging 2008: Physics of Medical Imaging, Vol. 6913, 2008.
- [11] M. Depypere et al., An iterative dual energy CT reconstruction method for a K-edge contrast material // SPIE Medical Imaging 2011, pp. 782-796, 2011.
- [12] N. Menvielle et al., Reduction of beam hardening artifacts in x-ray CT // IEEE-EMBS 2005, 27th Annual International Conference of the Engineering in Medicine and Biology Society, pp. 1865–1868, 2005.
- [13] G. Herman and S. Trivedi, Comparative study of two post-reconstruction beam hardening correction methods // IEEE Trans. Med. Imaging, 2, Vol. 1983, pp.128–135.
- [14] ГОСТ Р 55249-2012, Воздушный транспорт. Аэропорты. Технические средства досмотра. Общие технические требования.
- [15] Radiation Safety for Personnel Security Screening Systems Using X-Ray or Gamma Radiation // ANSI/HPS Standard N43.17-2009.
- [16] Об Утверждении СанПиН 2.6.1.2800-10 "Гигиенические требования по ограничению облучения населения за счет природных источников ионизирующего излучения" от 24 сентября 2010 г. N 171.
- [17] [myscope.training/legacy/analysis/eds/xraygeneration/bremsstrahlung/#detail](http://myscope.training/legacy/analysis/eds/xraygeneration/bremsstrahlung/#detail)

- [18] С. Уэбб, Физика визуализации изображений в медицине: Том 1 // Мир, 1991.
- [19] <https://security.adani.by/products/adani-people-screening/compass-smart-dv/>
- [20] A.M. Cormack, Early two-dimensional reconstruction and recent topics stemming from it // Nobel Lectures in Physiology or Medicine 1971—1980, World Scientific Publishing Co., pp. 551—563, 1992.
- [21] G.N. Hounsfield, Computed Medical Imaging // Nobel Lectures in Physiology or Medicine 1971—1980, World Scientific Publishing Co., pp. 568—586, 1992.
- [22] <http://www.bnti.ru/des.asp?itm=6550>
- [23] <http://www.bnti.ru/des.asp?itm=6706>
- [24] <http://www.bnti.ru/des.asp?itm=6593>
- [25] <https://security.adani.by/products/adani-people-screening/compass-smart/>
- [26] E.A. Babichev et al., Usage of two types of high-pressure xenon chambers for medical radiography // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, Vol. 461, pp. 430–434, 2001.
- [27] C.W.E. van Eijk, Inorganic scintillators in medical imaging // Phys. Med. Biol., Vol. 47, pp. 85–106, 2002.
- [28] M. Nikl, Scintillation detectors for x-rays // Meas. Sci. Technol., Vol. 17, pp. 37–54, 2006.
- [29] T. Yanagida, Development of X-ray-induced afterglow characterization system // Applied Physics Express 7, 062401, 2014.
- [30] M. Overdick, Detectors for X-ray imaging and computed tomography // Advances in Healthcare Technology, Chapter 4, pp. 49-64, 2006.
- [31] S.E. Baru et al., Digital X-ray imaging installation for medical diagnostics // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, Vol. 238, pp 165-169, 1985.
- [32] E.A. Babichev et al., Digital radiographic device, based on MWPC with improved spatial resolution // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, Vol. 323, pp. 49–53, 1992.
- [33] E.A. Babichev et al., Photon counting and integrating analog gaseous detectors for digital scanning radiography // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, Vol. 419, pp. 290-294, 1998.
- [34] E. Fredenberg, Energy resolution of a photon-counting silicon strip detector // Nucl. Instr. And Meth. in Phys. Res. A, Vol. 613, pp. 156-162, 2010.
- [35] X. Liu et al., Silicon-Strip Detector for Photon-Counting Spectral CT: Energy Resolution from 40 keV to 120 keV // IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. 61, No. 3, 2014.
- [36] M. Persson et. al., Energy-resolved CT imaging with a photon-counting silicon-strip detector // Phys. Med. Biol., Vol. 59, pp. 6709–6727, 2014.

