

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ ИМ. Г.И. БУДКЕРА
СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

ТИМОФЕЕВ АЛЕКСАНДР ВЛАДИМИРОВИЧ

**МНОГОЭЛЕМЕНТНЫЙ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЙ ЭКРАН
ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ ПОТОКОВ
ЖЕСТКИХ ГАММА-КВАНТОВ**

1.3.2. Приборы и методы экспериментальной физики

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
кандидат физико-математических наук, доцент
Григорьев Дмитрий Николаевич

Новосибирск – 2023

Оглавление

	Стр.
Введение	5
Глава 1 Методы регистрации в рентгенографии	12
1.1 Рентгенография	12
1.2 Детекторы рентгеновского излучения	13
1.3 Сцинтилляторы с высокой плотностью	18
1.4 Классический детектор	19
1.5 Вывод фотоприемников из области регистрации рентгеновского изучения	26
1.6 Принцип работы предложенного регистрирующего элемента	30
1.7 Заключение к главе 1	31
Глава 2 Исследования спектросмещающих волокон	33
2.1 Расчет эффективности спектросмещающего волокна	33
2.2 Измерение разброса отклика спектросмещающих волокон	40
2.3 Исследование различных спектросмещающих волокон	44
2.4 Исследование светимости спектросмещающих волокон под действием рентгеновского излучения	48
2.5 Исследование влияния зеркальной поверхности на торце спектросмещающего волокна на уровень сигнала	51
2.6 Зависимость сигнала от положения спектросмещающего волокна	52
2.7 Заключение к главе 2	53
Глава 3 Исследования регистрирующего элемента	54
3.1 Расчет и моделирование светового сбора на поверхность спектросмещающего волокна	54

3.2 Эксперимент по двум канавкам и оптическому контакту	59
3.3 Расчет величины светового выхода регистрирующего элемента	60
3.4 Измерение светового выхода регистрирующего элемента	61
3.5 Моделирование энерговыделения в кристалле в зависимости от длины кристалла.....	64
3.6 Измерение зависимости светового сбора от места поглощения УФ излучения	66
3.7 Измерение зависимости светового сбора от длины кристаллов	69
3.8 Конструкция блока кристаллов	70
3.9 Заключение к главе 3	73
Глава 4 Исследование характеристик оптического волокна	74
4.1 Расчеты эффективности и затухания оптического волокна	74
4.2 Волоконно-оптическая линия передачи света	76
4.3 Измерение коэффициента прохождения света через оптическое соединение	80
4.4 Выходной контроль оптических кабелей	81
4.5 Заключение к главе 4	85
Глава 5 Исследование фотоприемников	86
5.1 Описание выбранных фотоприемников	86
5.2 Расчет толщины защитного покрытия.....	87
5.3 Исследование темнового тока и емкости	92
5.4 Измерение квантовой эффективности	94
5.5 Исследование времени отклика фотодиода	96
5.6 Исследование нелинейности фотодиода	97

5.7	Разработка соединения между оптическим волокном и фотодиодом.....	99
5.8	Входной контроль фотоприемников.....	101
5.9	Заключение к главе 5	102
Глава 6 Исследования модуля многоэлементного сцинтилляционного экрана.....		104
6.1	Конструкция модуля.....	104
6.2	Стенд для исследования параметров модуля.....	106
6.3	Измерение светового выхода на импульсной рентгеновской трубке.....	109
6.4	Заключение к главе 6	110
Заключение.....		112
Список литературы		115

Введение

Актуальность темы исследования

В ИЯФ СО РАН активно ведутся работы по использованию развитых для физики элементарных частиц передовых технологий в других направлениях. Одним из направлений является рентгенография объектов с высоким атомным номером и большой толщиной для применения в интересах обеспечения безопасности и индустрии.

При рентгенографии объектов с высокой плотностью и большой толщиной в качестве детектора гамма-квантов широко используются мозаичные экраны или линейки из тяжелых сцинтилляционных кристаллов [1 – 3]. Как правило, световой сигнал регистрируется фотоприемниками на основе PIN (positive-intrinsic-negative) фотодиодов [3, 4] или матричных фотоприемников. Использование матричных фотоприемников и оптических элементов позволяет разместить фотоприемники и электронику вне области ионизирующего излучения. Но существенным недостатком использования матричных фотоприемников является малая эффективность оптических элементов. Основным преимуществом PIN фотодиодов является большой динамический диапазон и стабильность. Классически для максимальной эффективности светового сбора они размещаются на торце сцинтиллятора. Недостатком PIN фотодиодов является отсутствие усиления, поэтому электроника располагается в непосредственной близости от фотодиода (ФД) для обеспечения наибольшего соотношения сигнал/шум.

Через объекты, размер которых составляет много длин поглощения, в основном проходят гамма-кванты с энергией, соответствующей минимальному сечению взаимодействия (окно прозрачности). Для материалов с высоким атомным номером прошедшие гамма-кванты имеют диапазон энергий 2 – 6 МэВ. Окно прозрачности тяжелых сцинтилляторов находится в том же диапазоне. Поэтому значительная доля гамма-излучения проходит через сцинтилляционный кристалл и существует вероятность взаимодействия гамма-квантов с веществом вблизи ФД.

В результате взаимодействия гамма-кванта с веществом образуется электрон, ионизационные потери которого в чувствительной области ФД регистрируются как паразитный сигнал. Данный сигнал в десятки раз больше, чем полезный сигнал от взаимодействия гамма-кванта в сцинтилляторе, так как средняя энергия образования электронно-дырочной пары в кремнии 3,67 эВ [5], а конверсионная эффективность тяжелых сцинтилляторов составляет 30 – 100 эВ/фотон [6]. Паразитный сигнал имеет большой статистический разброс из-за низкой вероятности взаимодействия гамма-кванта с веществом вблизи ФД, поэтому во многих случаях паразитный сигнал вносит определяющий вклад в энергетическое разрешение. Альтернативным методом является использование волоконно-оптических линий для передачи сцинтилляционного света от кристаллов на фотоприемники [7 – 9]. В данном случае фотоприемники и электроника выводятся из-под вредного воздействия гамма-излучения. При этом, однако, происходит неизбежная потеря светового сигнала больше, чем на порядок. Это значительно ужесточает требования к реализации всего тракта транспортировки света от сцинтиллятора к фотоприемнику.

Использование спектросмещающих волокон позволяет собирать свет со значительной части сцинтиллятора за счет переизлучения сцинтилляционного света и захвата части переизлученного света волокном. Вклеивание спектросмещающего волокна в сцинтиллятор повышает надежность конструкции. Также использование спектросмещающего волокна позволяет использовать фотоприемники меньшей площади, что приводит к уменьшению шумов. Так как спектросмещающие волокна имеют длину затухания от 1 до 4 м [10], наиболее оптимальной схемой передачи оптического сигнала является использование комбинации спектросмещающих и оптических волокон.

Степень разработанности темы исследования

Спектросмещающие волокна широко используются для создания детекторов на основе органических сцинтилляторов [11 – 14]. В большинстве случаев основным материалом и органических сцинтилляторов и спектросмещающих

волокон является полистирол с различными добавками [15, 16]. Поэтому оптические и механические свойства спектросмещающих волокон и органических сцинтилляторов отличаются незначительно. Так как механические и оптические свойства тяжелых сцинтилляторов значительно отличаются от свойств спектросмещающих волокон, возможность их совместного использования следует дополнительно изучить.

Цели и задачи

Целью диссертационного исследования является разработка и изготовление многоэлементного сцинтилляционного экрана для регистрации потоков жестких гамма-квантов с эффективностью не менее 50% и собственным шумом, не превышающим статистический разброс потока гамма-квантов. Для достижения поставленной цели требовалось решить следующие **задачи**:

1. Разработать методики исследования характеристик элементов многоэлементного сцинтилляционного экрана и создать необходимые для проведения измерений стенды;
2. Исследовать различные спектросмещающие и оптические волокна и выбрать оптимальные;
3. Провести расчетные и экспериментальные исследования параметров регистрирующего элемента;
4. Определить оптимальные параметры фотоприемников и произвести измерения их характеристик;
5. Разработать модуль многоэлементного сцинтилляционного экрана и измерить его параметры.

Научная новизна

1. Впервые создан детектор жестких гамма-квантов для проведения рентгенографических исследований с малым поперечным размером кристалла и большим количеством каналов с индивидуальным чтением;

2. Впервые в детекторе жестких гамма-квантов для проведения рентгенографических исследований реализован метод съема света с тяжелого сцинтиллятора с большим коэффициентом преломления при помощи спектросмещающих волокон;
3. Созданы уникальные фотодиодные линейки, оптимизированные для работы с волоконной оптикой.

Теоретическая и практическая значимость работы

1. Разработан детектор для рентгенографии с рекордной эффективностью регистрации гамма-излучения с энергиями несколько мегаэлектронвольт, что позволяет изучать объекты с большей рентгеновской плотностью, чем классические системы регистрации;
2. Разработана и экспериментально проверена методика расчета эффективности метода косвенного съема, которая позволяет рассчитывать эффективность детекторов с другими параметрами;
3. Показано, что использование спектросмещающих волокон возможно с тяжелыми неорганическими сцинтилляторами, у которых высокий показатель преломления;
4. Произведен расчет влияния толщины защитного просветляющего покрытия на эффективность фотоприемников, который позволит оптимизировать параметры фотоприемников для различных применений.

Методология и методы исследования

Методологической основой диссертационного исследования являются экспериментальные и теоретические методы исследования. Экспериментальные методы состоят в проведении измерений с использованием источников излучения в видимом, ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах и регистрацией полученных сигналов специализированными фотоприемниками и электронной аппаратурой. Теоретические методы основываются на статистической обработке данных и проведении моделирования методом Монте-Карло.

Положения, выносимые на защиту

- Комбинация тяжелого сцинтиллятора со спектросмещающим волокном позволяет создать детектор жестких гамма-квантов для проведения рентгенографических исследований с большим количеством каналов с индивидуальным чтением.
- Разработанные методики исследования и расчетов основных элементов многоэлементного сцинтилляционного экрана – кристаллов, спектросмещающих волокон и оптических волокон, а также методики проверки блоков кристаллов, оптических кабелей и собранных модулей позволяют оптимизировать параметры детекторов на основе тяжелых сцинтилляторов и спектросмещающих волокон.
- Разработанная блочно-модульная конструкция многоэлементного сцинтилляционного экрана обеспечивает точность позиционирования модулей лучше 0,2 мм, при этом толщина корпуса вокруг чувствительной области модуля составляет 0,02 мм алюминизированного лавсана.
- Использование отечественных кристаллов ВГО и фотодиодных линеек при разработке и изготовлении многоэлементного сцинтилляционного экрана позволяет проводить рентгенографические исследования с максимальной точностью.
- Получены следующие характеристики детектора: эффективная чувствительная область модуля многоэлементного сцинтилляционного экрана – $80 \pm 3\%$, среднее регистрируемое энерговыделение от гамма-кванта с энергией 4 МэВ – $2,58 \pm 0,02$ МэВ, флуктуации энерговыделения – $(0,65 \pm 0,02)\sqrt{N}$ гамма-квантов, средний световой выход – 49 ± 6 фотоэлектронов/МэВ. При полученных характеристиках детектора, его параметры не влияют на энергетическое разрешение, и оно определяется статистикой гамма-квантов и их взаимодействием в веществе.

- Разработанный и созданный многоэлементный сцинтилляционный экран по своим параметрам является новым уникальным прибором, превосходящим по своим параметрам все устройства аналогичного назначения.

Степень достоверности и апробация результатов

По теме диссертации опубликовано 3 научные работы [17, 18, 19], отражающих основные результаты диссертации (3 статьи – в журналах, включенных в базу данных Scopus), а также 1 патент на полезную модель [20].

Результаты представлялись в ИЯФ СО РАН на конкурсе молодых ученых, секция физика элементарных частиц в 2017 (3 место), 2019 (1 место), 2021 (2 место), а также на научных семинарах ИЯФ СО РАН.

Большая часть результатов работы вошла в научно-квалификационную работу аспиранта, которая успешно защищена в 2021 году.

Объем и структура работы

Работа состоит из введения, шести глав и заключения. Первая глава посвящена методам регистрации в рентгенографии. В главах 2 – 6 описаны исследования спектросмещающих волокон, регистрирующего элемента, оптических волокон, фотоприемников и модуля многоэлементного экрана, соответственно. Диссертация содержит 129 страниц, 69 рисунков и 11 таблиц. Список литературы содержит 96 наименований.

Личный вклад автора

Автор диссертации принимал определяющее участие в получении выносимых на защиту результатов. Им лично проведены расчеты, моделирование и измерение характеристик элементов детектора, созданы стенды на основе импульсного лазера и импульсной рентгеновской трубки. Для данных стендов разработаны методики проведения экспериментов. Также разработаны методики измерения характеристик элементов детектора для стенда с использованием кремниевых фотоумножителей и стенда с использованием рентгеновской трубки,

работающей в непрерывном режиме. Подготовка к публикации полученных результатов работы проводилась при совместном обсуждении с соавторами. Авторский вклад соискателя в статью [19] заключается в обосновании необходимых функциональных возможностей и точностей измерений проводимых измерений для автоматизированного многофункционального стенда для массового измерения характеристик PIN-фотодиодов и проверке соответствия полученных параметров стенда и испытываемых PIN-фотодиодов техническим требованиям. Личный вклад соискателя в статью [17] заключается в подготовке и проведении экспериментов по оптимизации светового сбора и исследованию параметров регистрирующего элемента с косвенным съемом сигнала, обработке полученных результатов. Авторский вклад соискателя в статью [18] заключается в активном личном участии в измерениях плотности энергии излучения импульсного рентгеновского источника, при этом соискателем был обнаружен значительный вклад в плотность энергии от рассеянного излучения и разработан свинцовый экран для его устранения. Соискателем разработан и создан модуль детектора, конструкция которого является основой полезной модели, предложенной в работе [20], а также проведено детальное изучение его параметров с использованием созданных им стендов. Во всех вышеперечисленных работах авторы расположены в алфавитном порядке.

Глава 1 Методы регистрации в рентгенографии

1.1 Рентгенография

История рентгенографии начинается 8 ноября 1895 года, когда Вильгельм Конрад Рентген впервые зарегистрировал затемнение фотопластинки под действием рентгеновского излучения. Используя разницу в плотности костей и мягких тканей 23 января 1896 года им был сделан первый рентгеновский снимок: руки биолога профессора Альберта фон Келликера. Это открытие стало первым в мире методом медицинской визуализации, до этого нельзя было прижизненно, неинвазивно получить изображение внутренних органов и тканей. Также этот метод позволяет изучать неоднородности, дефекты материалов. За это открытие Вильгельм Конрад Рентген получил первую в мире Нобелевскую премию.

Получение изображения на рентгеночувствительную пленку было основано на ослаблении рентгеновского излучения при его прохождении через различные вещества. При прохождении через участки разной плотности пучок излучения рассеивается и поглощается по-разному. Интенсивность рентгеновских лучей экспоненциально убывает в зависимости от пройденного пути в поглощающем слое.

$$I = I_0 e^{-kd}, \quad (1)$$

где I_0 – интенсивность падающего излучения;

k – коэффициент поглощения;

d – толщина слоя.

В результате формируется проходящий поток рентгеновских лучей разной степени интенсивности. Что позволяет получить на рентгеночувствительной пленке теневое изображение объекта.

Рентгенография объектов широко применяется для неразрушающего контроля [21]. Есть задачи, в которых исследуются объекты с высокой

рентгеновской плотностью, эквивалентные более 100 мм стали [22 – 24]. Также в последнее время развивается рентгенография крупногабаритных объектов [25 – 27].

Для решения этих задач обычно используются ускорители электронов с энергией до 10 МэВ. Гамма-кванты с энергией несколько мегаэлектронвольт образуются в результате тормозного излучения высокоэнергетичных электронов в мишени с высоким атомным номером [3, 23, 27].

При рентгенографии объектов с высоким атомным номером и большой толщиной в качестве детектора гамма-квантов широко используются многоэлементные экраны из тяжелых сцинтилляционных кристаллов. Наиболее распространенным решением является использование сцинтилляционных кристаллов ортогерманата висмута $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ (BGO) и вольфраматов кадмия CdWO_4 (CWO) или цинка ZnWO_4 (ZWO) [3, 22, 23, 28, 29]. Как правило, световой сигнал регистрируется фотоприемниками на основе PIN фотодиодов, обеспечивающими наибольший динамический диапазон [30], имеющими высокую стабильность и небольшую цену.

1.2 Детекторы рентгеновского излучения

В настоящее время хорошо изучены различные детекторы рентгеновского излучения. Классическими детекторами являются:

- Рентгеновская пленка;
- Запоминающие люминофоры;
- Газовые детекторы;
- Полупроводниковые детекторы;
- Сцинтилляционные детекторы.

Первым методом регистрации рентгеновского излучения в рентгенографии является использование рентгеновских пленок. Принцип работы рентгеновских

пленок заключается в создании скрытого изображения под воздействием рентгеновского излучения в слое эмульсии на основе галогенидов серебра. Для получения изображения пленку необходимо проявлять в специализированных растворах. Полученное изображение является аналоговым, что значительно ограничивает его применение. В последнее время широкое распространение получили цифровые методы.

Цифровым аналогом рентгеновских пленок являются запоминающие пластины. Они также широко используются в промышленности и медицине [31]. Принцип работы запоминающих пластин заключается в сохранении люминесцентным материалом информации о поглощенной дозе излучения и получении этой информации при дополнительном воздействии, которое возвращает материал в начальное состояние.

Рентгеновская пленка и запоминающие пластины имеют низкую эффективность регистрации гамма-излучения. Поэтому для увеличения эффективности регистрации рентгеновских пленок и запоминающих пластин применяются наборы усиливающих экранов [32, 33].

При регистрации нескольких кадров на одну рентгеновскую пленку или запоминающую пластину изображения суммируются, что ограничивает область применения рентгеновских пленок и запоминающих пластин в многокадровых системах. Поэтому в последнее время развиваются специализированные матричные цифровые детекторы.

Принцип работы газовых детекторов заключается в регистрации электрического сигнала, вызванного ионизацией газа заряженной частицей. На рисунке 1 приведена структура многоканальной ионизационной камеры [34]. Рентгеновское излучение, попавшее во входное окно детектора, проникает в пространство между электродами. Газ ионизируется, и образовавшиеся электроны и ионы дрейфуют к соответствующим электродам. Для измерения координаты на

одном из электродов делается полосковая структура. Заряды, наведенные на полосы, усиливаются электроникой, обрабатываются и оцифровываются.

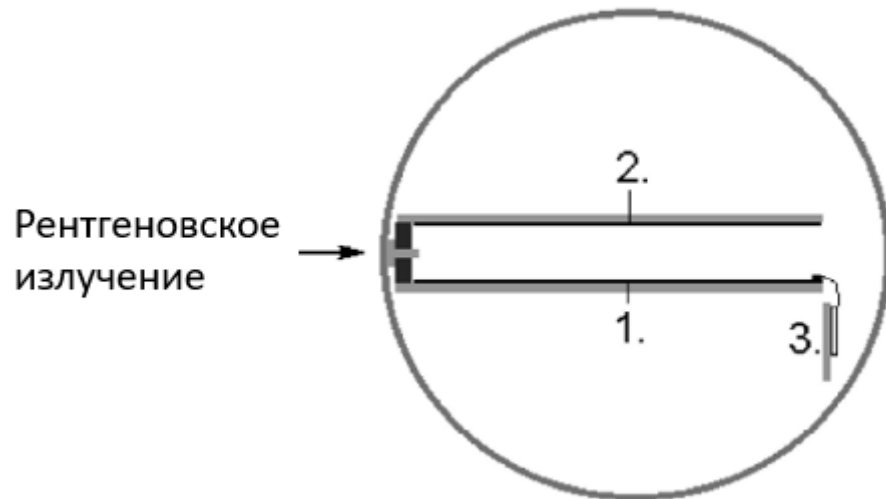


Рисунок 1 – Структура многоканальной ионизационной камеры:

1 – Микрополосковая структура; 2 – высоковольтный анод; 3 – электроника

Данные детекторы могут обладать высоким координатным разрешением ~ 100 мкм и быстродействием до $\sim 10^{12}$ фотонов/с·мм² [35]. Поэтому газовые детекторы широко используются в медицине, в детекторах, обеспечивающих безопасность, и станциях для проведения исследований с использованием синхротронного излучения [36]. Диапазон регистрации рентгеновского излучения с помощью многоканальной ионизационной камеры может составлять от 15 до 70 кэВ [35].

Многоканальные ионизационные камеры не могут быть использованы для регистрации потоков жестких гамма-квантов, поскольку эффективность регистрации гамма-квантов мала из-за невысокой вероятности взаимодействия гамма-квантов с молекулами газа.

Полупроводниковые детекторы. Принцип работы, как и в случае газовых детекторов, заключается в регистрации электрического сигнала, вызванного ионизацией от заряженной частицы. В рентгенографии широкое распространение получили плоскочелюстные детекторы прямого преобразования [37]. Схема

регистрации рентгеновского излучения плоскопанельным детектором прямого преобразования показана на рисунке 2.

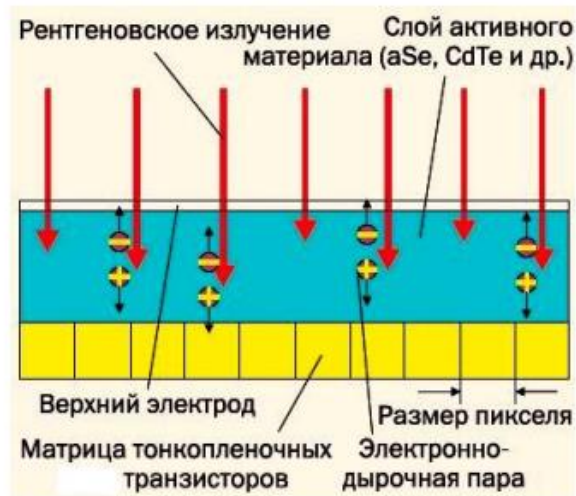


Рисунок 2 – Схема регистрации рентгеновского излучения плоскопанельным детектором прямого преобразования

Достоинством полупроводниковых детекторов является высокое координатное разрешение – размер пикселя от 50 мкм [38]. Преимуществом над газовыми детекторами является меньшая средняя энергия образования пары в кремнии 3,67 эВ/пару, по сравнению 32 эВ/пару в ксеноне, и большая по сравнению с газовыми детекторами рентгеновская плотность.