- [37] B.H. Hasegawa et. al., Detector system with photon-counting circuitry // *Med. Phys.*, Vol. 18, No. 5, pp. 900-909, 1991.
- [38] I. Prochazka et al., Large-aperture germanium detector package for picosecond photon counting in the 0.5–1.6-mm range // *Optics Letters*, Vol. 21, No.17, pp. 1375-1377, 1996.
- [39] P.M. Shikhliev, S.G. Fritz, J.W. Chapman, Photon counting multienergy x-ray imaging: Effect of the characteristic x rays on detector performance // *Med. Phys.*, Vol. 36, No. 11, pp. 5107-5119, 2009.
- [40] K. Spartiotis et. al, A CdTe real time X-ray imaging sensor and system // *Nucl. Instr. And Meth. in Phys. Res. A*, Vol. 527, pp. 478-486, 2004.
- [41] A. Makeev et. al, Evaluation of position-estimation methods applied to CZT-based photon-counting detectors for dedicated breast CT // *Journal of Medical Imaging*, Vol. 2(2), 023501, 2015.
- [42] E.Jr. Schioppa, Prospects for spectral CT with Medipix detectors // *Proceedings of Science: Technology and Instrumentation in Particle Physics*, 2014.
- [43] T.O Tumer et. al., Preliminary Results Obtained from a Novel CdZnTe Pad Detector and Readout ASIC Developed for an Automatic Baggage Inspection System // *IEEE Nuclear Science Symposium: Conference Record*, 2001.
- [44] E.A. Babichev et. al., SiPM based photon counting detector for scanning digital radiography // *JINST*, Vol. 10, C03002, 2015.
- [45] E.A. Babichev et. al., Photon counting detector for the personal radiography inspection system “SIBSCAN” // *Nucl. Instr. And Meth. in Phys. Res. A*, Vol. 845, pp. 499-502, 2017.
- [46] K.E. Kuper et. al., On reachable energy resolution of SiPM based scintillation counters for X-ray detection // *JINST*, Vol. 12, P01001, 2017.
- [47] Ю.Д. Заварцев и др., LFS-3 – Новый радиационно стойкий сцинтиллятор для электромагнитных калориметров // *Краткие сообщения по физике ФИАН*, №2, стр. 13-20, 2013.
- [48] S. Callier et. al., EASIROC, an Easy & Versatile ReadOut Device for SiPM // *Physics Procedia*, Vol. 37, pp. 1569-1576, 2012.
- [49] H. Morita et. al., Novel photon-counting low-dose computed tomography using a multi-pixel photon counter // *Nucl. Instr. And Meth. in Phys. Res. A*, Vol. 857, pp. 58-65, 2017.
- [50] P. Lecoq, Development of new scintillators for medical applications // *Nucl. Instr. And Meth. in Phys. Res. A*, Vol. 809, pp. 130-139, 2016.
- [51] Hamamatsu Photonics, MPPC S12571-010, -015C/P datasheet.
- [52] Contec, CNT-3204MT-LPE datasheet.

- [53] S. Vinogradov, A. Arodzero, R.C. Lanza, Performance of X-ray detectors with SiPM readout in cargo accelerator-based inspection systems // IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference (NSS/MIC): Conference Record, 2013.
- [54] A. Arodzero et. al., High Speed, Low Dose, Intelligent X-ray Cargo Inspection // IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference (NSS/MIC): Conference Record, 2015.
- [55] Л.И. Виноградов, Сцинтилляционный гамма-спектрометр: Методические материалы к дистанционной лабораторной работе // физ.-фак. СПбГУ, 2008.
- [56] В.В. Сидоренко, А.Ю. Кузнецов, А.А. Оводенко, Детекторы ионизирующих излучений на судах: Справочник // Судостроение, 1984.
- [57] <http://azimp.ru/catalogue/Scintillators-crystals1/>
- [58] Е.В. Попова, «Разработка кремниевого фотоумножителя для применения в астрофизике и физике высоких энергий» рукопись диссертации на соискание ученой степени кандидата физ.-мат. наук, НИЯУ МИФИ, Москва, 2012
- [59] Hamamatsu Photonics, Si PIN photodiode S3590-08 / -09 / -18 / -19 datasheet.
- [60] Geiger H., Müller W., Technical notes on the electron counting tube // Physikalische Zeitschrift, 30, pp. 489–493, 1929.
- [61] R.J. McIntyre, The Distribution of Gains in Uniformly Multiplying Avalanche Photodiodes: Theory // IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. ED-19, No. 6, 1972.
- [62] P. Antognetti, S. Cova, A. Longoni, A study of the operation and performances of an avalanche diode as single-photon detector // Proceedings 2nd ISPRA Nuclear Electronics Symposium, pp. 453-456, 1975.
- [63] Н.И. Гольбрайх, А.Ф. Плотников, В.Э. Шубин, Импульсный лавинный фотоприёмник на МДП-структуре // Квантовая электроника, том 2, №12, с. 2624-2626, 1975.
- [64] Н.Г. Басов и др., Самостабилизированный лавинный процесс в структуре металл-диэлектрик-полупроводник // Успехи Физических наук, том. 134, вып. 4, с. 748-750, 1981.
- [65] А.Г. Гасанов и др., Лавинный фотоприёмник на основе структур металл-резистивный слой-полупроводник // Письма в ЖТФ, том. 14, вып. 8, с. 706-709, 1988.
- [66] V.M. Golovin, et. al, Avalanche Photo-Diode // patent N1644708 of Russia, 1989.
- [67] А.Г. Гасанов и др., Влияние локальных неоднородностей в полупроводниковой подложке на характеристики лавинных фотоприёмников // Письма в ЖТФ, том. 16, вып. 1, с. 14-17, 1990.
- [68] G. Bondarenko et al., Limited Geiger-mode silicon photodiode with very high gain // Nucl. Phys. B – Proceedings Supplements. Suppl. 2, Vol. 61, pp. 347–352, 1998.

- [69] G. Bondarenko et. al., Limited Geiger-mode microcell silicon photodiode: new results // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A, Vol. 442, pp. 187-192, 2000.
- [70] П.Ж. Бужан и др., Твердотельный электронный умножитель многоцелевого назначения на основе гейгеровских микроячеек // Прикладная физика, том 2, с. 123-127, 2003.
- [71] B. Dolgoshein et. al. (Calice/SiPM Collaboration), Status report on silicon photomultiplier development and its applications // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A, Vo. 563, pp. 368-376? 2006.
- [72] M. Danilov (representing the CALICE collaboration), Scintillator Tile Hadron Calorimeter with Novel SiPM Readout // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A, Vol. 581, Is. 1-2, pp. 451-456, 2007.
- [73] C. Adloff et. al. (The CALICE collaboration), Construction and commissioning of the CALICE analog hadron calorimeter prototype // JINST, Vol. 5, P05004, 2010.
- [74] E. Garutti, Silicon photomultipliers for high energy physics detectors // JINST Vol. 6, C10003, 2011.
- [75] T. Buanes, M. Danilov, et. al., The CALICE hadron scintillator tile calorimeter prototype // Nucl. Instr. Meth. A, Vol. 623, Is. 1, pp. 342-344.
- [76] O. Bychkova et al., Preparation for the upgrade of CMS Hadron Endcap Calorimeter front-end // J. Phys.: Conf. Ser., Vol. 798, 012222, 2017.
- [77] F. Barbosa et al., Time characteristics of silicon photomultipliers used in the GlueX experiment // IEEE NSS/MIC Conf. rec., 2015.
- [78] P. Lecoq, Pushing the Limits in Time-of-Flight PET Imaging // IEEE Trans. on radiation and plasma medical sciences Vol. 1, no. 6, 2017.
- [79] C. Levin et al., Design Features and Mutual Compatibility Studies of the Time-of-Flight PET Capable GE SIGNA PET/MR System // IEEE Transactions on Medical Imaging, Vol. 35, No. 8, 2016.
- [80] D.E. Philippov et. al., SiPM MEGPhI megagrant developments in nuclear medicine // Physics Procedia, Vol. 74, pp. 36-43, 2015.
- [81] D.E. Philippov et. al., Development of event reconstruction algorithm for full-body gamma-camera based on SiPMs // J. Phys. Conf. Ser., Vol. 675, 042045, 2016.