Так как широко распространенные полупроводниковые детекторы на основе полупроводников Si, Ge, CdTe и CdZnTe имеют эффективный атомный номер менее 50 [39], они не подходят для высокоэффективной регистрации гамма-квантов с энергией порядка 4 – 6 МэВ.

Эффективный атомный номер полупроводников HgI_2 , PbI_2 , и TlBr составляет 69, 70 и 75 соответственно [39]. Данные полупроводники могут эффективно регистрировать высокоэнергичное излучение при ширине полупроводника более 30 мм. Но данные полупроводники обладают существенными недостатками, которые не позволяют изготовить высокоэффективную систему регистрации жестких гамма-квантов. Недостатком HgI_2 является высокая сложность изготовления заготовок с размерами более $5 \times 5 \times 5 \text{ мм}^3$ [40]. Недостатком PbI_2 и TlBr

является низкая подвижность электронов 8 и 6 $\text{см}^2\text{В}^{-1}\text{с}^{-1}$ соответственно, что ограничивает их применение при толщинах более нескольких миллиметров [39].

Сцинтилляционные детекторы. Широкий класс приборов, которые используются в различных сферах науки [6]. Сцинтилляционные материалы преобразуют часть энергии ионизационных потерь от заряженных частиц в свет, который регистрируется фотоприемником.

Сцинтилляторы значительно различаются по физическим и механическим свойствам. Быстродействие сцинтилляторов определяется временем затухания световой вспышки, которое составляет от нескольких наносекунд до нескольких миллисекунд в зависимости от используемого сцинтиллятора. Эффективность регистрации определяется эффективным атомным номером и плотностью, которые составляют от 5 до 80 и от 1 до 8,3 $\text{г}/\text{см}^3$ соответственно. Величина светового сигнала определяется световым выходом сцинтиллятора, который составляет от 10^2 до 10^5 фотонов на 1 МэВ поглощенной энергии [6]. По механическим свойствам сцинтилляторы разделяются на газовые, жидкие, органические и неорганические сцинтилляторы.

В зависимости от величины светового сигнала и требуемого динамического диапазона применяются различные фотоприемники. Собственный коэффициент усиления фотоэлектронных умножителей (ФЭУ) и кремневых фотоэлектронных умножителей (SiPM) составляет порядка $10^5 - 10^6$ раз, что позволяет регистрировать малые сигналы от единичных фотонов. Их существенным недостатком является малый динамический диапазон порядка нескольких тысяч и высокая нелинейность в верхнем диапазоне. Сцинтилляционные детекторы на основе ФЭУ и SiPM применяются в калориметрии и координатных детекторах. Лавинные фотодиоды обладают коэффициентом усиления от 10 до 10000 раз [41], что позволяет регистрировать сигналы от нескольких фотонов [41]. При этом динамический диапазон значительно больше, чем у ФЭУ и SiPM и составляет порядка 10^5 . Сцинтилляционные детекторы с лавинными фотодиодами широко применяются в калориметрии [30]. Наибольшим динамическим диапазоном

обладают PIN фотодиоды, более 10^6 , но они не имеют собственного усиления. Поэтому минимальный регистрируемый сигнал составляет около нескольких тысяч фотонов [41]. Сцинтилляционные детекторы с использованием PIN фотодиодов применяются в калориметрах с большими сигналами.

Из вышперечисленных детекторов рентгеновского излучения требуемым параметрам многоэлементного сцинтилляционного экрана (МСЭ) удовлетворяют только сцинтилляционные детекторы на основе неорганических сцинтилляторов с использованием PIN фотодиодов.

1.3 Сцинтилляторы с высокой плотностью

Для рентгенографии объектов с высокой плотностью, сцинтиллятор должен обладать элементами с высоким атомным номером, чтобы эффективно поглощать гамма-кванты, которые проходят через объект. Доступные тяжелые сцинтилляторы и их характеристики показаны в таблице 1.

Таблица 1 – Характеристики тяжелых сцинтилляторов [6, 42]

Кристалл	Время затухания, нс	Длина волны максимума свечения, нм	Плотность г/см ³	Световой выход, фотон/МэВ
NaI(Tl)	250	415	3,67	40000
CsI(Tl)	100	550	4,51	55700
CsI(Na)	630	420	4,51	41000
Чистый CsI	16	315	4,51	2000
PWO	6	420	8,28	200
BGO	300	480	7,13	8200
CdWO	12 000	475	7,9	27 000
LSO(Ce)	40	420	7,4	33 000
LYSO(Ce)	42	420	7,1	29 000
LaBr ₃ (Ce)	16	380	5,1	63000
LaCl ₃ (Ce)	28	350	3,85	49000

Наиболее подходящими по плотности, времени затухания и световому выходу сцинтилляторами являются LYSO, LSO и BGO. Данные сцинтилляторы широко используются в калориметрах [43 – 49] и в позитронно-эмиссионных томографах [50 – 53]. Но в России в настоящее время производятся в массовом количестве только BGO [54]. Для большинства задач BGO обладает достаточными параметрами.

В случае применения LYSO в качестве сцинтиллятора примерно в 3 – 4 раза увеличится световой выход по сравнению с BGO и значительно улучшатся временные характеристики. Но данный сцинтиллятор массово не производится в России и большинство производителей отказываются поставлять в Россию данный сцинтиллятор. Также LYSO в несколько раз дороже BGO. Поэтому в качестве сцинтиллятора выбран кристалл BGO. Однако его использование значительно повысило требования ко всему оптическому тракту и параметрам фотоприемников, а также к шумам электроники.

1.4 Классический детектор

В физике элементарных частиц для максимизации сигнала фотоприемник располагается на торце сцинтиллятора, а электроника располагается вблизи фотоприемника для минимизации шума. Классическое устройство детекторов на основе неорганических сцинтилляторов [16, 43, 44, 45] показано на рисунке 3.



Рисунок 3 – Классическая схема канала сцинтилляционного детектора

В физике элементарных частиц энергии, регистрируемых гамма квантов, составляют сотни мегаэлектронвольт и более. Поэтому кристаллы имеют поперечные размеры несколько сантиметров и длину десятки сантиметров.

Следовательно, ионизирующие частицы почти полностью поглощаются в кристалле и вероятность их взаимодействия с веществом вблизи фотоприемника мала. В случае рентгенографии размеры кристаллов много меньше. Кроме того, прошедшие через толстые объекты гамма-кванты имеют энергию в диапазоне от 2 до 6 МэВ, что соответствует минимальному сечению взаимодействия в тяжелых сцинтилляторах. Поэтому значительная доля ионизирующих частиц попадает на фотоприемники. PIN фотодиоды имеют толщину запрещенной зоны несколько сотен микрометров и взаимодействием частиц в ней нельзя пренебречь. Проблема состоит в том, что при взаимодействии в кремнии на рождение электрон-дырочной пары требуется всего 3,67 эВ [5], а в тяжелых сцинтилляторах на рождение электрон-дырочной пары требуются сотни электрон-вольт. То есть одно взаимодействие в кремнии соответствует сигналу от взаимодействия порядка сотни гамма квантов в сцинтилляторе. Кроме того, малое количество взаимодействий в кремнии приводит к большим флуктуациям сигнала.

Для оценки вклада в шум от взаимодействия заряженных частиц в кремнии производилось моделирование методом Монте Карло в GEANT 4 [55]. Для моделирования оптических фотонов были подключены физические процессы G4RealSurface 2.2.

Моделировалось взаимодействие гамма-квантов с кристаллом BGO $4 \times 4 \times 30$ мм³ и кремниевой пластиной (ФД) $3 \times 3 \times 0,3$ мм³. Записывалось энерговыделение в кристалле и кремниевой пластине, а также количество фотонов, попавшее на кремниевую пластину. Всего моделировалось 100000 гамма-квантов с энергией 4 МэВ. Световой выход BGO считался равным среднему табличному значению 8000 фотонов/МэВ. Поверхность обработки кристалла выбрана механически полированная [56]. В качестве светоизолирующего и отражающего покрытия было выбрано тефлоновое покрытие с воздушным промежутком (polishedteflonair). Оптический контакт между ФД и кристаллом не моделировался.

Распределение количества фотонов, попавших на ФД, показано на рисунке 4. В среднем на один провзаимодействовавший с сцинтиллятором гамма-квант с

энергией 4 МэВ приходится 1672 ± 7 фотон. Ширина распределения определяется различным энерговыделением от одного гамма-кванта и составляет 1087 ± 5 фотонов. Энерговыделение от гамма-кванта может составлять от 0 (примерно в 44% случаев) до 4 МэВ.

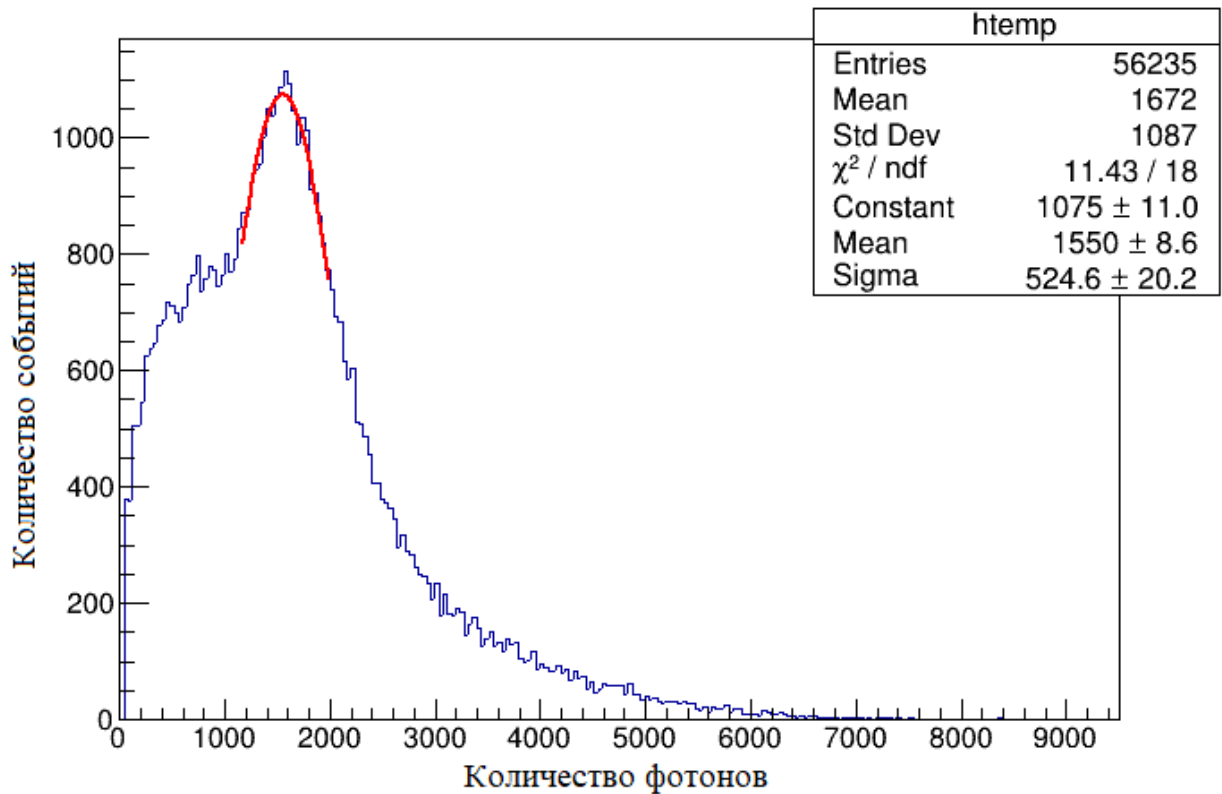


Рисунок 4 – Распределение событий по количеству образовавшихся в BGO световых фотонов от взаимодействия гамма-квантов с энергией 4 МэВ и попавших на ФД

Для проверки правильности моделирования проводился расчет максимального количества фотонов, которое может быть собрано с кристаллов BGO.

Так как BGO имеет показатель преломления 2,15, часть сцинтилляционного света не может покинуть кристалл из-за полного внутреннего отражения. Угол полного внутреннего отражения θ рассчитывался по формуле (2):

$$\theta = \text{asin}\left(\frac{1}{n_{BGO}}\right) = 27,72^\circ, \quad (2)$$

где $n_{BGO} = 2,15$ – показатель преломления BGO.

При таком угле полного внутреннего отражения свет может покинуть кристалл с формой прямоугольного параллелепипеда, только в случае если он распространяется под углом не более $27,72^\circ$ относительно нормали одной из граней кристалла (рисунок 5).

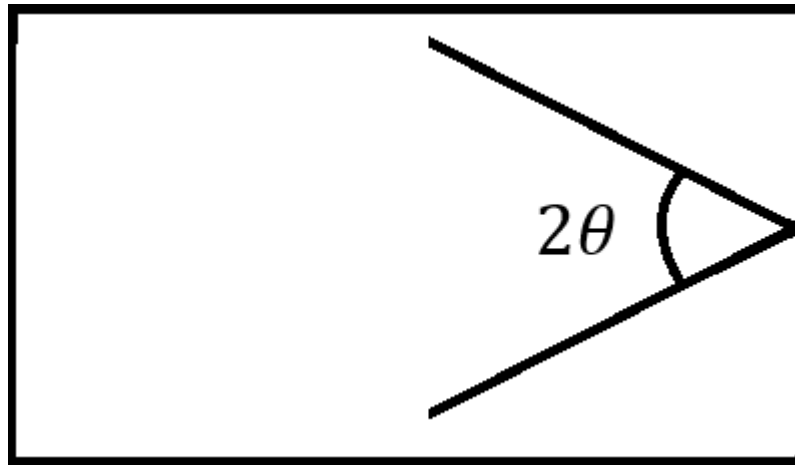


Рисунок 5 – Схема углов, при которых свет может покинуть кристалл

Максимальное количество фотонов/МэВ, выходящих из полированного кристалла, составляет 2720 фотонов/МэВ и было рассчитано по формуле (3):

$$S_{max} = LY * \frac{N_{гр}}{2} * \frac{2 * \pi(1 - \cos \theta)}{2 * \pi}, \quad (3)$$

где LY – световой выход равный 8000 фотонов/МэВ;

$N_{гр}$ – количество граней кристалла.

Тогда максимальное количество фотонов, которое может быть зарегистрировано от гамма-кванта с энергией 4 МэВ, составляет примерно 11000 фотонов. В моделировании максимальное количество получилась около 9000 фотонов, что связано с наличием поглощения фотонов при отражении от светоотражающего материала.

Для определения вероятности взаимодействия ионизирующего излучения с ФД, отбирались события, в которых присутствует энерговыделение в кремнии.

Всего было отобрано 578 событий из 100000 событий, отсюда следует, что вероятность взаимодействия ионизирующего излучения в кремнии составляет $0,58 \pm 0,02\%$.

Сигнал от взаимодействия ионизирующего излучения в ФД определялся по формуле (4):

$$S_e = \frac{E_{Si}}{k}, \quad (4)$$

где E_{Si} – энерговыделение в кремнии;

$k=3,67$ эВ – средняя энергия образования электрон-дырочной пары в кремнии [5].

На рисунке 6 представлено распределение сигналов от ионизирующего излучения в ФД. Средний зарегистрированный сигнал в ФД составляет $(268,6 \pm 4,4) \cdot 10^2$ электронов. Ширина распределения составляет 4769 ± 438 электронов.

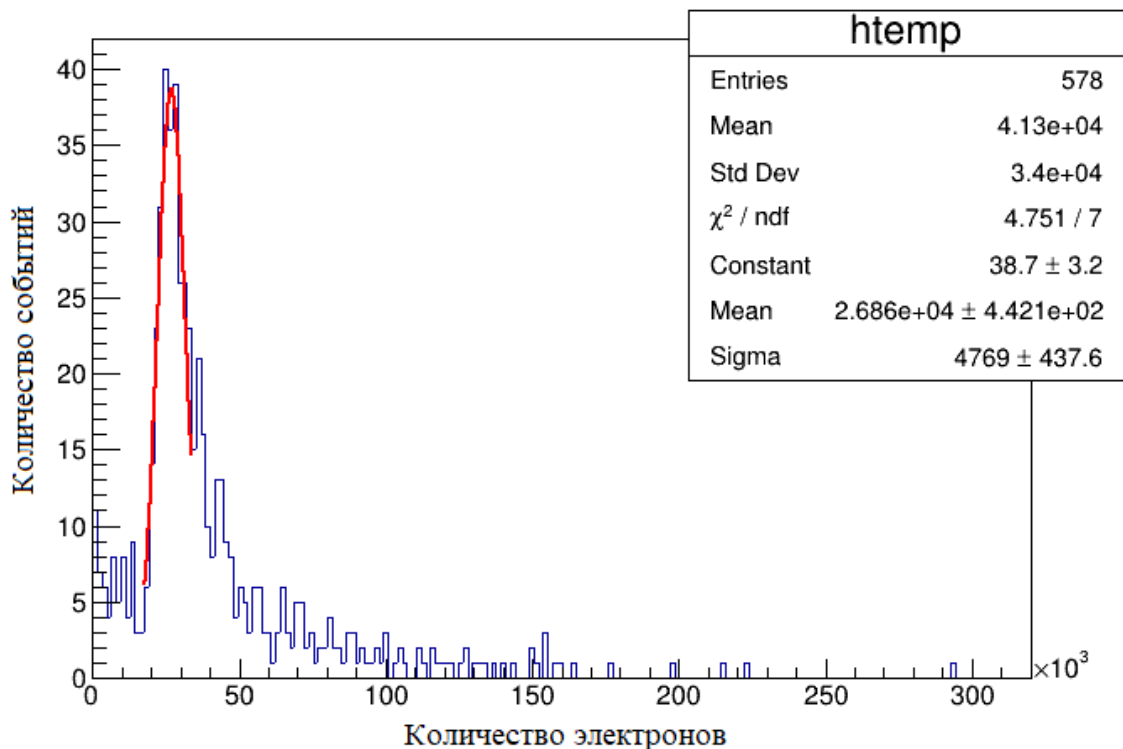


Рисунок 6 – Распределение количества электронов от взаимодействия ионизирующего излучения в ФД

Отношение статистический шум/сигнал в канале детектора в зависимости от потока гамма-квантов можно посчитать по формуле (5):

$$\frac{\sigma}{S} = \frac{\sqrt{N * \alpha + N * \beta * \left(\frac{S_{PD}}{\varepsilon * S_{BGO}}\right)^2}}{N * \alpha + N * \beta * \left(\frac{S_{PD}}{\varepsilon * S_{BGO}}\right)}, \quad (5)$$

где N – количество гамма-квантов, попадающих на BGO;

α – вероятность взаимодействия в BGO;

β – вероятность взаимодействия в чувствительной области ФД;

S_{PD} – сигнал в электронах в ФД;

ε – квантовая эффективность ФД;

S_{BGO} – сигнал в фотонах от BGO.

Отношение статистический шум/сигнал зависит как $\frac{1,34}{\sqrt{N}}$ и $\frac{3,37}{\sqrt{N}}$ в случае без учета взаимодействия в кремнии, и с учетом взаимодействия в кремнии. Взаимодействие в кремнии приводит к ухудшению энергетического разрешения в 2,5 раза.

На рисунке 7 приведен пример измеренной зависимости энергетического разрешения сигнала для классического детектора. Сигнал от взаимодействия в ФД зависит линейно от толщины области пространственного заряда. При этом толщина области пространственного заряда определяется формулой (6) [57]:

$$l_{опз} = \sqrt{\frac{2 \varepsilon_0 \varepsilon_r (U - U_{p-n})}{e N_d}} \sim \sqrt{U}, \quad (6)$$

где ε_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума;

ε_r – относительная диэлектрическая проницаемость полупроводника;

U – напряжение обратного смещения;

U_{p-n} – контактная разность потенциалов;

e – заряд электрона;

N_d – концентрация донорных примесей.

Поэтому для проверки предположения о влиянии прямого взаимодействия в ФД на энергетическое разрешение, измерения проводились при двух напряжениях обратного смещения на ФД.

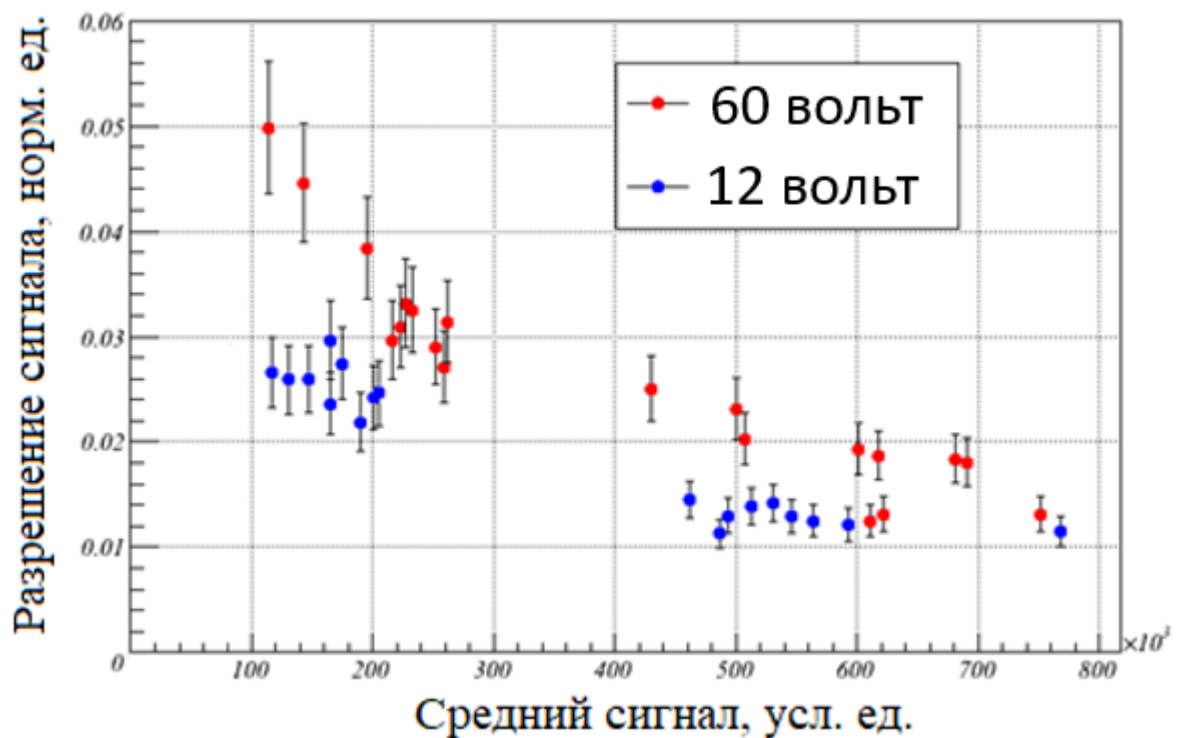


Рисунок 7 – Зависимость относительной ошибки (разрешения) сигнала от его средней величины при напряжениях на ФД 12 и 60 В

Данные результаты демонстрируют, что вклад от взаимодействия в веществе фотодиода в разрешение сигнала может быть определяющим.

Несмотря на меньшую эффективность светового сбора и меньший сигнал от одного гамма-кванта, расположение ФД вне области ионизирующего излучения устраняет шумовой вклад от взаимодействия ионизирующего излучения в веществе

ФД. Это позволяет улучшить отношение сигнал/шум до 2,5 раз при сохранении заданного потока гамма-квантов или увеличить чувствительность до 6,25 раз. Таким образом, значительно увеличивается просвечивающая способность и появляется возможность рассмотреть более тонкие структуры. Выведение из-под действия ионизирующего излучения фотоприемников и электроники увеличивает их срок службы. Кроме того, упрощается инфраструктура, так как источники тепла удалены от кристаллов, которые требуется термостабилизировать, а электронику можно размещать в стандартных конструктивах. Поэтому были рассмотрены различные способы вынесения фотоприемников из области излучения.

1.5 Вывод фотоприемников из области регистрации рентгеновского излучения

Задача разнести в пространстве фотоприемники и сцинтилляторы изучалась в 90-е годы XX-века. Она была вызвана необходимостью вывести ФЭУ из магнитного поля, так как магнитные поля негативно влияют на работу ФЭУ [58], но предложенные методы не нашли применения, так как в дальнейшем были разработаны кремниевые фотоэлектронные умножители, которые могут работать в магнитном поле [59].

Наиболее оптимальным решением было бы использование оптического волокна, которое может передавать световой сигнал с торца сцинтиллятора до фотоприемника [7 – 9]. В данном случае для распространения света из кристалла в волокно необходимы полированные поверхности, а для надежного склеивания необходимы наоборот шероховатые поверхности, поэтому клеевое соединение каждого волокна отдельно к каждому кристаллу имеет малую механическую прочность и, как следствие, ненадежно. Увеличить механическую прочность можно за счет увеличения числа волокон, что приведет к увеличению площади склейки. Но тогда необходимо приклеивать упорядоченный оптический жгут, состоящий из множества волокон. В настоящее время технологии, позволяющей

массово изготавливать упорядоченные оптические жгуты больших размеров с волокнами от 0,5 мм диаметром не существует, поэтому от этого метода было решено отказаться.

Другим известным методом является экран – оптика – матричный фотоприемник [1, 60, 61]. В данном методе в качестве фотоприемников используются матричные фотоприемники, изготовленные по технологии ПЗС (прибор с зарядовой связью) или КМОП (комплементарная структура металл – оксид – полупроводник). Использование зеркал позволяет регистрировать отраженное в зеркале изображение сцинтиллятора, что позволяет расположить матричные фотоприемники с объективом вне области рентгеновского излучения (рисунок 8). При использовании нескольких полупрозрачных зеркал или светоделительных призм можно регистрировать несколько кадров с минимальными межкадровыми интервалами на различные матричные фотоприемники. Эффективность данного метода ограничена долей света попадающей на объектив. Потери светового сигнала в данном методе составляют более 99% [62], что не позволяет обеспечить собственный шум детектора меньше статистических флуктуаций потока гамма-квантов, так как в реальной геометрии сигнал будет составлять менее одного фотоэлектрона на гамма-квант и шум будет определяться статистикой фотоэлектронов, а не потока гамма-квантов.

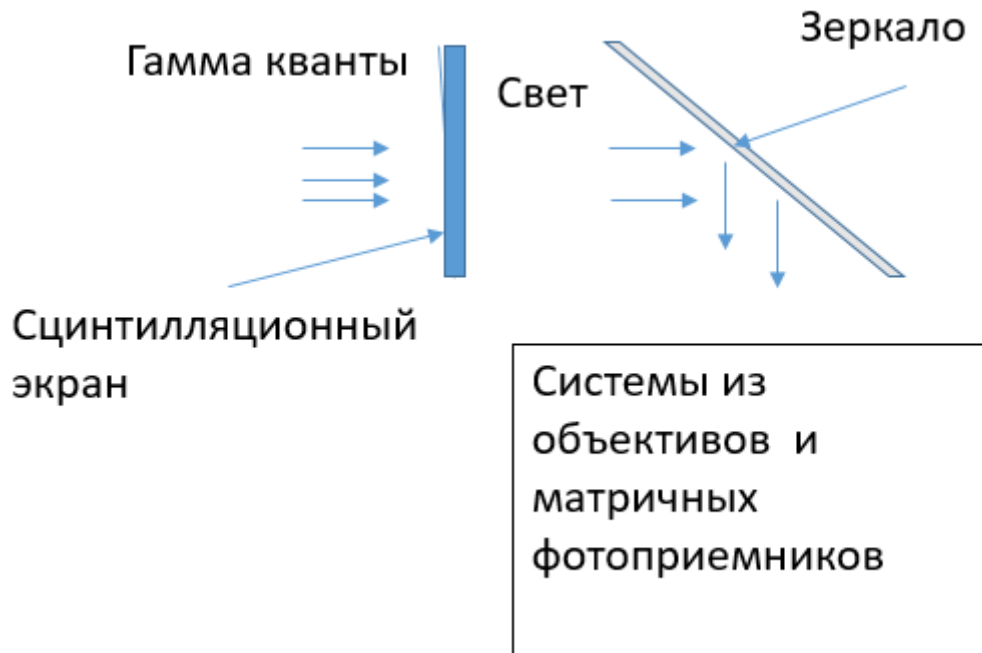


Рисунок 8 – Схема экран – оптика – матричный фотоприемник

Другой метод вывода фотоприемников из области регистрации был реализован для детекторов на основе органических сцинтилляторов. В данных детекторах используется спектросмещающее волокно для вывода сцинтилляционного света с органических сцинтилляторов большой площади [11 – 14]. Спектросмещающее волокно может поглощать проходящий через него свет, и изотропно переизлучать его на большей длине волны, при этом волокном захватывается до 5,7% на торец переизлученного света. Размещение спектросмещающих волокон внутри сцинтиллятора позволяет улучшить однородность светового сбора по длине сцинтиллятора по сравнению со световым сбором на расположенный на торце кристалла фотоприемник (рисунок 9) [63]. Также использование спектросмещающих волокон позволяет уменьшить размеры фотоприемников, необходимых для регистрации сигналов, за счет того, что спектросмещающие волокна собирают сцинтилляционный свет со всего объема сцинтиллятора и передают его на небольшую площадь своего торца.

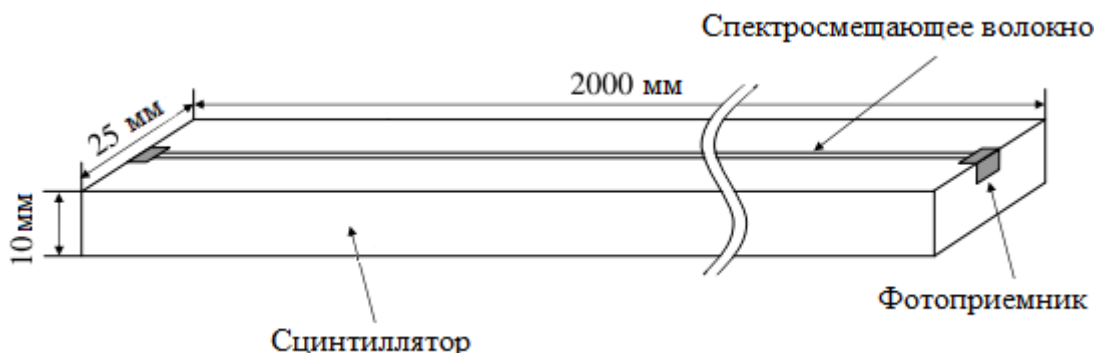


Рисунок 9 – Пример размещения спектрсмещающего волокна в сцинтилляторе

Также спектрсмещающее волокно используется в трехмерных детекторах, где отсутствует место для размещения фотоприемника [64].

Во всех этих работах используется органические сцинтилляторы, близкие по оптическим и механическим свойствам к спектрсмещающим волокнам. Так как органические сцинтилляторы имеют недостаточную рентгеновскую плотность для регистрации жестких потоков гамма-квантов, необходимо исследовать возможность использования спектрсмещающего волокна с неорганическими кристаллическими сцинтилляторами, которые имеют достаточную рентгеновскую плотность, но значительно отличаются по оптическим и механическим свойствам от органических сцинтилляторов. Коэффициент преломления тяжелых сцинтилляторов составляет 1,7 – 2,3, при этом спектрсмещающие и органические сцинтилляторы имеют показатель преломления около 1,6. Коэффициенты температурного расширения сцинтилляторов BGO и LYSO составляют $7 \cdot 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ [65] а для органических сцинтилляторов $7,8 \cdot 10^{-5} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ [66]. Поверхности неорганических и органических сцинтилляторов значительно отличаются по физико-химическим свойствам, поэтому необходимо подбирать клей, который будет хорошо смачивать различные поверхности. Также они значительно различаются по технологиям механической обработки и другим свойствам.

1.6 Принцип работы предложенного регистрирующего элемента

Для разработки детектора предложен регистрирующий элемент (РЭ), состоящий из следующих основных элементов:

- Сцинтиллятор;
- Спектрсмещающее волокно (оптическое волокно с люминесцентной добавкой);
- Фотоприемник;
- Оптическое волокно (при необходимости).

Принципиальная схема РЭ показана на рисунке 10.

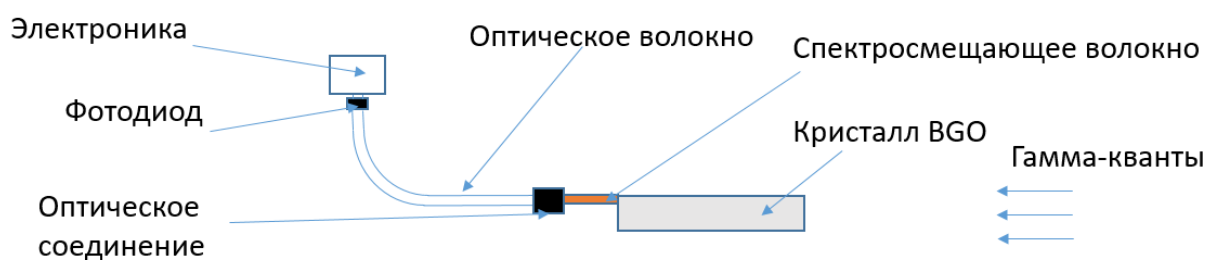


Рисунок 10 – Принципиальная схема РЭ

Поток гамма-квантов падает на торец кристалла. По всему объему кристалла происходит взаимодействие гамма-квантов с веществом. Существует три основных взаимодействия гамма-квантов с образованием заряженной (ионизирующей) частицы [6] при данных энергиях:

- Фотоэффект;
- Комптоновское рассеяние;
- Рождение электрон-позитронной пары.

Так как через плотные и габаритные объекты с высоким атомным номером проходят в основном только гамма-кванты с минимальным сечением взаимодействия, основными процессами являются комптоновское рассеяние и рождение электрон-позитронной пары. Сцинтиллятор пропорционально

ионизационным потерям заряженных частиц излучает сцинтилляционный свет. Сцинтилляционный фотон с некоторой вероятностью попадает на спектросмещающее волокно.

Спектросмещающее волокно – это оптическое волокно с ядром на основе полистирола, в котором растворена флуоресцентная добавка. Флуоресцентная добавка с некоторой вероятностью поглощает фотон с определенной длиной волны, и может переизлучить фотон с большей длины волны (с меньшей энергией) равномерно по углам. По спектросмещающему или оптическому волокну (световоду) могут распространяться на большие расстояния до фотоприемника только фотоны, которые на границе волокна отражаются на эффекте полного внутреннего отражения [10]. Стоит отметить что непереизлученные сцинтилляционные фотоны и свет, вышедший через боковую грань волокна, в идеальном случае не могут захватиться в волокно и быть транспортированы на большие расстояния до фотоприемника. Поэтому данный метод не будет работать без переизлучения сцинтилляционного света.

Достаточным динамическим диапазоном и линейностью обладают только PIN фотодиоды. Их серьезным недостатком является отсутствие собственного усиления. Поэтому минимальный регистрируемый детектором поток гамма квантов (чувствительность) будет сильно зависеть от эффективности сбора светового света с сцинтиллятора и передачи светового сигнала на фотоприемник.

Для обеспечения максимальной чувствительности детектора, требуется исследование влияния различных параметров и характеристик элементов детектора на эффективность светового сбора.

1.7 Заключение к главе 1

В первой главе изложены основные методы регистрации гамма-квантов. Для регистрации жестких гамма-квантов выбран сцинтиллятор ВГО, так как он обладает высокой плотностью и высоким эффективным атомным номером.

Так как при размещении ФД на торце сцинтиллятора шум детектора определяется взаимодействием ионизирующего излучения в чувствительной области ФД, было решено использовать спектросмещающие волокна.

Глава 2 Исследования спектросмещающих волокон

2.1 Расчет эффективности спектросмещающего волокна

Наибольшее влияние на эффективность светового сбора окажет спектросмещающее волокно. Лидерами в мире по производству спектросмещающих волокон являются фирмы Kuraray и Vicron. На основе анализа статей [67, 68] выбраны волокна фирмы Kuraray.

Теоретически наиболее оптимальным будет спектросмещающее волокно, у которого спектр поглощения перекрывает максимальную часть спектра высвечивания сцинтиллятора.

Так как производителем не приведены такие параметры как самопоглощение и квантовая эффективность переизлучения, принято решение о проведении теоретического и экспериментального исследования по выбору спектросмещающего волокна.

Расчеты эффективности спектросмещающего волокна выполнены в меридианной модели распространения света в волокне [69].

В методе косвенного съема света основными характеристиками спектросмещающего волокна являются тип спектросмещающей добавки и числовая апертура волокна (NA). Числовая апертура волокна – в общем случае определяется формулой (7).

$$NA = \sqrt{n_{\text{серд}}^2 - n_{\text{обол}}^2} = n_{\text{среда}} * \sin(\theta_{\text{захват}}), \quad (7)$$

где $n_{\text{среда}}$ – показатель преломления среды, из которой свет попадает на торец волокна (рисунок 11);

$n_{\text{серд}}$ – показатель преломления сердцевины волокна (рисунок 11);

$n_{\text{обол}}$ – показатель преломления оболочки.

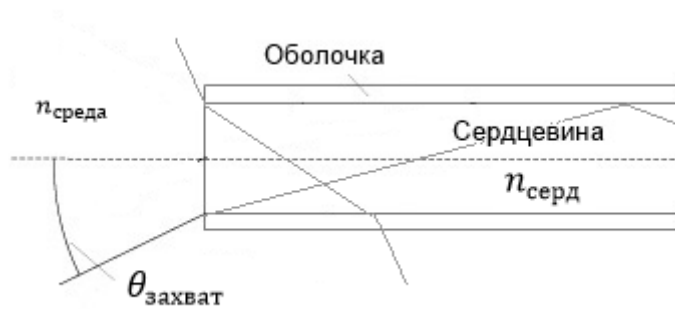


Рисунок 11 – Схема захвата света оптическим волокном

Теоретически полное внутреннее отражение может происходить на границе оболочки волокна и внешней среды. Но на практике внешняя поверхность полистирола или полиметилметакрилата (PMMA) со временем быстро теряет свойства для полного внутреннего отражения на границе. Это приводит к большим оптическим потерям. Поэтому для защиты поверхности полистирола или PMMA поверх наносится защитная оболочка толщиной 10 – 30 мкм. Свет в полимерном оптическом волокне распространяется за счет полного внутреннего отражения на границе сердцевинки и оболочки волокна. Согласно меридианной модели, свет в волокно захватывается через торец под максимальный угол $\theta_{\text{захват}}$ относительно оси волокна, который определяется формулой (8):

$$\sin(\theta_{\text{захват}}) = \frac{NA}{n_{\text{среда}}}. \quad (8)$$

Тогда максимальный угол $\beta_{\text{макс}}$ относительно оси волокна, под которым переизлученный спектросмещающим волокном свет может быть захвачен волокном определяется формулой (9) (рисунок 12):

$$\sin(\beta_{\text{макс}}) = \frac{n_{\text{среда}}}{n_{\text{серд}}} * \sin(\theta_{\text{захват}}) = \frac{NA}{n_{\text{серд}}}. \quad (9)$$

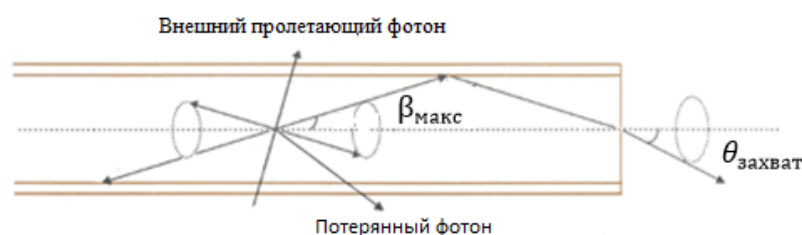


Рисунок 12 – Схема захвата света спектросмещающим волокном

При угле фотона более $\beta_{\text{макс}}$ относительно оси волокна, фотон не захватывается волокном. Эффективность захвата сцинтилляционного света на один торец, можно рассчитать из интеграла по углу β , в сферической системе координат:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\text{захвата}} &= \frac{1}{2} * \frac{\int_0^{\beta_{\text{макс}}} \sin \beta d\beta}{\int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin \beta d\beta} = \frac{1}{2} * \frac{1 - \cos \beta_{\text{макс}}}{1} = \\ &= \frac{1}{2} * \left(1 - \cos \left(a \sin \left(\frac{NA}{n_{\text{серд}}} \right) \right) \right). \end{aligned} \quad (10)$$

Зависимость эффективности захвата сцинтилляционного света на один торец от числовой апертуры показана на рисунке 13 для волокон с показателем преломления 1,49 и 1,59.

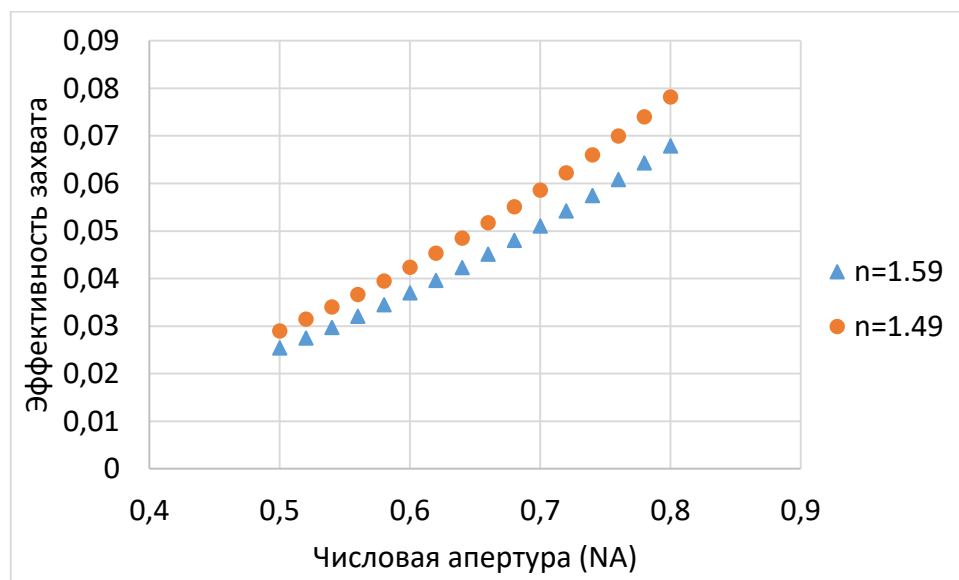


Рисунок 13 – Зависимость эффективности захвата сцинтилляционного света на один торец от числовой апертуры

В мире широко развито производство спектросмещающих волокон на основе полистирола, так как люминесцентные добавки в нем хорошо растворяются. Эти волокна имеет апертуру около 0,72 – 0,74, что соответствует эффективности захвата 5,4 – 5,7% на один торец от переизлученного света. Поэтому в сравнении с классическим методом лишь малая доля света может быть транспортирована до фотоприемника.

Рассчитанные значения совпадают с паспортными значениями эффективности захвата для спектросмещающих волокон Kuraray.

Спектросмещающие волокна, как правило, имеют большие потери переизлученного света из-за пересечения спектров поглощения и высвечивания. Длины затухания спектросмещающих волокон составляют от 1 до 4 м. Так как в МСЭ максимальное расстояние между сцинтиллятором и фотоприемником составляет около 5,5 м, необходимо использовать спектросмещающие волокна длиной около 100 мм и оптические волокна с длиной затухания более 10 м. Длина спектросмещающего волокна выбрана 125 мм, подробнее об этом будет рассказано в параграфе 4.2.

Важной характеристикой спектросмещающего волокна является согласованность спектра поглощения добавки и спектра высвечивания ВГО (рисунок 14). Данная характеристика позволяет оценить, какую часть сцинтилляционного света переизлучит спектросмещающее волокно, и сравнить различные спектросмещающие добавки. Наиболее подходящими добавками в волокнах производства Kuraray являются О-2 и Y-11 [10].

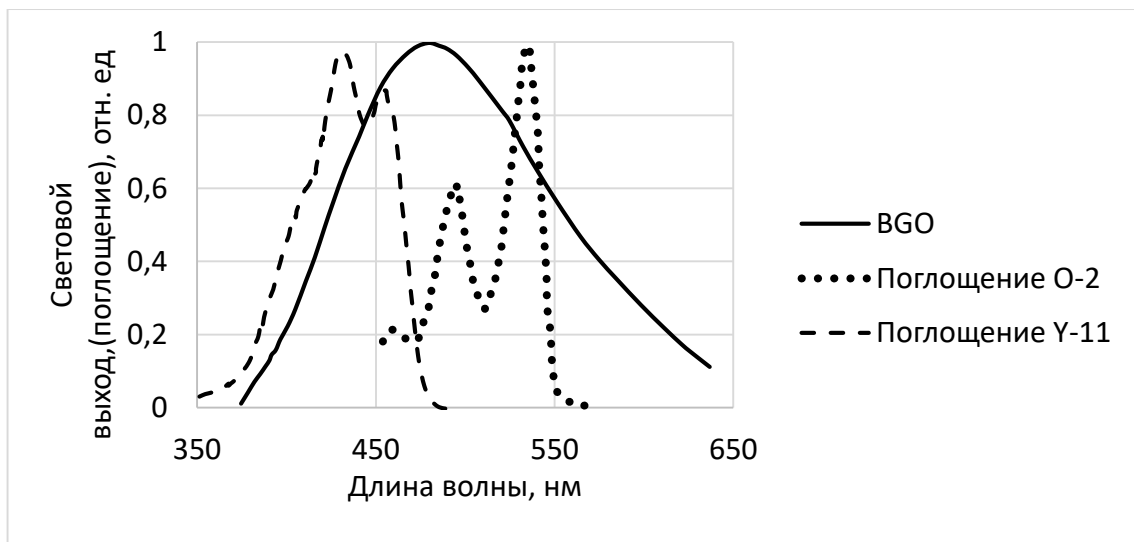


Рисунок 14 – Спектры поглощения спектросмещающих добавок и спектр высвечивания ВГО

Для оценки согласованности спектра поглощения добавки и спектра высвечивания ВГО использовалась следующая методика.