- [82] J. Jiang et al., A prototype of aerial radiation monitoring system using an unmanned helicopter mounting a GAGG scintillator Compton camera // JINST, vol. 53, 2016.
- [83] G. Cozzi et al., Development of a SiPM-based detection module for prompt gamma imaging in proton therapy» // IEEE NSS/MIC/RTSD Conf. rec., 2016.
- [84] S. Vinogradov, Evaluation of performance of silicon photomultipliers in lidar applications // Proc. SPIE 10229, Photon Counting Applications, 102290L 2017.

- [85] G.M. Williams, A.S. Huntington, Probabilistic analysis of linear mode vs. Geiger mode APD FPAs for advanced LADAR enabled interceptors // Proc. SPIE 6220, Spaceborne Sensors III, 622008 (30 May 2006).
- [86] M.F. Santangelo et al., SiPM as miniaturised optical biosensor for DNA-microarray applications // Sensing and Bio-Sensing Research, Vol. 6, pp. 95-98, 2015.
- [87] D. Kalashnikov and L. Krivitsky, Measurement of photon correlations with multipixel photon counters // Journal of the Optical Society of America B Vol. 31, Issue 10, pp. B25-B33, 2014.
- [88] Characteristics of digital x-ray imaging devices - Part 1: Determination of the detective quantum efficiency, International Electrotechnical Commission Report IEC 62220-1, 2003.
- [89] M. Teich, K. Matsuo, B. Saleh, Excess Noise Factors for conventional and superlattice avalanche photodiodes and photomultiplier Tubes // IEE Journal of Quantum Electronics, Vol. QE-22, No. 8, 1986.
- [90] [https://en.wikipedia.org/wiki/Noise\\_figure](https://en.wikipedia.org/wiki/Noise_figure)
- [91] S.W. Smith, The Scientist and Engineer's Guide to Digital Signal Processing, 2nd Edition // California Technical Publishing, ISBN 0-9660176-6-8, 1999.
- [92] N. Desai, A. Singh, D. Valentino, Practical evaluation of image quality in computed radiographic (CR) imaging systems // Proc. SPIE 7622, Medical Imaging 2010: Physics of Medical Imaging, 76224Q, 2010.
- [93] J. Bushberg et al., The Essential Physics of Medical Imaging 3rd Edition // 7817 Raven Press, ISBN 9780781780575, 2012.
- [94] G. Zappala et al., Set-up and methods for SiPM photo-detection efficiency measurements // JINST, Vol. 11, P08014, 2016.
- [95] E. Engelmann, et. al., Extraction of activation energies from temperature dependence of dark currents of SiPM // Journal of Physics: Conference Series, Vol. 675, 042049, 2016.
- [96] P. Buzhan et al., The cross-talk problem in SiPMs and their use as light sensors for imaging atmospheric Cherenkov telescopes // Nucl. Instr. And Meth. in Phys. Res. A, Vol. 610, pp. 131-134, 2009.
- [97] E. Engelmann, Master thesis: "Extensive Studies of Afterpulsing of Silicon Photomultipliers Down to Liquid Argon Temperatures" // Technische Universitaet Muenchen, 2014.
- [98] K. Linga et al., Solid state photomultiplier: noise parameters of photodetectors with internal discrete amplification // Semiconductors Photodetectors III, Proceedings Vol. 6119, 2006.
- [99] S. Vinogradov et al., Probability distribution and noise factor of solid state photomultipliers signals with crosstalk and afterpulsing // IEEE NSS Conf. Rec., 2009.
- [100] S. Vinogradov et al., Efficiency of Solid State Photomultipliers in Photon Number Resolution // IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. 58, No.1, pp. 9-16, 2011.

- [101] S. Vinogradov, Analytical models of probability distribution and excess noise factor of solid state photomultiplier signals with crosstalk // Nucl. Instr. And Meth. in Phys. Res. A, Vol. 695, pp. 247-251, 2012.
- [102] S. Vinogradov, Probabilistic analysis of solid state photomultiplier performance // Advanced Photon Counting Techniques VI Proceedings, Vol. 8375, 83750S, 2012.