Считалось, что 100% поглощение добавкой сцинтилляционного света достигается при значении 0,2 отн. ед., так как для спектросмещающего волокна О-2 неизвестна относительная эффективность поглощения при длинах волн менее 450 нм. Поэтому функция поглощения сцинтилляционного света определялась формулой (11):

$$F(\lambda) = \begin{cases} \frac{f(\lambda)}{0,2}, & \frac{f(\lambda)}{0,2} < 1 \\ 1, & \frac{f(\lambda)}{0,2} \geq 1 \end{cases}, \quad (11)$$

где $f(\lambda)$ – зависимость поглощения спектросмещающей добавки от длины волны.

Показатель согласованности рассчитывался по формуле (12):

$$\varepsilon_{\text{согл}} = \frac{\int_{375}^{635} F(\lambda) * S_{bgo}(\lambda) d\lambda}{\int_{375}^{635} S_{bgo}(\lambda) d\lambda}, \quad (12)$$

где $S_{bgo}(\lambda)$ – зависимость высвечивания сцинтиллятора ВГО от длины волны.

Точность оценки величины показателя согласованности оценивается на уровне 15%. Это связано с выбором порога 100% поглощения сцинтилляционного света, а также с тем, что свет при прохождении через волокно поглощается не с 100% вероятностью. $\varepsilon_{\text{согл}}$ составляет $0,36 \pm 0,05$ и $0,57 \pm 0,09$ для люминесцентных добавок Y-11 и О-2 соответственно.

Наиболее подходящим волокном по согласованности является О-2. Но у волокна О-2 спектры высвечивания и собственного поглощения (рисунок 15) перекрываются больше, чем у волокна Y-11 (рисунок 16). Поэтому потери света при распространении в спектросмещающем волокне с О-2 будут значительно больше, чем в спектросмещающем волокне с Y-11.

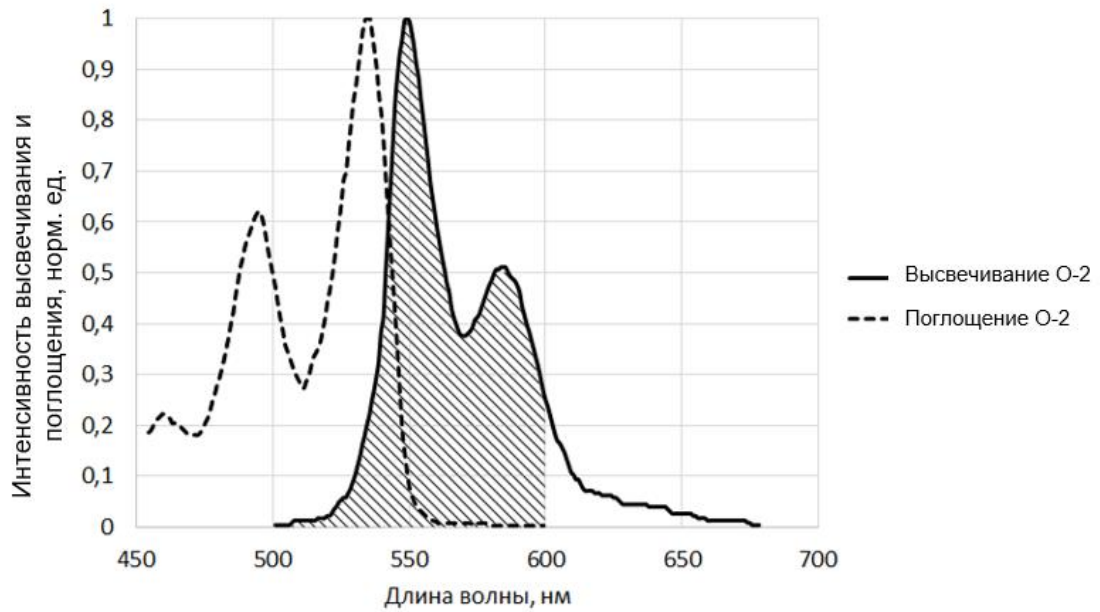


Рисунок 15 – Пересечение спектров поглощения и высвечивания спектросмещающей добавки O-2

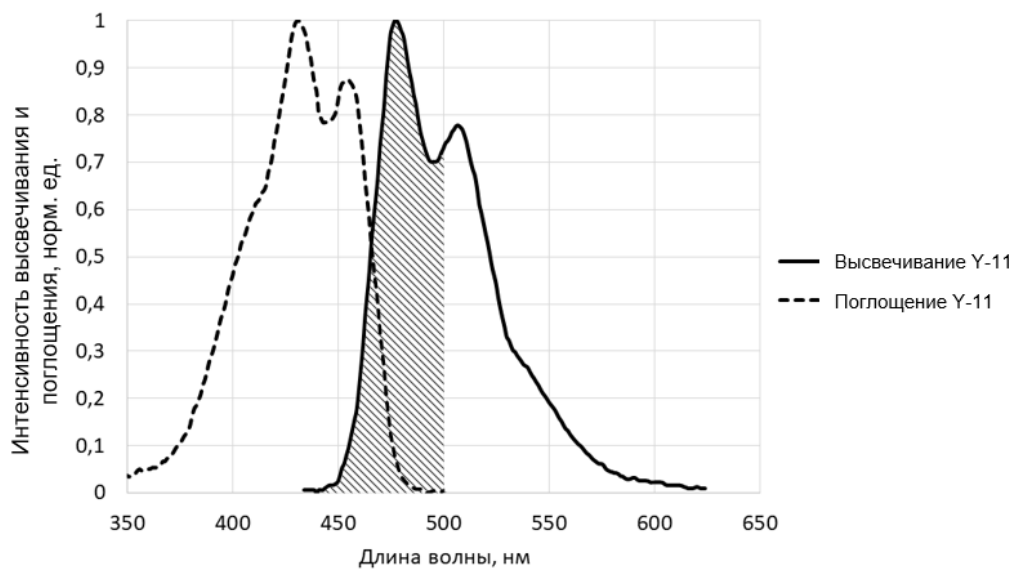


Рисунок 16 – Пересечение спектров поглощения и высвечивания спектросмещающей добавки Y-11

Для оценки этого эффекта численно рассчитывались интегралы спектра высвечивания спектросмещающей добавки, и спектра высвечивания спектросмещающего волокна на расстоянии 10 см от точки засветки [10] (рисунок 17). Так как паспортные спектры имеют разную шкалу, был рассчитан

нормировочный коэффициент, из соображений, что значения должны совпадать на длине волны 584 нм (максимум спектра высвечивания на расстоянии 10 см).

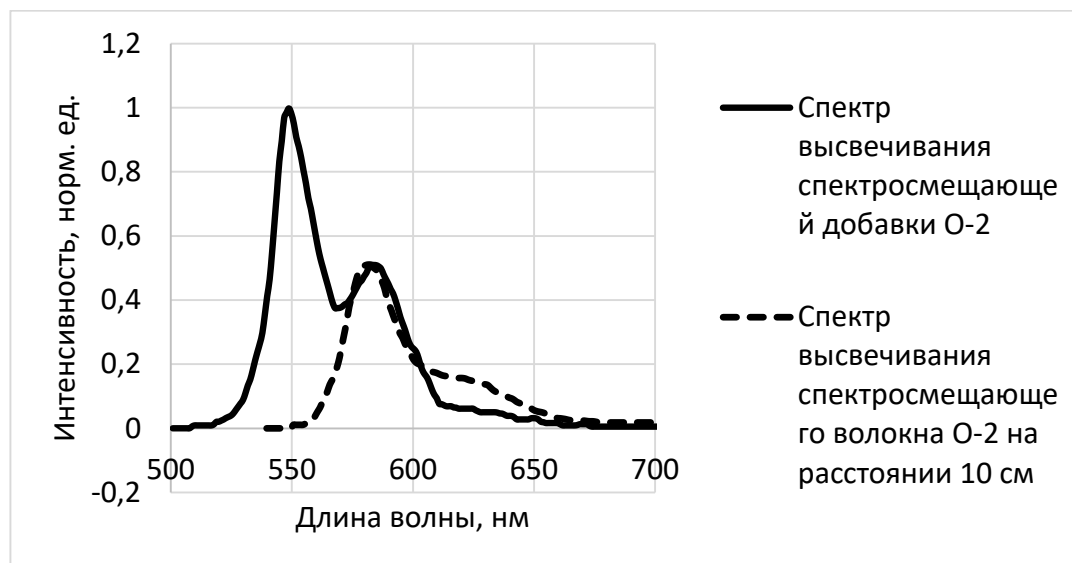


Рисунок 17 – Спектр высвечивания спектросмещающей добавки O-2, и спектр спектросмещающего волокна O-2 (100) на расстоянии 10 см от точки засветки

Точность отношения площадей оценивается на уровне 10%, так как не учтено поглощение света в волокне. При коротких длинах работает затухание, вызванное самопоглощением переизлученного света добавкой. Коэффициент данного затухания производителем не приводится.

Также производилась другая оценка самопоглощения. Если считать, что весь свет с длиной волны менее 568 нм переизлучается в волокне, и часть его захватывается, то на расстояние 10 см остается $48 \pm 5\%$ от исходного света.

Данные две оценки согласуются с относительной точностью порядка 10%. В дальнейшем будем считать, что на расстояние 10 см передается только $51 \pm 8\%$ переизлученного света (эффективность передачи).

Для спектросмещающего волокна Y-11 оценка поглощения площадей, не получилась, так как в спектрах присутствует 2 пика (рисунок 18), которые поглощаются по-разному. Из другой оценки для волокна Y-11 получается эффективность передачи – $78 \pm 8\%$.

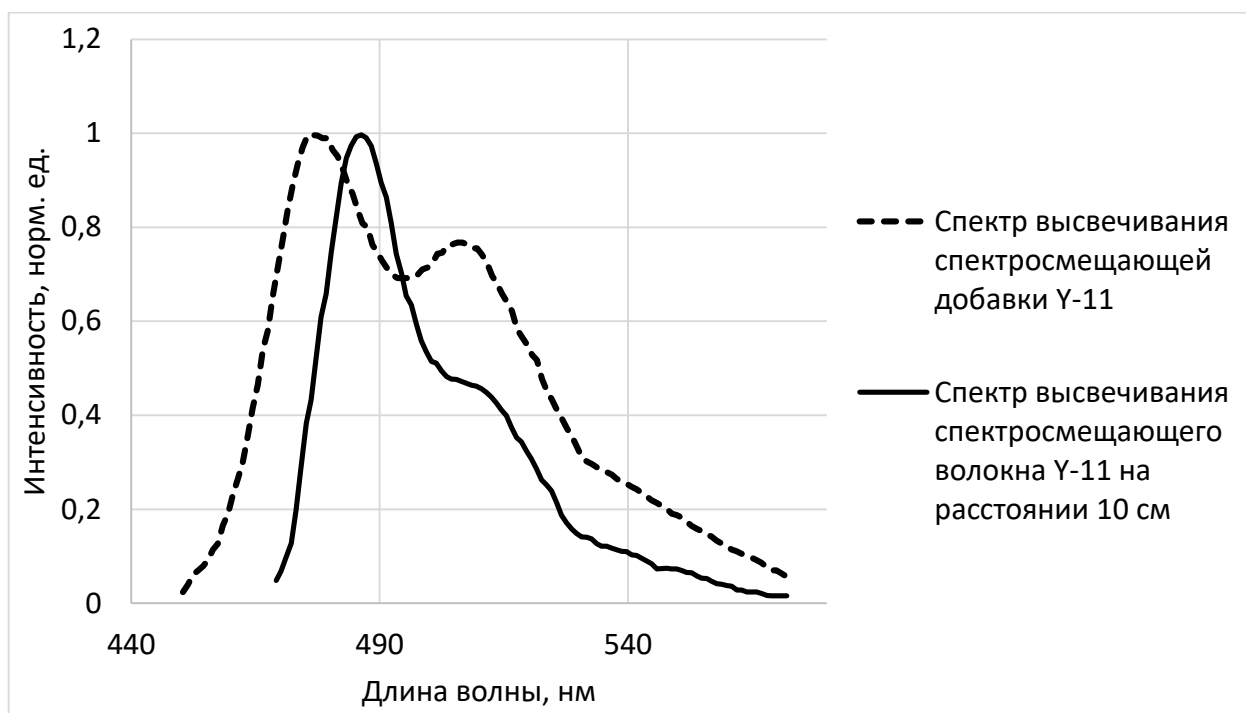


Рисунок 18 – Спектр высвечивания спектросмещающей добавки Y-11, и спектр спектросмещающего волокна Y-11 (200) на расстоянии 10 см от точки засветки

Эффективностью спектросмещающих добавок будет произведение показателя согласованности и эффективности передачи. Она составляет $29\pm 6\%$ и $28\pm 6\%$ для O-2 и Y-11 соответственно.

Стоит отметить, что абсолютные значения эффективности конверсии спектросмещающей добавки и эффективности поглощения сцинтилляционного света спектросмещающим волокном не известны. Это вызвало необходимость проведения экспериментальных исследований характеристик спектросмещающих волокон.

2.2 Измерение разброса отклика спектросмещающих волокон

Разброс отклика спектросмещающих волокон является одной из важных характеристик спектросмещающего волокна, так как разброс влияет на точность измерения различных спектросмещающих волокон и вносит вклад в неоднородность отклика каналов детектора на рентгеновское излучение.

По паспортным данным производителя известно, что разброс светового выхода спектросмещающих волокон составляет не более 10%. Кроме вклада в разброс отклика спектросмещающих волокон от разброса светового выхода, вызванного технологическим процессом производства спектросмещающих волокон, есть вклад, вызванный индивидуальной механической подготовкой образцов спектросмещающих волокон. Все торцы спектросмещающих волокон полируются по отдельности, что приводит к тому, что качество полировки может отличаться от волокна к волокну. Также в процессы подготовки образцов спектросмещающего волокна возможны микроповреждения волокон, которые увеличивают потери спектросмещающего волокна, и их количество будет различаться для всех волокон.

Для оценки точности измерения характеристик различных образцов спектросмещающих волокон и технологии подготовки образцов спектросмещающих волокон, измерялся разброс отклика различных спектросмещающих волокон.

Для измерений использовался разработанный специализированный стенд – «Стенд на основе УФ лазера». Сцинтилляции в кристалле BGO возбуждались импульсным ультрафиолетовым лазером ТЕСН-263 Basic [70]. Функционально стенд представляет собой один канал, включающий в себя:

- кристалл BGO с канавкой для спектросмещающего волокна;
- спектросмещающее волокно;
- оптический кабель для передачи света на полупроводниковый фотоприемник;
- фотоприемник, состоящий из 16 кремниевых PIN фотодиодов;
- плату регистрации на 16 каналов [71];
- персональный компьютер с программным обеспечением для проведения измерений и обработки данных.

Основные характеристики лазера приведены в таблице 2 [70].

Таблица 2 – Основные характеристики УФ лазера

Параметр / Модель	TECH-263
	Basic
Длина волны, нм	263
Средняя энергия лазерного излучения в импульсе, мкДж	10
Длительность импульса (по полувысоте), нс, не более	5
Пиковая мощность, кВт, не менее	2
Нестабильность энергии от импульса к импульсу (СКО/среднее значение), %, не более	15
Долговременная стабильность средней мощности (СКО/среднее значение), %, не более	2

В соответствии с техническими требованиями по эксплуатации лазера для его охлаждения во время работы он был надежно прикручен к массивной дюралевой плите толщиной 20 мм. На этой же плите была расположена система крепления кристалла, а также диафрагма между лазером и кристаллом. Диафрагма нужна для экранировки рассеянного излучения второй гармоники лазера (длина волны 527 нм).

Для передачи света от спектросмещающего волокна к фотоприемникам использовался оптический кабель. Кабель был изготовлен из оптического волокна Clear-PSM производства корпорации Kuraray диаметром 1 мм и длиной 4 м. Для стыковки спектросмещающего волокна и оптического волокна в этом кабеле был использован индивидуальный соединитель. С целью увеличения стабильности оптических соединений, контакт волокон был через воздух. Для формирования и оцифровки сигнала с фотоприемника использовалась плата регистрации, разработанная для детектора. Для запуска триггера использовался выходной синхроимпульс от лазера. После прихода триггерного сигнала данные с платы регистрации передавались по Ethernet в персональный компьютер (ПК). Для считывания данных и управления платой регистрации использовались программы, написанные в среде MathLab. Типичная осциллограмма сигнала показана на рисунке 19.

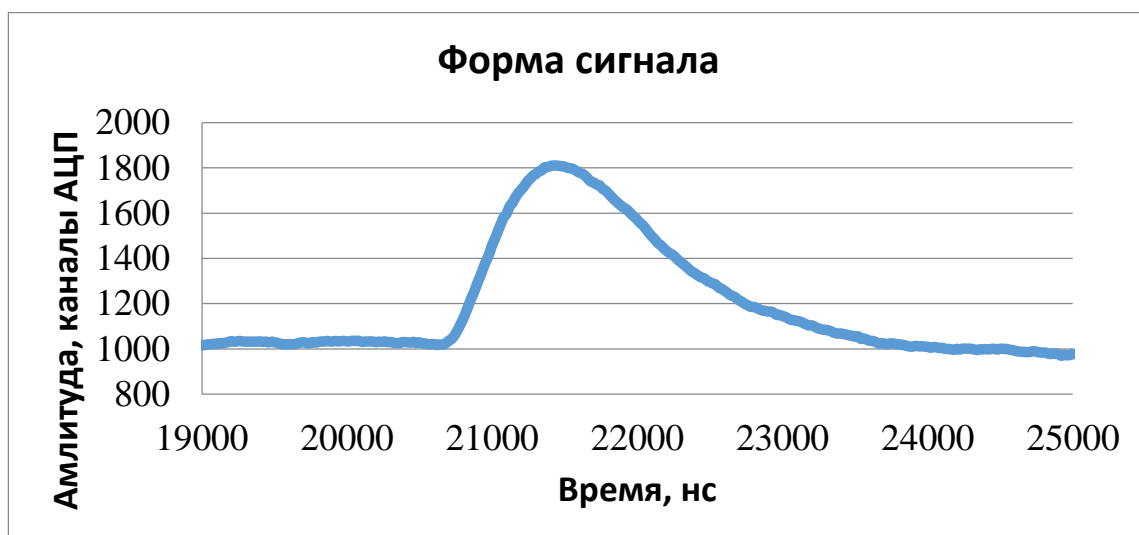


Рисунок 19 – Типичная осциллограмма сигнала

Используемая система сбора данных позволяла обрабатывать поток данных с частотой 1–1,5 Гц.

После начала работы со стендом была изучена его стабильность. Так как нестабильность энергии от импульса к импульсу (среднеквадратичное отклонение/среднее значение) по паспорту составляет 15%, то производился набор по 200 – 300 импульсов в одних условиях и рассчитывалось среднее значение амплитуд сигналов. Таким образом, статистическая ошибка средней амплитуды сигнала оценивается на уровне 1%.

Для уменьшения систематической ошибки была осуществлена модернизация стенда. Основная идея модернизации заключается в одновременной засветке лазером двух кристаллов – измеряемого и нормировочного. Для этого луч лазера делится на два луча с помощью полупрозрачного зеркала. В качестве полупрозрачного зеркала используется оптический фильтр с оптической плотностью 0,3 из набора UV-NIR Neutral Density Filter kit фирмы Edmund Optics [72]. Отраженный от зеркала луч используется для засветки нормировочного кристалла, а прошедший через зеркало – для засветки измеряемого кристалла. Сигнал с каждого кристалла (точнее, с каждого спектросмещающего волокна) передается по своему оптическому кабелю на фотоприемник и плату регистрации.

После прихода триггера оба сигнала с платы вычитываются в ПК, обрабатываются и используются для измерения сигнала относительно нормировочного. Использование нормировочного канала позволило уменьшить разброс сигналов с 15% до 2%. Точность нормировочного датчика определяется зависимостью отклика ВГО от интенсивности излучения в ультрафиолетовом диапазоне.

В боковой поверхности светоизоляции делались отверстия для лазерного луча. Торец спектросмещающего волокна располагался за пределами кристалла (рисунок 20), чтобы светоизоляция кристалла не вносила ошибок в измерения, из-за возможного зазора между светоизоляцией и торцом кристалла.

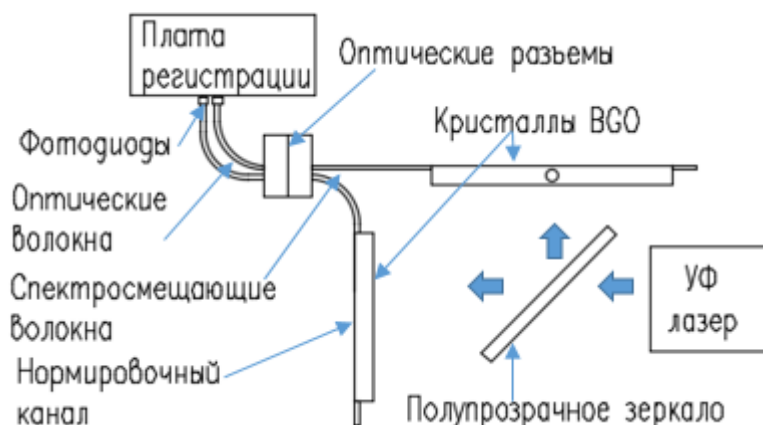


Рисунок 20 – Схема стенда на основе УФ лазера

На данном стенде проводились измерения разброса отклика спектросмещающих волокон О-2(100) длиной 110 мм. Всего измерялось 25 волокон. Разброс отклика составил 5,3%, что вносит значительный вклад в точность измерений, который нужно учитывать при исследованиях с различными волокнами.

2.3 Исследование различных спектросмещающих волокон

Измерения проводились с кристаллами ВГО $3,8 \times 3,7 \times 30$ мм³. Посередине более широкой боковой поверхности по всей длине кристалла была прорезана канавка с поперечными размерами $1,1 \times 1,1$ мм² для размещения

спектрсмещающего волокна. Для увеличения светового выхода кристалл после вклеивания спектрсмещающего волокна оборачивался одним слоем светоотражающего тефлона толщиной 80 мкм, а для светоизоляции одним слоем алюминиевой фольги толщиной 20 мкм.

Использовались спектрсмещающие волокна марки Y-11(200) MSJ и O-2(100) MSJ производства корпорации Kuraray (Япония).

Кристалл облучался с торца гамма-квантами с энергией 6,13 МэВ от комбинированного источника $^{238}\text{Pu}/^{13}\text{C}$. Гамма-кванты в этом источнике образуются в результате ядерной реакции $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}^* \rightarrow ^{16}\text{O} + \gamma$. Использование источника гамма-квантов в счетном режиме позволило произвести абсолютные измерения.

Для проведения измерений в счетном режиме был разработан специализированный стенд. Световой сигнал со спектрсмещающего волокна регистрировался кремниевым лавинным фотодиодом производства Hamamatsu марки APD S8664-55 [73]. Сигнал с ФД усиливался созданным для данного стенда малошумящим усилителем с большой чувствительностью. Усиленный сигнал оцифровывался АЦП DRS4 Evaluation Board производства Paul Scherrer Institute [74]. В дальнейшем этот сигнал аппроксимировался модифицированной функцией логарифмического нормального распределения [75] (рисунок 21):

$$f(x) = \frac{h * A}{\sqrt{2\pi} * \sigma} * \exp \left[-0,5 * \left(\left(\frac{\ln(1 + x * a)}{a} \right)^2 + a^2 \right) \right], \quad (13)$$

где $h = \frac{\sinh(a * \sqrt{\ln 4})}{a * \sqrt{\ln 4}}$;

$x = (h * X - x_0) / \sigma$ – приведенный X;

X – это величина по оси ОХ.

Параметрами этой функции являются:

x_0 – точка максимума функции (par[0]);

σ – характеристическая ширина распределения (par[1]);

a – коэффициент асимметричности функции (par[2]);

A – площадь под всей функцией (par[3]).

Величина сигнала определялась по площади под подгоночной функцией (параметр par[3]).

На рисунке 22 приведена осциллограмма от прямого взаимодействия ионизирующих частиц с веществом ФД.

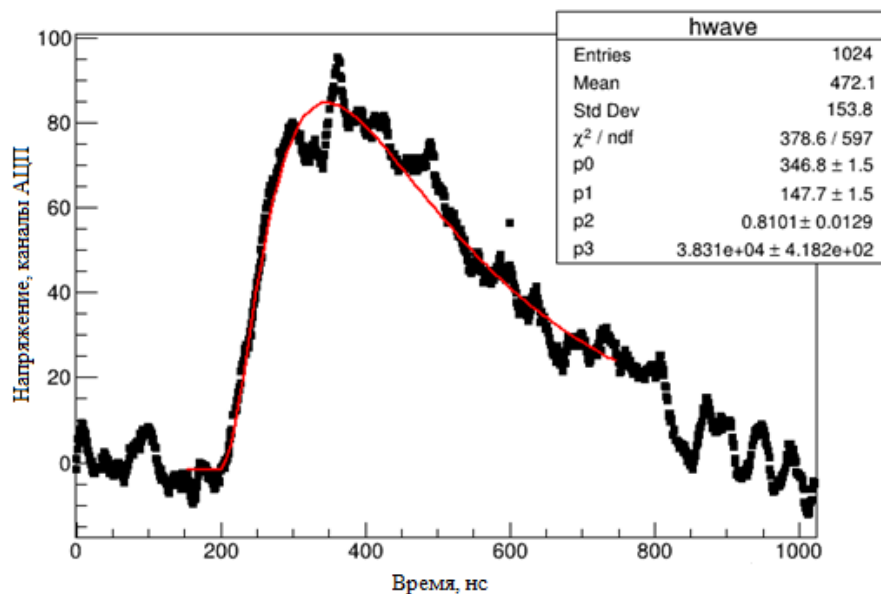


Рисунок 21 – Пример осциллограммы события взаимодействия гамма-кванта в кристалле

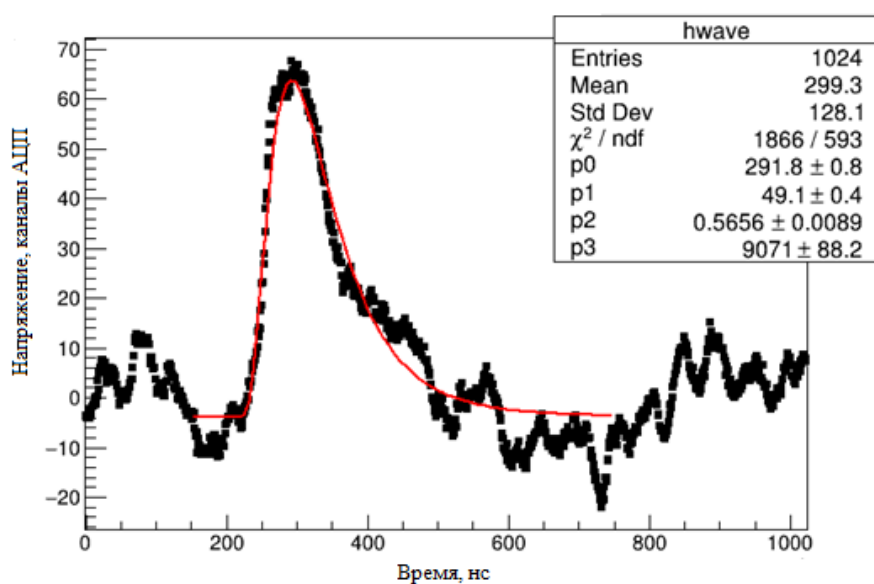


Рисунок 22 – Пример осциллограммы события прямого взаимодействия с веществом ФД

Из рисунков 21 и 22 видно, что формы сигналов от взаимодействий с веществом ФД и ВГО значительно отличаются. Поэтому события от взаимодействий в ВГО отбирались по следующим критериям:

- $\text{Par}[1] > 100$;
- $\text{Par}[2] > 0$;
- $\chi^2 < 2000$.

После отбора событий, для определения результатов строилось распределение величины сигнала, и правый пик, соответствующий энергии гамма-кванта, подгонялся функцией Гаусса (рисунок 23).

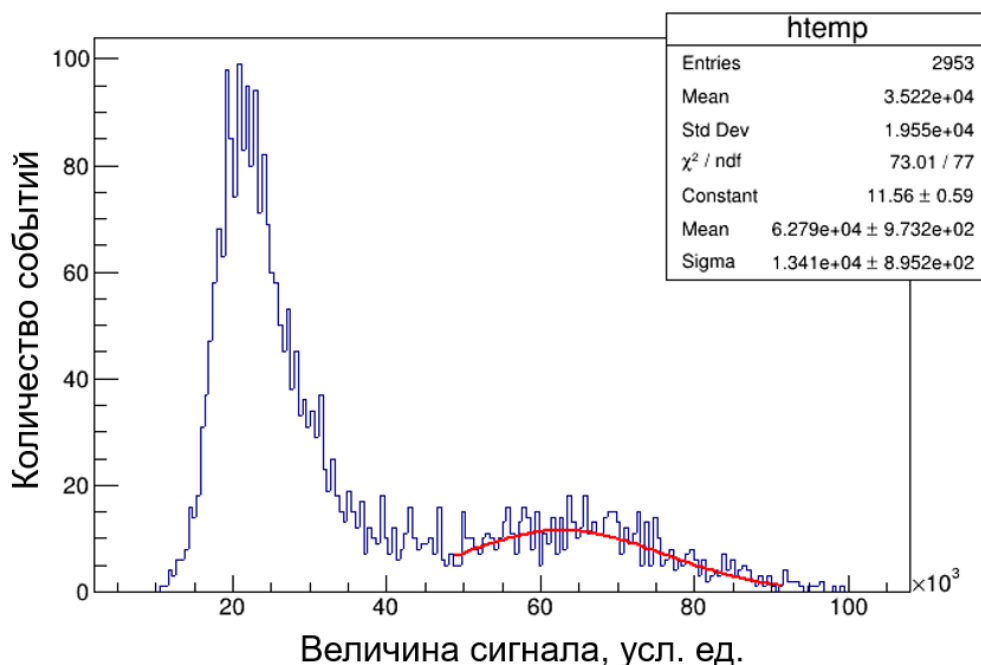


Рисунок 23 – Пример спектра сигналов с пиком полного поглощения гамма-квантов, подогнанным функцией Гаусса

Для уменьшения влияния изменения температуры на световой выход кристалла и на коэффициент усиления ФД измерения производились в течении одного дня.

С целью проверки результатов расчетов и моделирования было проведено сравнение спектров смещающих волокон O-2(100) MSJ и Y-11(200) MSJ. Результаты измерений и расчетов, представленных в параграфе 2.1, приведены в таблице 3. Для

наглядного сравнения сигналов, сигнал волокна O-2(100) MSJ принимался за 1,0. Сигнал для Y-11(200) MSJ составил $1,03 \pm 0,05$ при расчетном значении $0,97 \pm 0,21$.

Таблица 3 – Сравнение результатов измерений и оценок

Спектрсмещающее волокно	Сигнал, норм. ед.	Расчет, норм. ед.
O-2(100) MSJ	$1,00 \pm 0,05$	$1,00 \pm 0,21$
Y-11(200) MSJ	$1,03 \pm 0,05$	$0,97 \pm 0,21$

Спектрсмещающие волокна O-2(100) MSJ и Y-11(200) MSJ имеют близкие сигналы, что хорошо согласуется с приведенными в параграфе 2.1 расчетами. Точность расчета значительно хуже точности измерений, так как при расчете использовались оценки не указанных производителем параметров и поэтому точность расчетов оценивалась консервативно.

Из результатов также видно, что конверсионная эффективность одинаковая у спектрсмещающих добавок O-2 и Y-11. Для дальнейшей работы выбрано спектрсмещающее волокно O-2, так как квантовая эффективность ФД выше в красной области, а потери в оптическом волокне для спектра высвечивания волокон O-2 меньше, чем для Y-11.

2.4 Исследование светимости спектрсмещающих волокон под действием рентгеновского излучения

Спектрсмещающие и оптические волокна могут светиться под воздействием УФ и мягкого рентгеновского излучения, как и органические сцинтилляторы. Также в спектрсмещающих и оптических волокнах будет

возникать черенковское излучение от заряженных частиц. Вышеперечисленные эффекты будут ухудшать энергетическое разрешение.

Для измерения вклада от сцинтилляций волокна облучались рентгеновской трубкой с максимальным напряжением 120 кэВ, что ниже порога черенковского излучения в полистироле 150 кэВ.

Проводились измерения спектросмещающих волокон Kuraray O-2(100) MSJ и Y-11(100) MSJ, оптического волокна Kuraray PS-clear и Asahi Kasei SB-1000, и сцинтилляционного волокна Vicron BC-408. Свет регистрировался ПЗС-матрицей ICX-084AL [76] с объективом ТАИР-41 для двух случаев. В первом случае волокна облучались рентгеновским излучением (рисунок 24а). Во втором случае, для измерения фоновой засветки, рентгеновское излучение отсутствовало (рисунок 24б). В дальнейшем из изображения, когда волокна облучались рентгеновским излучением, вычитывалось изображения, когда рентгеновское излучение отсутствовало. Результат вычислений показан на рисунке 24в. Красной окружностью выделена область, по которой рассчитывалась средняя интенсивность свечения волокна. Результаты измерений приведены в таблице 4.

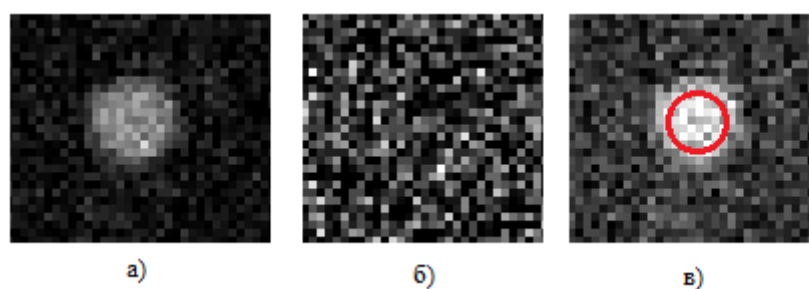


Рисунок 24 – Фотографии с ПЗС-матрицы: а) – торец волокна при облучении рентгеновским излучением; б) – торец волокна при отсутствии рентгеновского излучения; в) – разница между изображениями при подаче рентгеновского излучения и при его отсутствии

Таблица 4 – Светимость волокон под воздействием рентгеновского излучения

Волокно	Средняя интенсивность свечения волокон под воздействием рентгеновского излучения, усл. ед.
PS-clear	Менее 2 (изображение волокна отсутствует на фотографии)
Asahi Kasei SB-1000	Менее 2 (изображение волокна отсутствует на фотографии)
O-2(100) MSJ	33±2
Y-11 (100) MSJ	123±6
Bicron BC-408	738±37 (1054±53) ¹⁾

¹⁾ Значение в скобках – с поправкой на спектральную чувствительность ПЗС матрицы, так как сцинтиллятор Bicron BC-408 имеет длину волны порядка 430 нм.

Для спектросмещающих волокон поправка на квантовую эффективность ПЗС-матрицы (рисунок 25) не производилась, так как в этой области спектра излучения спектросмещающих волокон она довольно плоская.

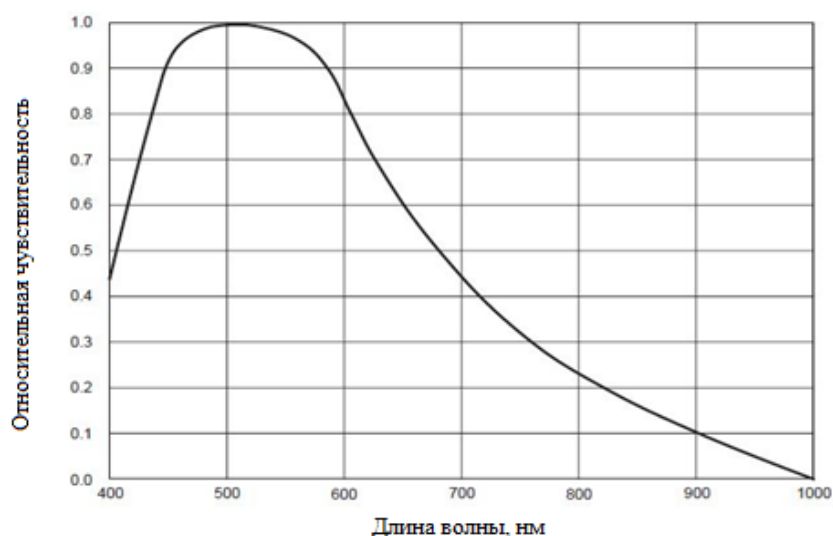


Рисунок 25 – Спектральная чувствительность ПЗС-матрицы ICX-084AL

Оптические волокна PS-clear и Asahi Kasei SB-1000 не светятся под воздействием рентгеновского излучения, так как в них отсутствуют переизлучающие добавки.

Сигнал от взаимодействия рентгеновского излучения с веществом спектросмещающего волокна в зависимости от типа в 10 – 30 раз меньше, чем с веществом сцинтилляционного волокна, что связано с присутствием добавок, поглощающих УФ-излучение [67]. С учетом того, что световые выходы кристаллов ВГО и сцинтилляционного волокна примерно одинаковы, а отношение массы волокна к массе кристалла меньше 1%, взаимодействие с веществом волокна дает пренебрежимо малый эффект в сигнале.

2.5 Исследование влияния зеркальной поверхности на торце спектросмещающего волокна на уровень сигнала

Теоретически напыление зеркала на один торец спектросмещающего волокна может привести к увеличению сигнала до 2 раз, но в действительности увеличение значительно меньше по двум причинам. Во-первых, коэффициент отражения зеркала меньше 1. Во-вторых, даже без напыления зеркала часть света отражается обратно в волокно светоотражающим покрытием РЭ.

Для проведения исследования были подготовлены спектросмещающие волокна с напылением алюминиевого зеркала магнетронным и термическим методом. Измерения проводились на стенде «Стенд на основе УФ лазера», описанном в параграфе 2.2. Все спектросмещающие волокна измерялись с одним кристаллом. После измерения каждого волокна, зеркало удалялось с помощью раствора NaOH и волокно снова измерялось.

Среднее отношение сигналов с волокна с зеркалом и без зеркала составило $1,53 \pm 0,02$ и $1,54 \pm 0,04$ для волокон с напылением магнетронным и термическим методом соответственно. Данный результат хорошо согласуется с результатами,

полученными в статье [77]. По результатам работы выбран термический метод напыления, так как он имеет большую производительность.

2.6 Зависимость сигнала от положения спектросмещающего волокна

Проводился эксперимент с разными положениями спектросмещающего волокна относительно кристалла. Измерения проводились на рентгеновской установке и по методике, описанной в параграфе 2.5.

Спектросмещающие волокна относительно кристалла ВГО располагались одновременно согласно рисунку 26. Результаты представлены в таблице 5.

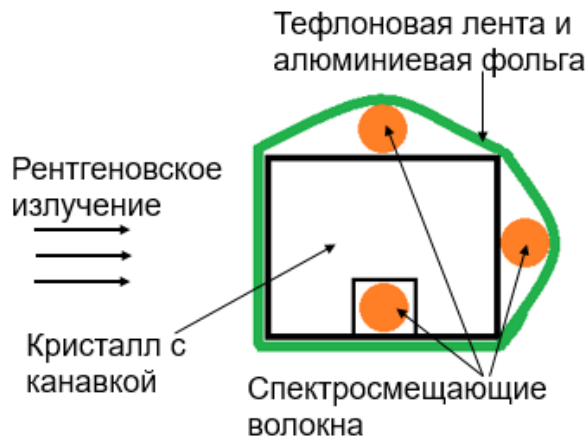


Рисунок 26 – Положение спектросмещающих волокон, вид с торца

Таблица 5 – Сигналы со спектросмещающих волокон в зависимости от положения

Расположение спектросмещающего волокна	Относительное среднее значение
В канавке	$1 \pm 0,05$
У боковой грани	$0,81 \pm 0,04$
У противоположной грани	$0,85 \pm 0,04$

Из результатов видно, что расположение спектросмещающего волокна в канавке кристалла дает значимое увеличение сигнала.

2.7 Заключение к главе 2

По результатам проделанной работы измерен разброс отклика спектросмещающих волокон, который является основным вкладом в ошибку измерений.

Проведены расчетные и экспериментальные исследования спектросмещающих волокон с добавками O-2 и Y-11, на основе полученных результатов выбрано спектросмещающее волокно O-2.

Измерена эффективность зеркального напыления на торце спектросмещающего волокна, магнетронный и термический метод напыления алюминиевого зеркала имеют сравнимую эффективность.

Исследовано свечение спектросмещающих оптических волокон под воздействием мягкого рентгена и УФ излучения, оно не будет оказывать значимого влияния на энергетическое разрешение.

Измерены сигналы при различном размещении спектросмещающего волокна относительно кристалла. Для увеличения эффективности светового сбора спектросмещающее волокно необходимо располагать в канавке кристалла.

Следующая глава посвящена расчетным и экспериментальным исследованиям конструкции и других параметров регистрирующего элемента

Глава 3 Исследования регистрирующего элемента

3.1 Расчет и моделирование светового сбора на поверхность спектросмещающего волокна

Одной из важных характеристик регистрирующего элемента является вероятность попадания сцинтилляционного фотона на спектросмещающее волокно. Точно аналитически рассчитать данную вероятность не представляется возможным, поэтому выполнен расчет вероятности попадания сцинтилляционного фотона на канавку, в которой расположено спектросмещающее волокно. Расчет производился в следующей модели:

- Сцинтилляционные фотоны распределены равномерно по углам;
- Рассматривается только проекция, перпендикулярная оси пучка потока гамма-квантов;
- Вероятность определяется как отношение периметра канавки, к периметру регистрирующего элемента, с учетом отражения на канавке;
- Коэффициент отражения от границ кристалла с отражающим покрытием равен R , коэффициент поглощения $1-R$.

Пусть L_i , P_i доли света попавшие на все поверхности кристалла и на поверхность канавки после i -го отражения соответственно, тогда:

$$L_0 = 1, \quad (14)$$

$$\alpha = \frac{P_i}{L_i}, \quad (15)$$

где α – вероятность того, что фотон попадет на поверхность канавки без отражений от других поверхностей.

Доля света, отразившаяся от боковых поверхностей кристалла после i отражения:

$$L_i = (L_{i-1} - P_{i-1})R = L_{i-1} \left(1 - \frac{P_{i-1}}{L_{i-1}}\right) R = L_{i-1}(1 - \alpha)R. \quad (16)$$

Последовательности P_i и L_i являются геометрическими прогрессиями, тогда:

$$L_i = L_0(1 - \alpha)^i R^i, \quad (17)$$

$$P_i = \alpha L_i = \alpha L_0(1 - \alpha)^i R^i. \quad (18)$$

Тогда полная вероятность будет:

$$P_s = \frac{\alpha}{1 - (1 - \alpha) * R}. \quad (19)$$

Вероятность того, что фотон не отразится на полном внутреннем отражении на границе раздела сред $P_{\text{вых}}$, можно оценить по формуле (20):

$$P_{\text{вых}} = \frac{2}{\pi} * \text{asin} \left(\frac{n_{\text{кан}}}{n_{\text{кр}}} \right) * (1 - Q), \quad (20)$$

где $n_{\text{кан}}$ – показатель преломления вещества в канавке;

$n_{\text{кр}}$ – показатели преломления кристалла;

Q – усредненный по углам коэффициент отражения.

Тогда:

$$\alpha = k * P_{\text{вых}}, \quad (21)$$

где k – отношение периметра канавки к периметру кристалла.