- [103] R.E. Burgess, Homophase and heterophase fluctuations in semiconductive crystals // Faraday Soc. Disc., Vol. 28, p. 151, 1959.
- [104] Conversion Coefficients for use in Radiological Protection against External Radiation // ICRP Publication 74, Ann. ICRP 26 (3-4), 1996.
- [105] Об Утверждении СанПиН 2.6.1.2523-09 "Нормы радиационной безопасности (НРБ-99/2009)" от 7 июля 2009 года N 47.
- [106] S. Agostinelli et. al., Geant4—a simulation toolkit // Nucl. Instr. And Meth. in Phys. Res. A, Vol. 506, Is. 3, pp. 250-303, 2003.
- [107] W. Hartinger, KETEK SiPM Product Report // NDIP, France, 3rd July, 2014.
- [108] R. Brun and F. Rademakers, ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework // Proceedings AИHENP'96 Workshop, Lausanne, Sep. 1996, Nucl. Inst. & Meth. in Phys. Res. A, Vol. 389, pp. 81-86, 1997.
- [109] [https://ru.wikipedia.org/wiki/Среднеквадратическое\\_отклонение](https://ru.wikipedia.org/wiki/Среднеквадратическое_отклонение)
- [110] <https://ru.wikipedia.org/wiki/Гамма-функция>
- [111] Ce:GAGG Scintillation Crystal Datasheet // Furukawa Denshi Co, 2014.
- [112] <http://www.pspice.com/>
- [113] M2i.20XX Datasheet // Spectrum Instrumentation.
- [114] <https://matlab.ru/products/matlab>
- [115] D.E. Philippov et. al., Digital Signal Processing for SiPM Timing Resolution // J. Phys. Conf. Ser., Vol. 798, Is. 1, 012220, 2017.
- [116] D.E. Philippov et. al., Development of SiPM-based X-ray counting scanner for human inspection // IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. 65, Is. 8, pp. 2013-2020, 8263160, 2018.
- [117] Medical diagnostic X-ray equipment - Radiation conditions for use in the determination of characteristics, International Electrotechnical Commission Report, IEC 61267, 2005.
- [118] J. Kaewkhao et. al., Non-proportionality study of CaMoO<sub>4</sub> and GAGG:Ce scintillation crystals using Compton coincidence technique // Applied Radiation and Isotopes, Vol. 115, pp. 221–226, 2016.
- [119] P. Siczynski et. al., Non-proportionality of GAGG:Ce scintillators down to 50 eV electron equivalent by application of alpha particle excitation // Nucl. Instr. And Meth. in Phys. Res. A, Vol. 898, pp. 24-29, 2018.

- [120] R.D. Evans, *The Atomic Nucleus* // McGraw-Hill, New York, 1955.
- [121] J.W. Muller, Generalized dead times // *Nucl. Instr. And Meth. in Phys. Res. A Accel. Spectrom. Detect. Assoc. Equip.*, Vol. 301 (3), pp. 543-551, 1991.
- [122] W. Feller, *On Probability Problems in the Theory of Counters* // *Courant Anniversary Volume* (pp. 105-115, 1948), Springer, pp. 751 – 759, 2015.
- [123] [http://www.photonique.ch/Prod\\_AMP\\_0600.html](http://www.photonique.ch/Prod_AMP_0600.html)
- [124] <https://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoef/ElemTab/z26.html>
- [125] J. Yan, et al., «A method to assess image quality for low-dose PET: analysis of SNR, CNR, bias and image noise», *Cancer Imaging*, vol. 16, no. 1, p. 26, 2016.
- [126] J.-W. Choi et. al., «Relationship between physical factors and subjective image quality of cone-beam computed tomography images according to diagnostic task», *Oral Surg. Oral Med. Oral Pathol. Oral Radiol.*, vol. 119, no. 3, pp. 357–365, 2015.
- [127] S. Usman, A. Patil, Radiation detector deadtime and pile up: A review of the status of science // *Nuclear Engineering and Technology*, Vol. 50, pp. 1006-1016, 2018.