Расчет вероятности производился для следующих случаев:

- 1 канавка – вероятность попасть сцинтилляционного света на поверхность канавки, для кристалла с одной канавкой;
- 2 канавки – вероятность попадания сцинтилляционного света на поверхности двух канавок, для кристалла с двумя канавками;
- Канавка-воздух – вероятность того, что сцинтилляционный свет не отразится на границе канавки, при этом канавка заполнена воздухом с показателем преломления 1;

- Канавка-клей – вероятность того, что сцинтилляционный свет не отразится на границе канавки, при этом канавка заполнена клеем с показателем преломления 1,56.

Зависимости вероятностей от коэффициента отражения на стенках кристаллах показана на рисунке 27.

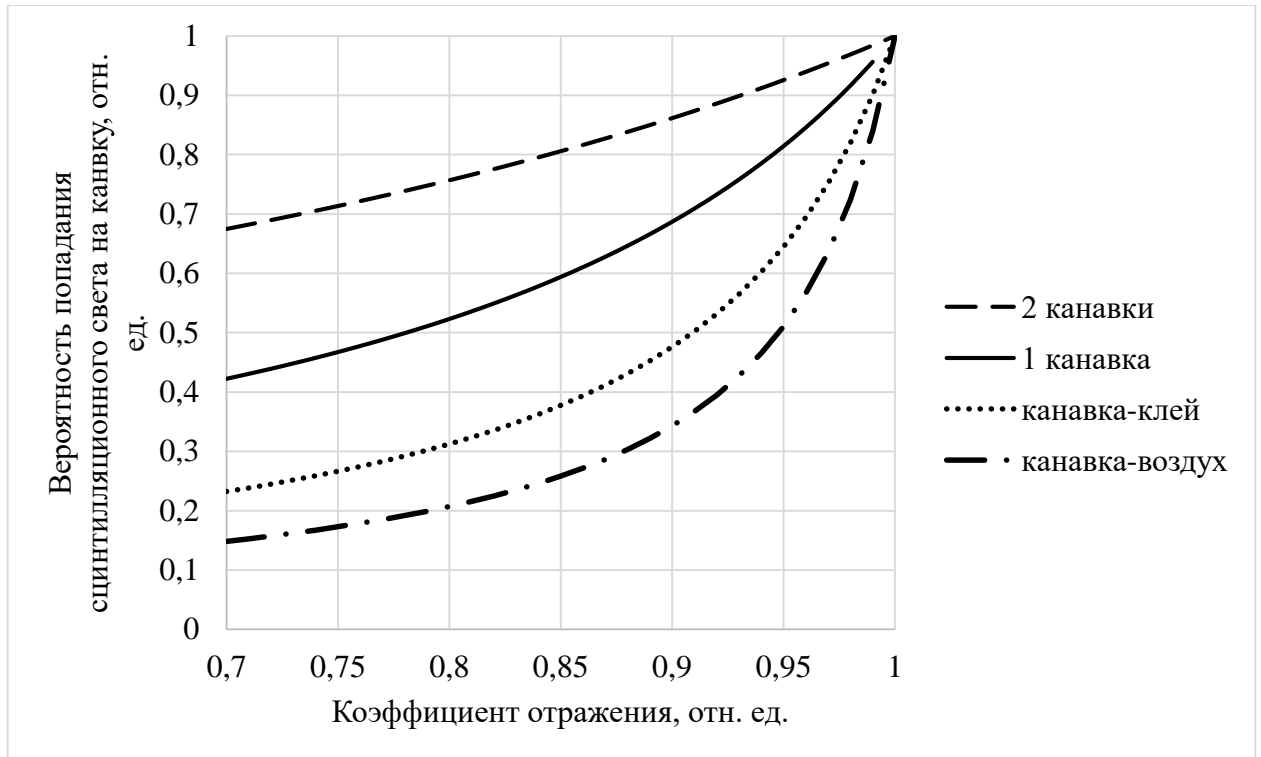


Рисунок 27 – Зависимость полной вероятности попадания сцинтилляционного фотона на канавку от коэффициента отражения

Из результатов видно, что полное внутренне отражение вносит значительный вклад в вероятность попадания фотона на волокно.

С целью проверки расчетов проводилось моделирование светового сбора на поверхность канавки и спектросмещающего волокна. Моделировалось взаимодействие гамма-квантов с кристаллом BGO $4 \times 4 \times 30$ мм³ с канавкой $1,1 \times 1,1 \times 30$ мм³ (с волокном и без волокна). Рассчитывалось энерговыделение в кристалле, а также количество фотонов, попавшее на поверхность канавки и на поверхность волокна. Вероятность определялось как отношение количества

фотонов/МэВ, попавших на поверхность канавки (волокна) к световому выходу сцинтиллятора. Были рассмотрены следующие случаи:

- 1 канавка – вычислялась вероятность попадания сцинтилляционного света на поверхность канавки, для кристалла с одной канавкой;
- 2 канавки – вычислялась вероятность попадания сцинтилляционного света на поверхность двух канавок, для кристалла с одной канавкой;
- Волокно-воздух – вычислялась вероятность попадания сцинтилляционного света на поверхность волокна (канавка шероховатая), если оно не вклеено;
- Волокно-клей – вычислялась вероятность попадания сцинтилляционного света на поверхность волокна (канавка шероховатая), если оно вклеено клеем с показателем преломления 1,56;
- Канавка-воздух – вычислялась вероятность попадания сцинтилляционного света на поверхность канавки, при этом канавка заполнена воздухом с показателем преломления 1;
- Канавка-клей – вычислялась вероятность попадания сцинтилляционного света на поверхность канавки, при этом канавка заполнена воздухом с показателем преломления 1,56.

Результаты представлены на рисунке 28. Расчет и моделирование согласуются с точностью несколько процентов.

Вероятность отражения сцинтилляционного света от волокна не учитывалась, ввиду того, что в реальной ситуации волокна будут вклеены в кристалл. Так как показатели преломления отличаются незначительно, эффект от отражения от границы клей-волокно будет пренебрежимо мал.

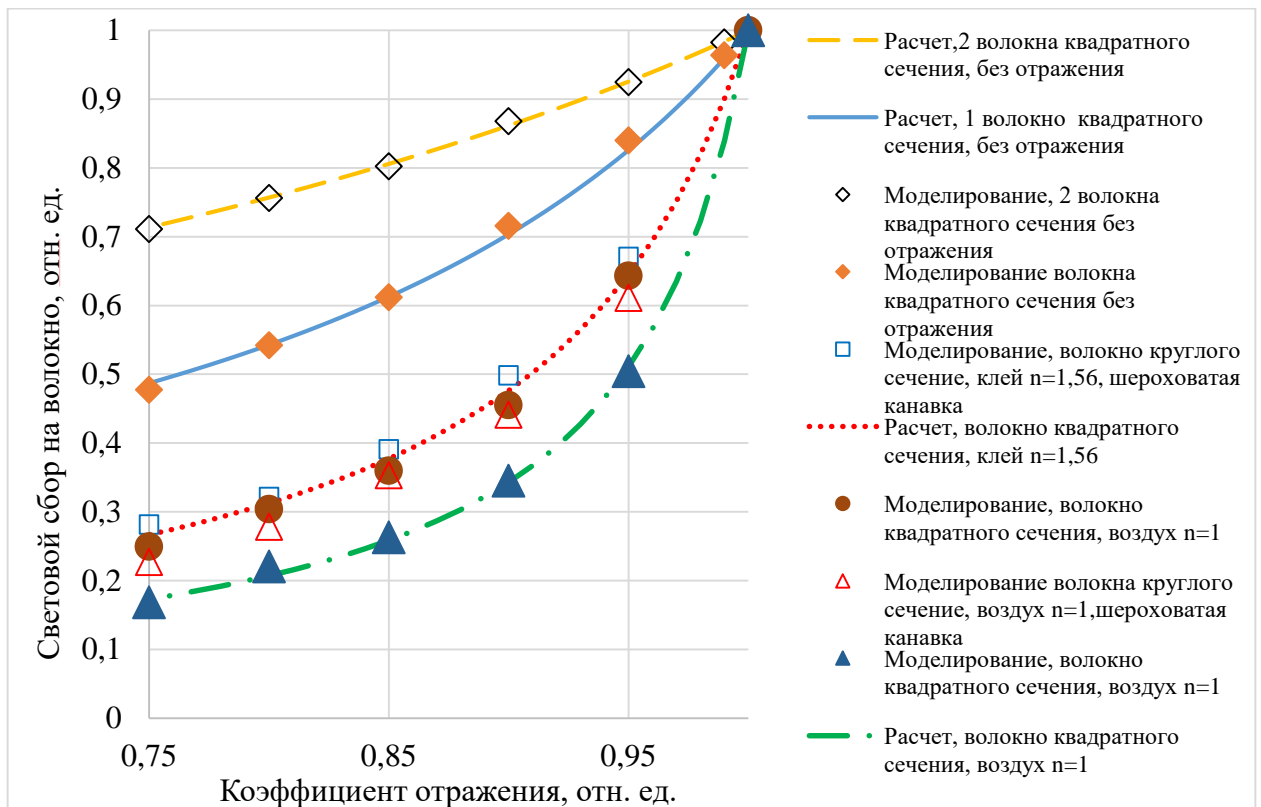


Рисунок 28 – Вероятности попадания сцинтилляционного света на поверхности канавки и волокна, полученные из расчета и моделирования

В моделировании светового сбора на поверхность волокна, поверхность канавки выбиралась шероховатой, так как в реальности нетехнологично получить полированную поверхность. Из результатов видно, что шероховатая поверхность канавки оказывает значительное влияние, если отсутствует оптический контакт. При наличии оптического контакта эффективность увеличивается примерно в 1,1 раза по сравнению с шероховатой канавкой, заполненной воздухом.

Коэффициент отражение тефлоновой ленты составляет около 84% на длине волны 480 нм [78], с учетом полного внутреннего отражения средний коэффициент отражения будет $95 \pm 2\%$. Тогда $\epsilon_{\text{сбора}}$ составляет около $67 \pm 7\%$. Ошибка оценивается на уровне 10%, в связи с неточностью среднего коэффициента отражения.

3.2 Эксперимент по двум канавкам и оптическому контакту

В целях проверки расчетов и моделирования производились измерения сигналов со спектросмещающих волокон, расположенных в двух канавках. Измерения проводились на рентгеновской установке по методике, описанной в параграфе 2.5.

Использовались кристаллы с одной и двумя канавками. В таблице 6 приведены значения сигнала с одного спектросмещающего волокна, нормированные на сигнал с BGO с одной канавкой без оптической смазки, усредненные по нескольким измерениям. В случае кристалла с двумя канавками, суммарный сигнал от двух спектросмещающих волокон примерно на 40% больше чем, в случае кристалла с одной канавкой [17], что хорошо согласуется с расчетом и моделированием, а также с результатами, полученными в похожих измерениях [11].

Таблица 6 – Сравнение кристаллов с одной и двумя канавками

Тип кристалла	Наличие смазки	Относительное среднее значение сигнала с одного спектросмещающего волокна	
		эксперимент	моделирование (свет попадет на волокно)
BGO (2 канавки)	да	$0,80 \pm 0,06$	$0,79 \pm 0,06$
BGO (1 канавка)	да	$1,16 \pm 0,08$	$1,11 \pm 0,08$
BGO (2 канавки)	нет	$0,73 \pm 0,05$	$0,72 \pm 0,05$
BGO (1 канавка)	нет	1,00	1,00

Использование кристалла BGO с двумя канавками и двумя волокнами приведет к увеличению фотоприемника, и, соответственно, росту его шумов. Поэтому отношение сигнал/шум улучшится незначительно, а сложность и стоимость системы значительно увеличится. В связи с этим постановка двух

волокон нецелесообразна.

Также стоит отметить, что, при отсутствие оптической смазки или клея между кристаллом и спектросмещающим волокном, сигнал уменьшается не более чем на 20%. Следовательно, вклад дефектов вклейки спектросмещающего волокна в канавку будет незначительным.

3.3 Расчет величины светового выхода регистрирующего элемента

При расчете светового выхода регистрирующего элемента учитывались следующие параметры:

- Световой выход сцинтиллятора, $LY_{\text{сцин}}$;
- Эффективность сбора сцинтилляционного света на канавку (параграф 3.1), $\epsilon_{\text{сбора}}$;
- Коэффициент согласованности спектра высвечивания сцинтиллятора и спектра поглощения спектросмещающего волокна (параграф 2.1), $k_{\text{согл}}$;
- Эффективность захвата переизлученного света (с учетом зеркального покрытия на одном торце) (параграфы 2.1 и 2.4), $\epsilon_{\text{захвата}}$;
- Эффективность передачи света (параграф 2.1), $\epsilon_{\text{передачи}}$;
- Отражение света от торца волокна, R .

Эффективность светового сбора РЭ $E_{\text{РЭ}}$ рассчитывалась по формуле (22):

$$E_{\text{РЭ}} = \epsilon_{\text{сбора}} * k_{\text{согл}} * \epsilon_{\text{захвата}} * \epsilon_{\text{передачи}} * (1 - R). \quad (22)$$

Результаты расчета для выбранного в параграфе 2.3 спектросмещающего волокна О-2 приведены в таблице 7.

Таблица 7 – Результаты расчетов эффективности светового сбора РЭ со спектросмещающим волокном О-2

Параметр	Значение	Ошибка	Относительная ошибка
$\epsilon_{\text{сбора}}$, отн. ед.	0,67	0,07	0,10
$k_{\text{согл}}$, отн. ед.	0,57	0,09	0,16
$\epsilon_{\text{захвата}}$, отн. ед.	0,083	0,002	0,02
$\epsilon_{\text{передачи}}$, отн. ед.	0,51	0,08	0,16
1-R, отн. ед.	0,95	-	-
$E_{\text{РЭс}}$, отн. ед.	0,015	0,004	0,25

Эффективность светового сбора РЭ со сцинтиллятором ВГО составляет $1,5 \pm 0,4\%$ от светового выхода. Световой выход ВГО по различным источникам составляет около 8000 – 10000 фотонов/МэВ [6]. Тогда световой выход регистрирующего элемента будет составлять 135 ± 34 фотонов/МэВ.

3.4 Измерение светового выхода регистрирующего элемента

Для измерения светового выхода использовалась схема, показанная на рисунке 29.

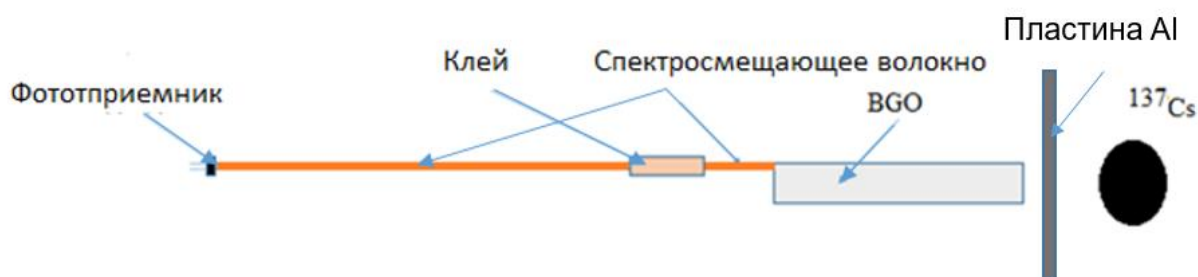


Рисунок 29 – Схема эксперимента по измерению светового выхода

На коротких длинах волокна свет может распространяться не только в конусе с максимальным углом $26,7^\circ$ [10], но и под большими углами, из-за полного внутреннего отражения на границе волокно-воздух. Поэтому в данном

эксперименте для нарушения полного внутреннего отражения на границе волокно – воздух на спектросмещающее волокно после кристалла был нанесен клей. Это обеспечивает такое же распространение света, как и в детекторе.

Кристалл BGO облучался гамма-квантами от радиоактивного источника ^{137}Cs ($E_\gamma=662$ кэВ). Для устранения фона от бета электрона ^{137}Cs между кристаллом и источником была помещена алюминиевая пластина толщиной 2 мм.

В качестве фотоприемника использовался кремниевый фотоумножитель S13360-3050CS [79] с размерами чувствительной области 3×3 мм² и размером ячейки 50 мкм. Зависимость его квантовой эффективности от длины волны приведена на рисунке 30.

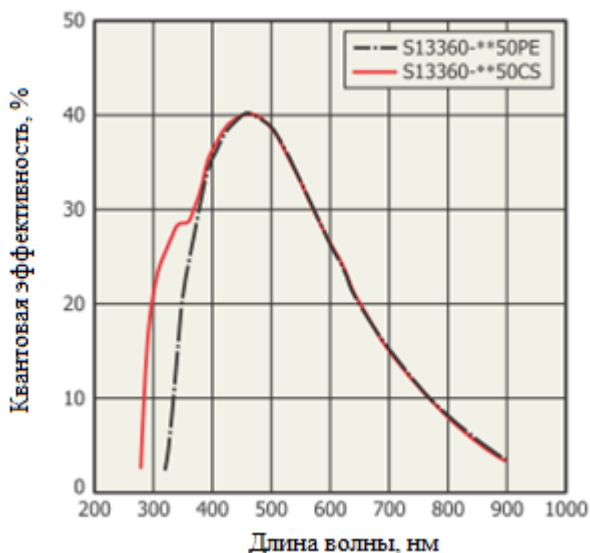


Рисунок 30 – Зависимость квантовой эффективности кремниевого фотоумножителя S13360-3050CS от длины волны

Сигналы с кремниевого фотоумножителя регистрировались анализатором импульсов DT5720 [80] и обрабатывались специализированным программным обеспечением для этого анализатора импульсов.

Для изучения стабильности измерений производилось 8 измерений одного и того же кристалла со спектросмещающим волокном. При каждом измерении

кристалл устанавливался заново. Среднее значение всех измерений – 16000 ± 500 каналов АЦП.

Для калибровки шкалы аналого-цифрового преобразователя (АЦП) в электронах, производилось измерение шумов. Шумы состоят из срабатываний одной или нескольких ячеек кремниевого фотоумножителя [81]. Набиралось распределение таких событий (рисунок 31). Пики, соответствующие одновременному срабатыванию от 1 до 4 ячеек, подгонялись функцией Гаусса. Для определения сигнала от срабатывания одной ячейки, бралась разница между соседними пиками. Один фотоэлектрон соответствует 506 ± 1 каналам АЦП.

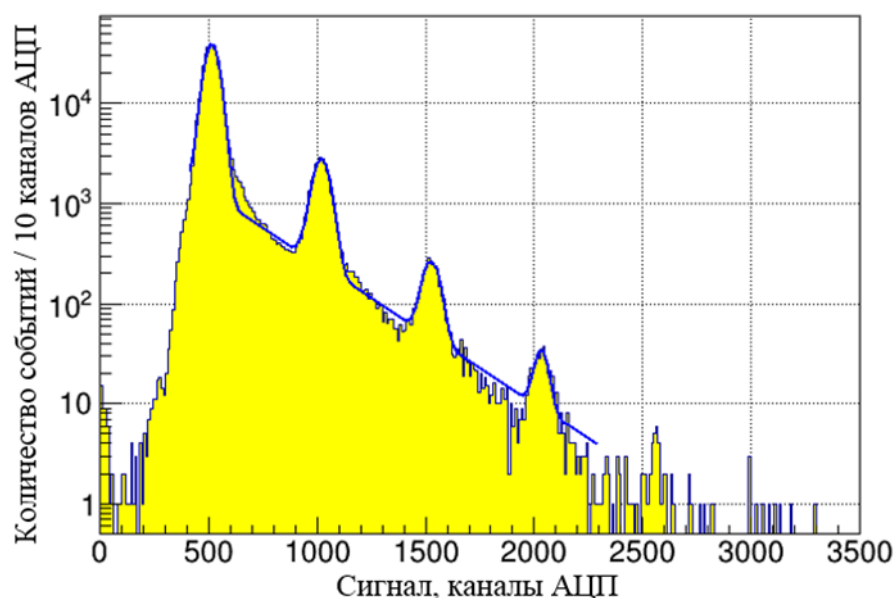


Рисунок 31 – Распределение событий по амплитудам шумовых сигналов. Линией показана аппроксимация распределения, пики соответствуют срабатываниям одной, двух, трех и четырех ячеек

Измерялось 4 кристалла. Набиралось распределение событий от источника гамма-квантов, пик подгонялся функцией Гаусса (рисунок 32). Зарегистрированный сигнал от волокон составил $31,3 \pm 1,1$ фотон. Разброс между сигналами лежит в пределах систематической ошибки.

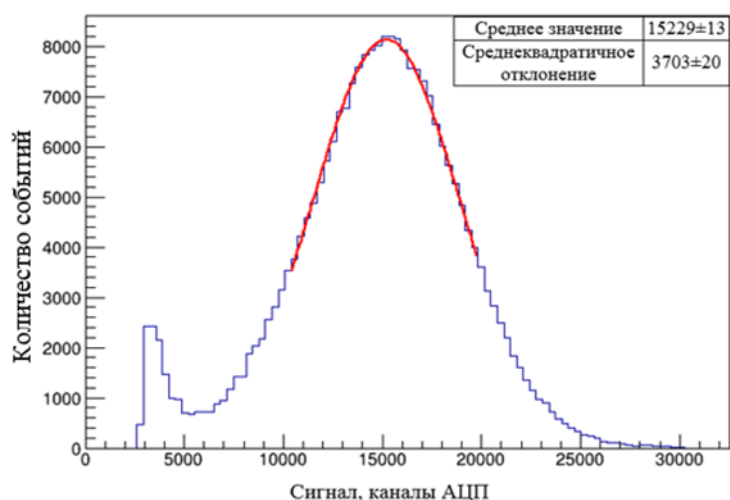


Рисунок 32 – Распределение событий по величине сигнала от радиоактивного источника ^{137}Cs

С учетом квантовой чувствительности кремниевого фотоумножителя на длине волны 583 нм, равной 30%, световой выход регистрирующего элемента составляет 150 ± 7 фотон/МэВ, что хорошо согласуется с рассчитанной величиной 135 ± 34 фотон/МэВ.

3.5 Моделирование энерговыделения в кристалле в зависимости от длины кристалла

Для оценки величины сигналов от одного гамма-кванта было сделано моделирование зависимости энерговыделения в кристалле от длины кристалла.

Проводилось моделирование взаимодействия гамма-квантов с энергиями 1, 2 и 4 МэВ в кристалле BGO с поперечным размером 10×10 см² с различной длиной. Поперечный размер выбран значительно больше регистрирующего элемента для имитации двух-координатного детектора. В качестве регистрирующего элемента считалась область 4×4 мм² по центру кристалла. Всего моделировалось 100000 событий. В каждом событии определялось энерговыделение в области регистрирующего элемента (E_{in}) и за его пределами (E_{out}), а также полное энерговыделение в кристалле (E_{all}). По всем событиям

вычислялись среднее энерговыделение в кристалле от одного гамма-кванта и его флуктуация. Результаты моделирования представлены на рисунке 33.

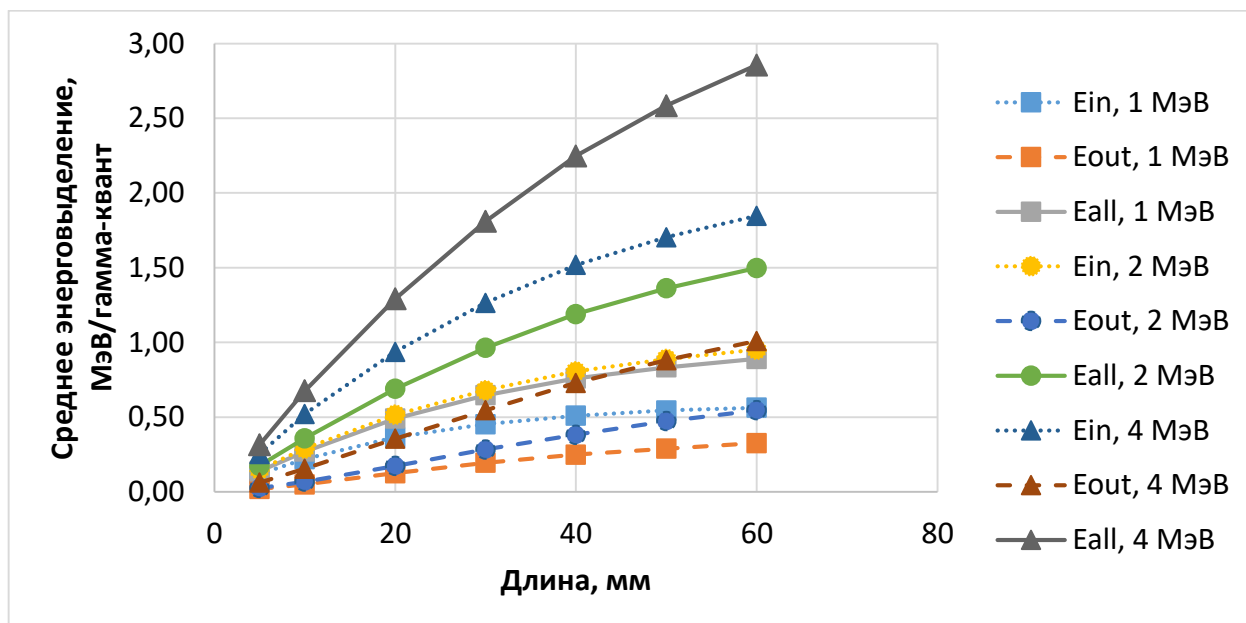


Рисунок 33 – Зависимости среднего энерговыделения в кристалле от его длины при различных энергиях гамма-кванта

Полученные результаты хорошо согласуются с данными от Saint-Gobain crystal [82] и из базы данных NIST [83].

Зависимость отношения флуктуаций энерговыделения от одного гамма-кванта к среднему энерговыделению (энергетическое разрешение) от длины кристалла показана на рисунке 34.

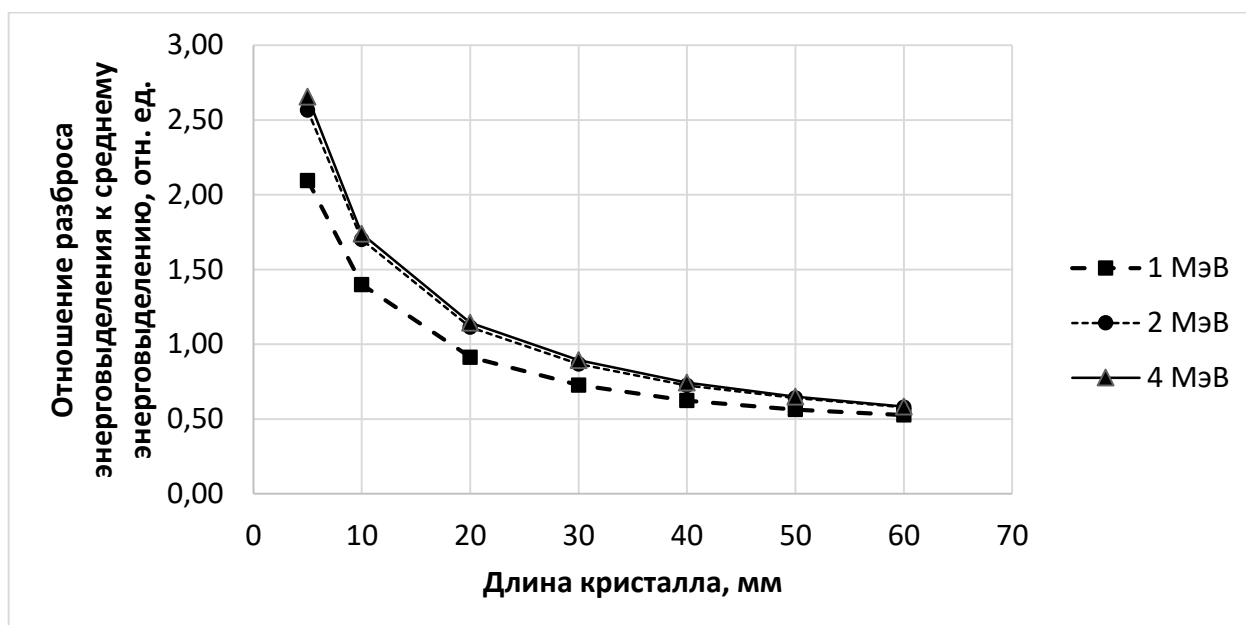


Рисунок 34 – Зависимость отношения флуктуаций энерговыделения к среднему энерговыделению от длины кристалла

Из результатов видно, что увеличение длины кристаллов приводит к существенному повышению среднего энерговыделения от одного гамма-кванта, повышению эффективности детектора и уменьшению отношения флуктуаций полного энерговыделения к среднему энерговыделению. Как следствие, увеличится средний сигнал от одного гамма-кванта и увеличится энергетическое разрешение детектора. Данные эффекты нелинейны с увеличением длины, при этом сложность изготовления кристаллов с поперечным размером $4 \times 4 \text{ мм}^2$ растет значительно с увеличением длины кристалла. Поэтому кристаллы длиннее 50 мм производить нецелесообразно.

3.6 Измерение зависимости светового сбора от места поглощения УФ излучения

Световой сбор в случае прямого съема сигнала с вытянутых сцинтилляторов с большим отношением длины к поперечному размеру, как правило, имеет неоднородность вдоль длины кристалла [8, 43, 84, 85]. Эта неоднородность связана с тем, что свет, в зависимости от точки высвечивания и направления, проходит

разную длину, а также имеет разное количество отражений до того, как выйдет из кристалла. Данная неоднородность приводит к дополнительным флуктуациям измеряемой величины сигнала, что вносит значительный вклад при малых потоках гамма-квантов. Этот эффект исследовался для косвенного съема светового сигнала.

Измерения проводились на стенде, описанном в параграфе 2.2.

Были проведены измерения зависимости сигнала от места засветки кристалла УФ лазером. В боковой поверхности светоизоляции кристалла были сделаны отверстия с шагом 5 мм вдоль длины кристалла. Координата точки засветки X откладывается вдоль кристалла и отсчитывается от плоскости входа гамма-квантов (рисунок 35).

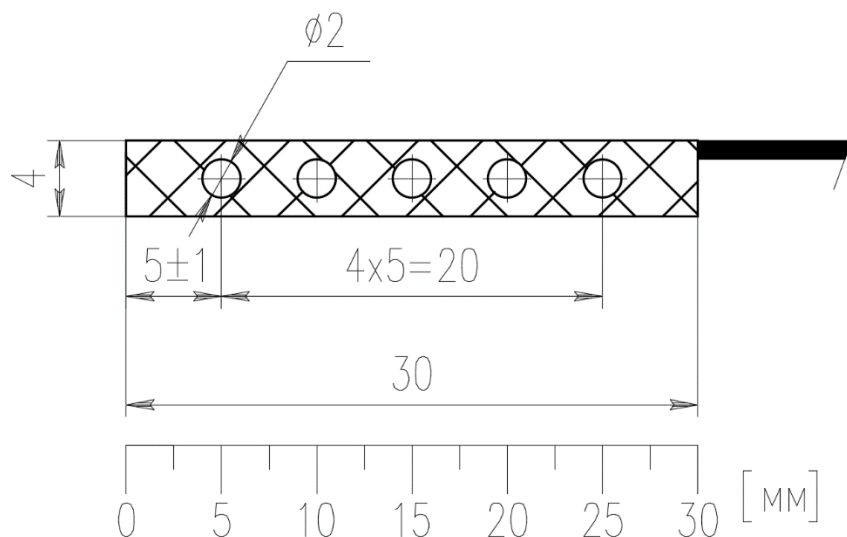


Рисунок 35 – Схема кристалла с отверстиями в светоизоляции

Результаты измерений сигналов для двух кристаллов длиной 30 мм приведены на рисунке 36.

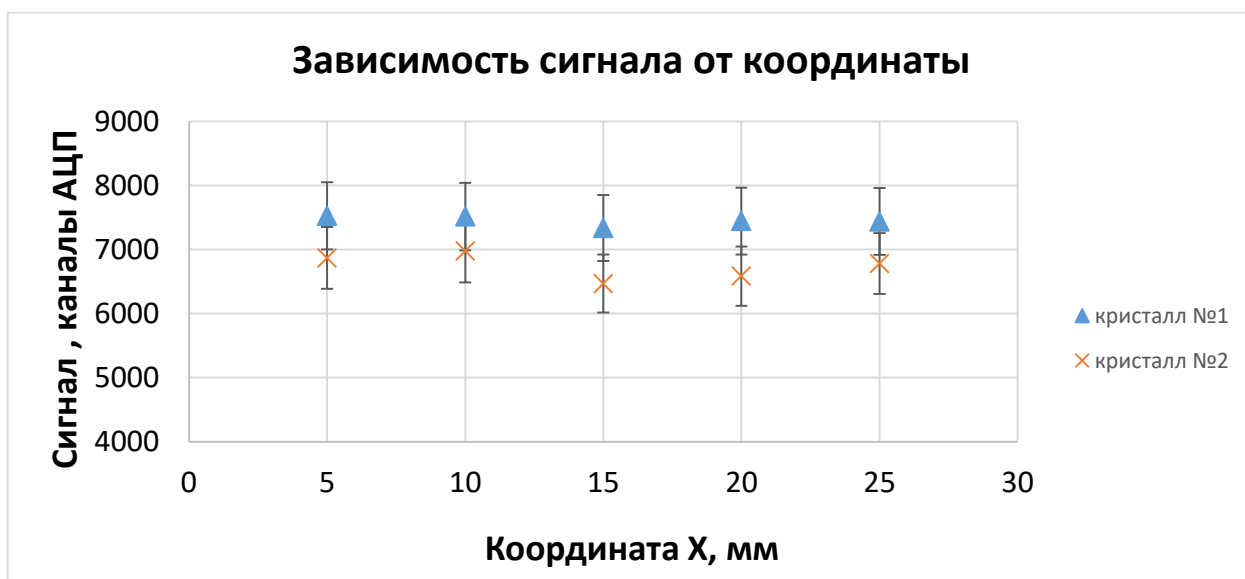


Рисунок 36 – Зависимость сигнала от координаты засветки для кристалла 30 мм

Для кристаллов длиной 30 мм не наблюдается систематическая зависимость светового сбора от места поглощения УФ излучения.

На рисунке 37 приведены результаты измерений для кристалла длиной 60 мм.

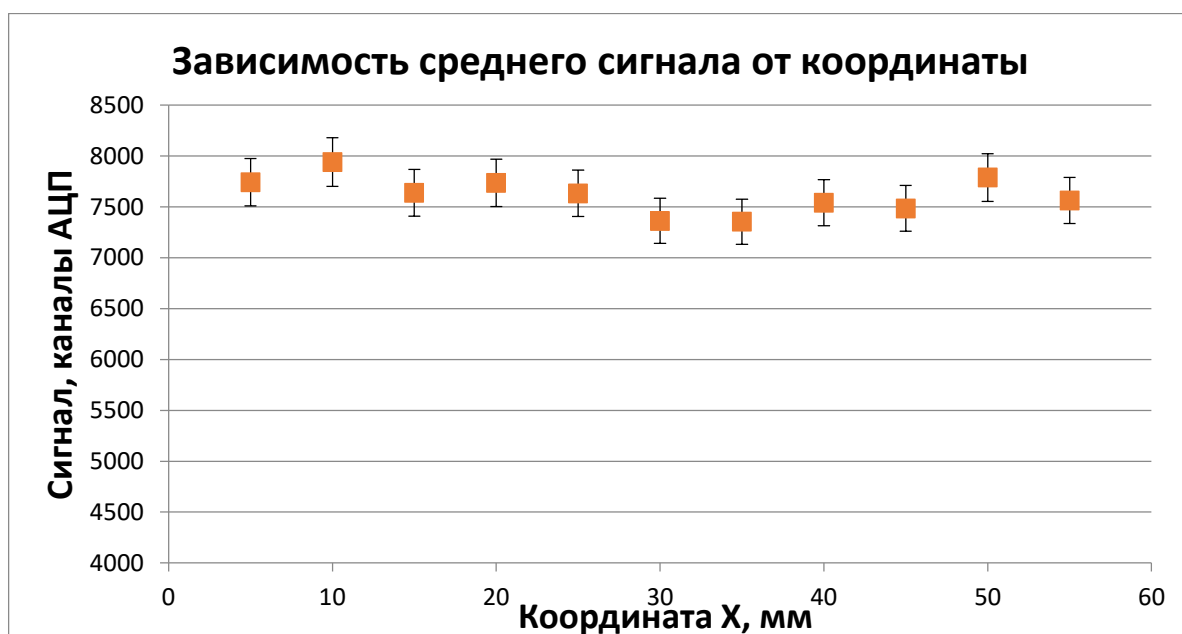


Рисунок 37 – Зависимость среднего сигнала от координаты засветки для кристалла №2 длиной 60 мм

На основе полученных результатов можно сделать вывод, что в предлагаемой конструкции регистрирующего элемента отсутствует систематическая

неоднородность светового сбора по длине кристалла, а локальная неоднородность не превышает 5%.

3.7 Измерение зависимости светового сбора от длины кристаллов

В предыдущем параграфе было показано, что световой сбор равномерен по длине регистрирующего элемента. Как следствие эффективность светового сбора не должна зависеть от длины кристалла. Так как эффективность регистрации гамма-квантов и физический шум детектора зависит от длины кристалла, отсутствие зависимости эффективности светового сбора от длины, позволяет значительно улучшить характеристики детектора. Поэтому проводились измерения и моделирование вероятности попадания сцинтилляционного света на волокно с кристаллами разной длины.

Измерения проводились на стенде, описанном в параграфе 2.2. Моделирование проводилось по методике, описанной в параграфе 3.1.

Использовалось по 3 кристалла с длинами 30, 40, 50 и 60 мм. Все измерения проводились с одним спектросмещающим волокном, для исключения эффекта различия волокон. В боковой поверхности светоизоляции было сделано одно отверстие для лазерного луча (посередине кристалла).

Для уменьшения ошибок было проведено усреднение сигналов по всем трем кристаллам одинаковой длины. Зависимость среднего сигнала от длины кристалла представлена на рисунке 38.

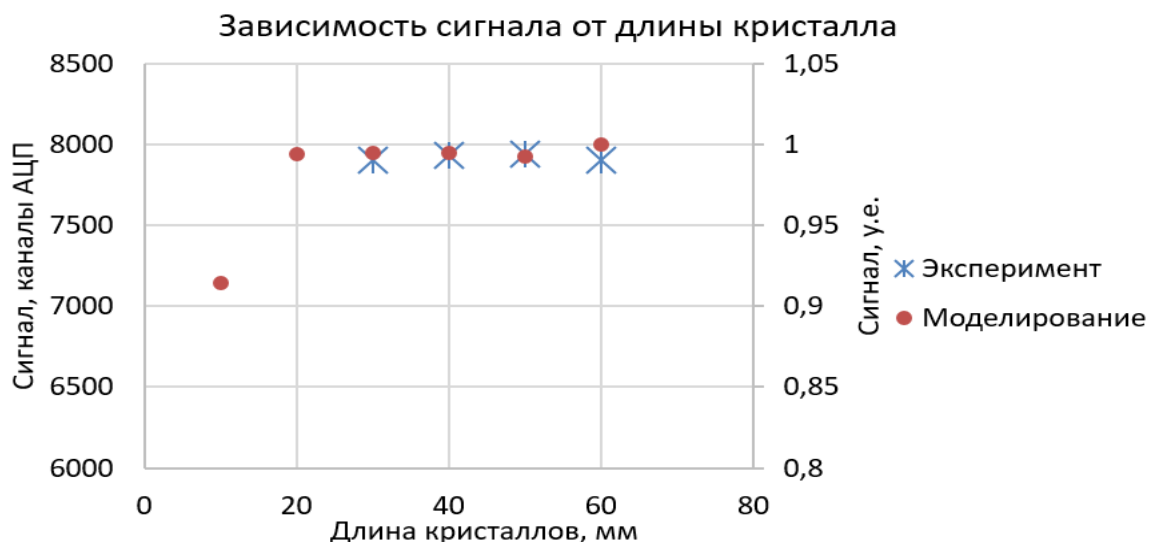


Рисунок 38 – Зависимость величины сигнала (звездочки) и величины светового сбора на волокно (круги) от длины кристалла

Результаты измерений хорошо согласуются с результатами моделирования. Видно, что сигнал не зависит от длины кристалла с точностью до погрешности измерений (2%) при длине кристаллов 30 мм и более. В случае кристалла длиной 10 мм моделирование показало, что световой сбор уменьшается из-за дополнительных отражений от торцевых граней (поперечный размер сравним с длиной кристалла).

С учетом результатов, полученных в параграфе 3.5, длина кристаллов была увеличена с 30 до 50 мм. Что позволило увеличить эффективность регистрации в 1,42 раза и уменьшить отношение флуктуаций энерговыделения к среднему энерговыделению в 1,37 раза. Дальнейшее увеличение длины нецелесообразно, стоимость изготовления регистрирующих элементов вырастает значительно, а энерговыделение увеличивается незначительно. При такой длине кристаллов собственный шум будет составлять $(0,65 \pm 0,02)\sqrt{N}$ гамма-квантов.

3.8 Конструкция блока кристаллов

Поперечные размеры РЭ вносят определяющий вклад в собственное пространственное разрешение детектора, а также квадратично влияют на

количество элементов детектора при заданных габаритах, что определяет его стоимость. В качестве компромисса между собственным пространственным разрешением и количеством элементов, номинальные поперечные размеры одного РЭ выбраны 4×4 мм². В качестве светоотражающего материала выбрана тефлоновая лента [86], светоизолирующего материала – алюминиевая фольга. С учетом толщины клея толщина светоотражающего и светоизолирующего покрытия составляет не более 0,1 мм. Для 100% светоизоляции на грани, на которой прорезана канавка, делается нахлест. Таким образом, на ней получается два слоя материала, что обеспечивает отсутствие зазоров в покрытии и дополнительно увеличивает прочность крепления волокна. Таким образом, размер кристаллов составляет $3,7 \times 3,8 \times 50$ мм³ (рисунок 39). Средний размер канавки выбран $1,15 \times 1,15 \times 50$ мм³, чтобы спектросмещающее волокно размещалось в канавке с учетом точностей изготовления кристалла. В результате отношение чувствительной площади РЭ к полной составляет $(80 \pm 3)\%$, разброс определяется точностью изготовления кристаллов. Уменьшение размера РЭ до 4 мм, что технически сложно при использовании метода прямого съема, является одним из важнейших результатов применения метода косвенного съема, так как это позволило значительно улучшить пространственное разрешение изображения.

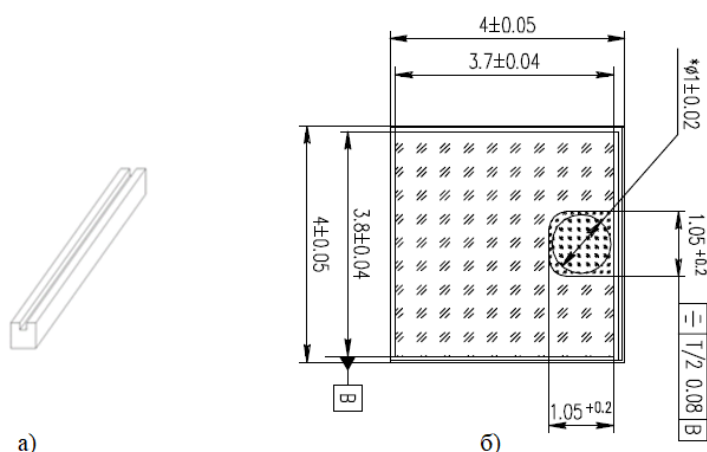


Рисунок 39 – Изображение кристалла: а) – вид кристалла с прорезанной в нем канавкой под спектросмещающее волокно; б) – чертеж сечения кристалла

На рисунке 40 показана фотография кристалла с вклеенным в него спектросмещающим волокном.



Рисунок 40 – Фотография кристалла с вклеенным в него спектросмещающим ВОЛОКНОМ

Базовой сборочной единицей была выбрана конструкция 8x2 элементов. Такие размеры сборки позволяют удобно разводить плату регистрации и контакты на многоэлементных фотоприемниках.

Из единичных кристаллов собирается блок кристаллов 8x2 РЭ с оптическим разъемом (рисунки 41 и 42). Поперечные габариты блока кристаллов составляют $31,97_{-0,1} \times 7,99 \pm 0,05$ мм². Подробнее про оптический разъем будет написано в главе 4.

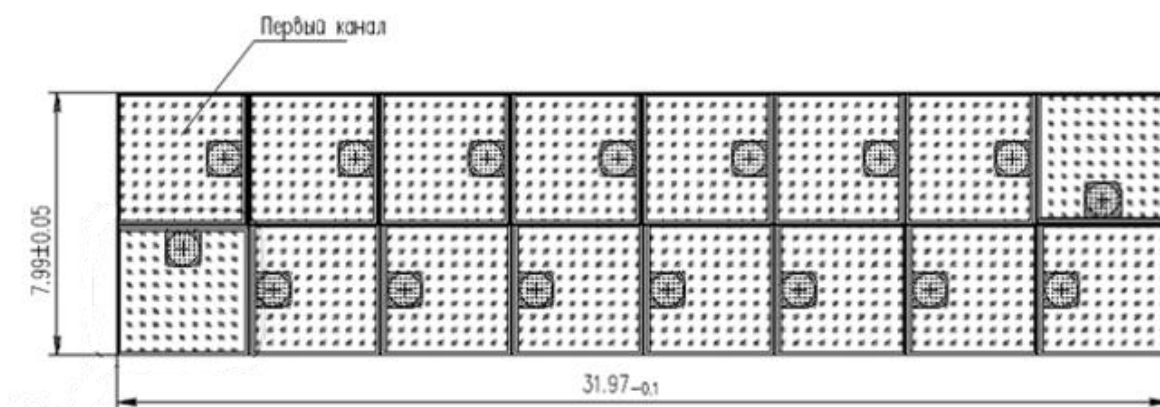


Рисунок 41 – Поперечное сечение блока кристаллов



Рисунок 42 – Фотография блока кристаллов с оптическим разъемом

При таком оптическом соединении спектросмещающие волокна неизбежно имеют изгиб. Для выполнения требования производителя на минимально рекомендованный радиус изгиба спектросмещающего волокна, была выбрана минимально возможная длина блока кристаллов со спектросмещающим волокном и оптическим разъемом $125 \pm 0,2$ мм.

3.9 Заключение к главе 3

По результатам работы были исследованы различные характеристики регистрирующего элемента.

Исследования светового сбора на спектросмещающее волокно, показали, что оптический контакт между волокном и кристаллов увеличивает эффективность светового сбора на 16%. Это как следствие, упростило технологию вклеивания спектросмещающего волокна в канавку, так как единичные дефекты склейки в виде пузырей будут приводить к незначительному изменению сигнала. Так же было показано, что оптимальным является использование только одного спектросмещающего волокна на каждый кристалл.

Моделирование энерговыделения в кристалле и исследование зависимости светового сбора от точки высвечивания и длины кристалла показало высокую однородность светосбора, что позволило увеличить длину кристаллов с 30 до 50 мм. Это привело к увеличению эффективности регистрации с 45% до 64% и уменьшило отношение флуктуаций энерговыделения к среднему энерговыделению в 1,37 раза. При такой длине кристаллов энергетическое разрешение канала детектора определяется только флуктуациями энерговыделения и составляет $(0,65 \pm 0,02)\sqrt{N}$ гамма-квантов.

По результатам работы был разработан блок кристаллов, который является базовой сборочной единицей.

Глава 4 Исследование характеристик оптического волокна

4.1 Расчеты эффективности и затухания оптического волокна

Спектрсмещающие волокна имеют малую длину затухания порядка нескольких метров [10], поэтому целесообразно делать переход на оптическое волокно, у которого длина затухания более 10 м. Как правило, совместно со спектрсмещающим волокном фирмы Kuraray используется оптическое волокно этого же производителя. Но за последние десять лет успешно развивается технология изготовления оптических волокон на основе РММА, которое по длине затухания превосходит оптические волокна на основе полистирола фирмы Kuraray, но имеет меньшую числовую апертуру [87].

Основными характеристиками оптического волокна являются:

- Числовая апертура NA;
- Коэффициент затухания.

Для ламбертовского источника света ($I \cos(\theta)$) эффективность захвата света можно рассчитать по формуле (23) [69]:

$$\varepsilon = \frac{I \int_0^{\theta_{\text{захв}}} \cos \theta \sin \theta d\theta}{I \int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos \theta \sin \theta d\theta} = \frac{\int_0^{\theta_{\text{захв}}} \sin \theta d \sin \theta}{\int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin \theta d \sin \theta} = \frac{\sin^2 \theta_{\text{захв}}}{1} = NA^2. \quad (23)$$

В таблице 8 представлена зависимость эффективности захвата света в торец волокна для различных числовых апертур.

Таблица 8 – Расчеты эффективности захвата света в торец

Числовая апертура, NA	0,50	0,55	0,60	0,65	0,70	0,75
Эффективность	0,25	0,30	0,36	0,42	0,49	0,56

Так как предполагается, что будут использоваться оптические волокна длиной до 6 метров, необходимо учитывать затухание в волокне. Оно определяется формулой (24) [88]:

$$A = 10 * \log \left(\frac{P_{\text{ВХ}}}{P_{\text{ВЫХ}}} \right), \quad (24)$$

где A – затухание, дБ;

$P_{\text{ВХ}}$ – входная оптическая мощность;

$P_{\text{ВЫХ}}$ – выходная оптическая мощность.

Так как в большинстве случаев волокна однородны по длине, применяется коэффициент затухания α :

$$\alpha = \frac{A}{L}, \quad (25)$$

где L – длина, км.

Тогда зная α , можно рассчитать какой будет сигнал на выходе волокна по отношению к входному по формуле (26):

$$P_{\text{ВЫХ}} = P_{\text{ВХ}} * 10^{-\alpha * \frac{L}{10}}. \quad (26)$$

Известно, что коэффициент затухания зависит от длины волны. Поэтому для того, чтобы правильно учесть затухания света, производилось численное интегрирование сигналов в зависимости от длины волны.

Рассматривались следующие волокна:

- PMMA [89];
- Полистирол, Non S-type [10];
- Полистирол, S-type [10].

Для волокна на основе полистирола S-type зависимость потерь от длины волны неизвестна, но из паспорта соответствия известно, что потери менее 380 дБ/км на длине волны 670 нм. Поэтому зависимость потерь от длины волны

света для волокна полистирол S-type, пересчитывалась из потерь для волокна Non S-type по формуле (27):

$$\alpha_{S-type}(\lambda) = \alpha_{Non\ S-type}(\lambda) \frac{\alpha_{pass}}{\alpha_{Non\ S-type}(670)}, \quad (27)$$

где α_{pass} – максимальные потери по паспорту для волокна на основе полистирола S-type.

Зависимости потерь от длины волны показаны на рисунке 43.

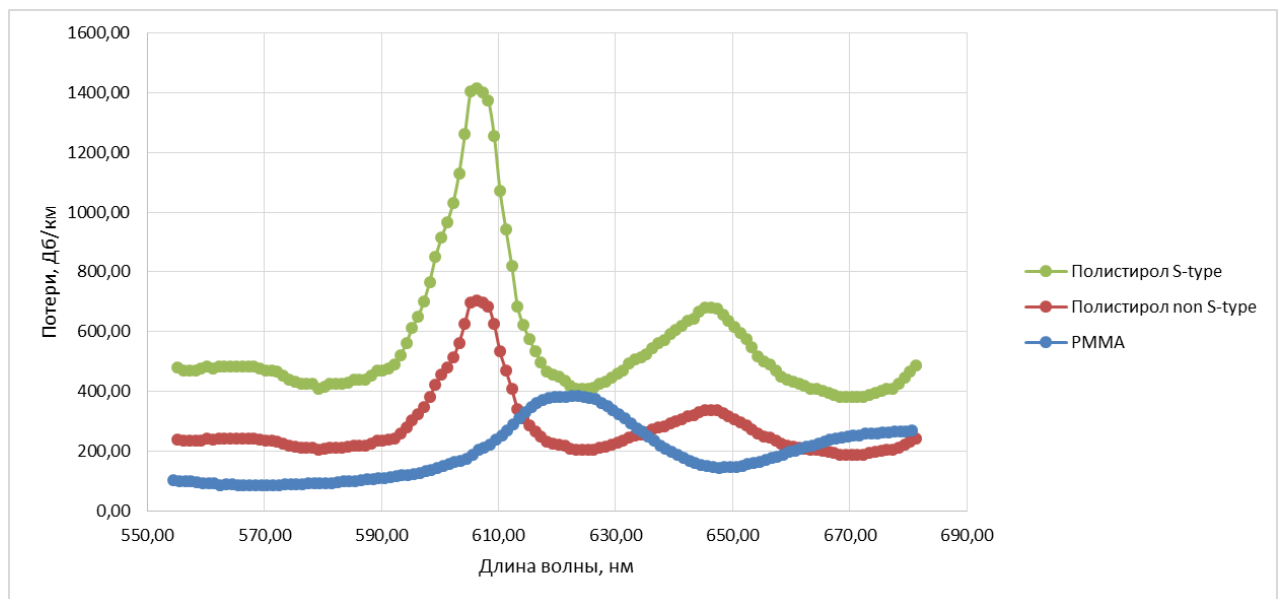


Рисунок 43 – Зависимость потерь в различных типах волокон от длины волны света

Пики поглощения в области 600 – 650 нм связаны с собственным поглощением полистирола или PMMA соответственно. Окна прозрачности, для которых производитель приводит параметры оптических волокон на основе полистирола и PMMA, находятся в области 670 и 650 нм соответственно.

4.2 Волоконно-оптическая линия передачи света

Волоконно-оптическая линия передачи света (ВОЛПС) представляет собой 16-канальную систему, состоящую из спектрсмещающего и транспортного волокна. Важным параметром является доля переданного света на ФД, которая

определяется параметрами оптического волокна и точностью изготовления оптического соединения спектросмещающего и оптического волокна. Конструкция соединения должна обеспечивать стабильность, повторяемость, надежность и минимальные потери светового сигнала. Для минимизации потерь на соединении спектросмещающее+оптическое волокно, необходима точность позиционирования волокон не хуже 20 мкм, что соответствует толщине внешней оболочки волокон.

Стандартные оптические соединения не могут быть использованы в МСЭ, так как они не помещаются по габаритам. Поэтому были разработаны многоканальные оптические разъемы, показанные на рисунке 44. Точность позиционирования волокон 20 мкм обеспечивается штифтовым соединением и выполнением отверстий на высокоточных станках. Разъемы соединяются между собой с помощью винтовых соединений. Повторяемость соединений обеспечивается использованием автоматической динамометрической отвертки с фиксированным вращающим моментом.

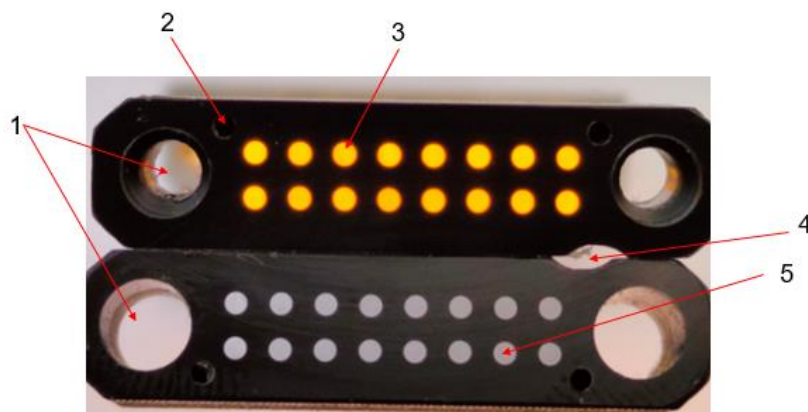


Рисунок 44 – Фотография многоканальных оптических разъемов: 1 – отверстия для соединения; 2 – направляющие штифтовые отверстия; 3 – торец спектросмещающего волокна; 4 – метка первого канала; 5 – оптическое волокно

Для изучения характеристик ВОЛПС и оптических соединений был разработан стенд. На этом стенде были проведены следующие исследования:

- Оптимизации конструкций оптических соединений;

- Исследование стабильности и повторяемости оптических соединений;
- Измерение коэффициента прохождения света через оптическое соединение спектросмещающего и оптического волокна.

Стенд представляет собой корпус с оптическим разъемом, в который вклеены спектросмещающие волокна, и ПР.

Для возбуждения света в спектросмещающем волокне используется светодиод VL-L48BC производства VetLux Electronisc [90] со средней длиной волны 470 нм, на который подаются импульсы от генератора длительностью 300 нс и частотой 1 кГц. После прогрева в течение нескольких минут температурный дрейф сигнала составляет менее 1% за час работы. Волокна засвечиваются с боковой стороны, как показано на рисунке 45. В таком случае из-за поглощения и последующего переизлучения синего света числовая апертура волокна заполнена полностью, что создает световой поток от спектросмещающего волокна с такими же угловым и спектральным распределениями, как в конструкции «кристалл+спектросмещающее волокно».

Основное преимущество данного способа возбуждения света – это отсутствие источника рентгеновского излучения для возбуждения сцинтилляций в кристаллах ВГО. Это значительно упрощает методику исследований оптических волокон.

Абсолютные значения сигналов со спектросмещающих волокон и эффективность оптических волокон с учетом потерь в волокне неизвестны. Поэтому для измерения потерь на оптическом соединении была предложена следующая методика.

Для проверки соединения оптического и спектросмещающего волокна, производились измерения с одним (рисунок 45а) и двумя (рисунок 45б) оптическими соединениями.

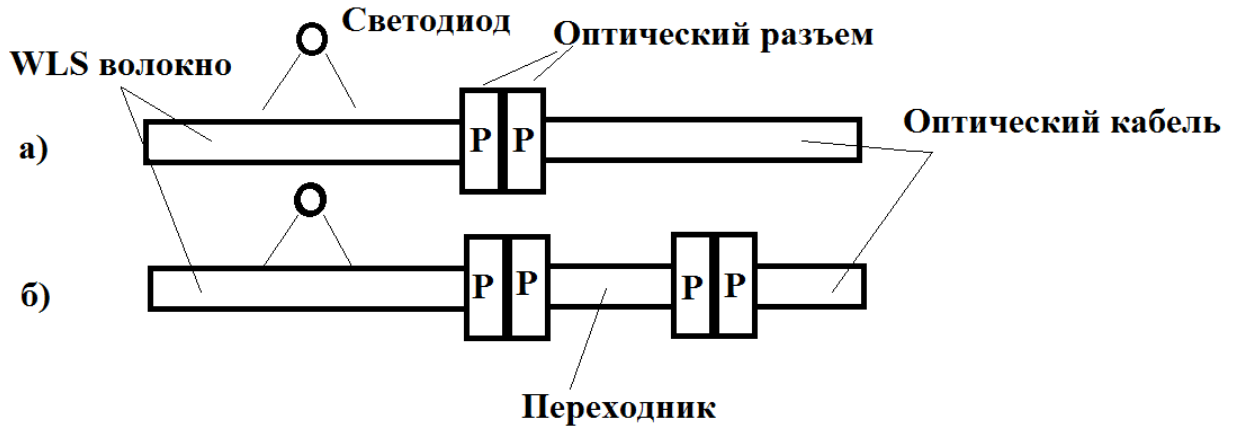


Рисунок 45 – Схема измерений коэффициента прохождения света:

а) – без переходника; б) – с переходником

Сигналы S_1 и S_2 для одного и двух соединений соответственно можно описать формулами (28) и (29):

$$S_1 = S_{wls} T_{\text{соед}} \varepsilon_{\text{вол}}, \quad (28)$$

$$S_2 = S_{wls} T_{\text{соед}}^2 \varepsilon_{\text{вол}}, \quad (29)$$

где S_{wls} – сигнал со спектросмещающего волокна;

$T_{\text{соед}}$ – коэффициент прохождения света через оптическое соединение;

$\varepsilon_{\text{вол}}$ – эффективность оптических волокон с учетом поглощения света.

Тогда коэффициент прохождения света через оптическое соединение равен:

$$T_{\text{соед}} = \frac{S_2}{S_1}. \quad (30)$$

Второе оптическое соединение производилось за счет изготовления переходника из оптических волокон. Для минимизация вклада потерь, длина оптических волокон в переходнике составляла 92 мм.

4.3 Измерение коэффициента прохождения света через оптическое соединение

Для измерений использовался переходник длиной 92 мм с волокнами производства фирмы Kuraray марки PS-MSJ [10] ($NA=0,72$). Использовалось спектросмещающее волокно фирмы Kuraray марки O-2(100) MSJ ($NA=0,72$).

В стандартном соединении между разъемами есть воздушный зазор, вызванный шероховатостью поверхности оптического разъема при изготовлении. Поэтому возникают потери на отражении на границе волокно-воздух. Теоретическая оценка этих потерь на двух границах составляет порядка 8 – 10%. Для проверки потерь были проведены измерения, когда зазор заполнен вакуумным маслом. Коэффициент прохождения составил $0,82 \pm 0,02$ и $0,90 \pm 0,02$ для «сухого» соединения и соединения с маслом, соответственно. Различие коэффициентов прохождения согласуется с коэффициентами отражения на границах сред воздух-волокно и вакуумное масло-волокно. Потери на оптическом соединении согласуются с результатами, полученными в статье [91].

Была исследована повторяемость оптического соединения. Проводилось 5 измерений сигналов, после каждого измерения оптические разъемы рассоединялись. Результаты показаны на рисунке 46, где приведены распределения сигналов для обоих типов соединений. Сигналы нормировались для каждого канала на среднее значение по 5 измерениям «сухого» соединения.

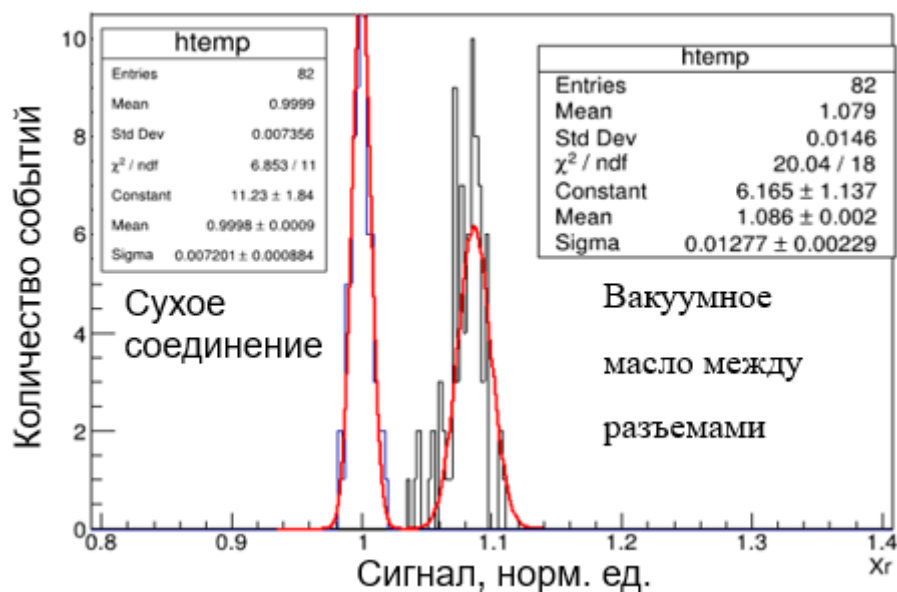


Рисунок 46 – Распределение событий по величине нормированного сигнала при сухом соединении и с использованием оптического контакта

При использовании вакуумного масла, увеличение коэффициента прохождения незначительно, при этом усложняется оптическое соединение, и возможно ухудшение свойств со временем. Выбрано сухое соединение, так как оно стабильное и легко рассоединяется и соединяется обратно.

4.4 Выходной контроль оптических кабелей

Для проведения выходного контроля оптических жгутов использовался специализированный стенд, схема которого показана на рисунке 47 [92]. Стенд изготовлен на базе микроконтроллера Arduino mega 2560.

В качестве источника светового сигнала используются SMD (surface mounted device) светодиоды производства компании Vetlux Electronics. Данные светодиоды имеют спектр, близкий к спектру высвечивания спектросмещающего волокна.

Стенд позволяет поочередно подавать световой импульс в каждый канал оптического жгута, записывать его сигнал на выходе, выводить результаты на экран компьютера и составлять базу данных проверенных изделий.

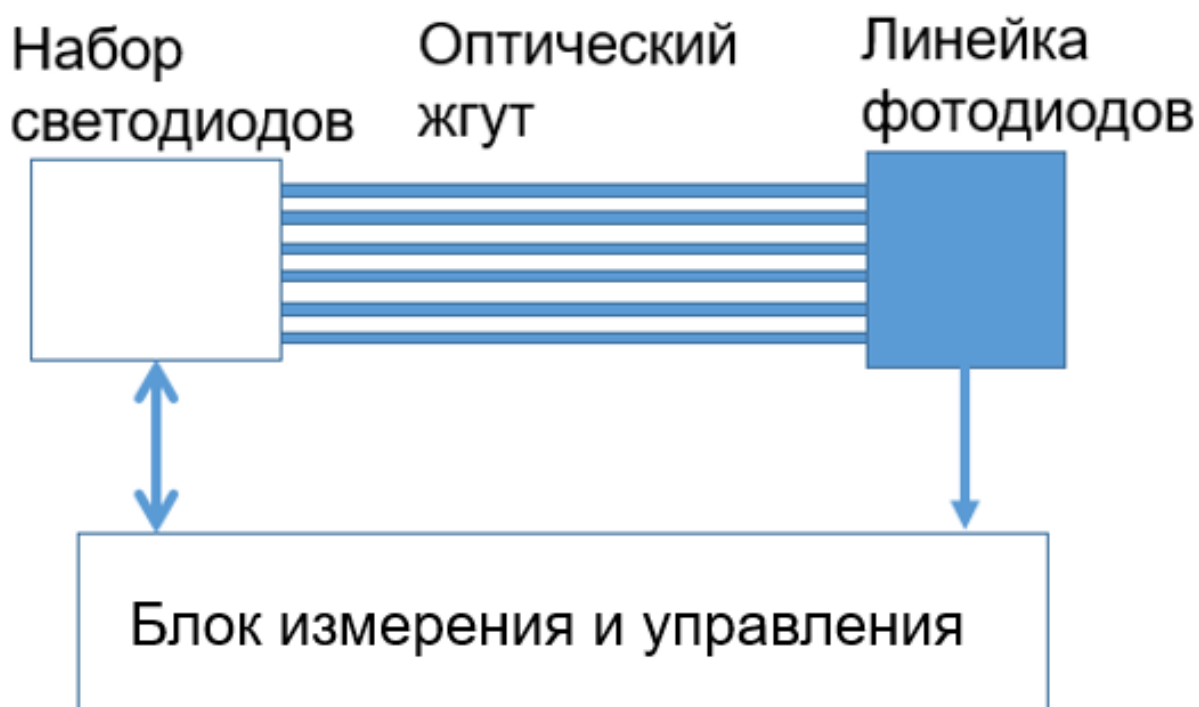


Рисунок 47 – Схема стенда для проверки оптических кабелей

Поскольку индивидуальные параметры светодиодов и фотодиодов различны, результаты измерений нормировались на калибровочные коэффициенты. Калибровочные коэффициенты рассчитывались по следующей формуле:

$$k_i = \frac{1}{S_{i,\text{среднее}}}, \quad (31)$$

где i – номер канала;

$S_{i,\text{среднее}}$ – среднее значение по всем измерениям для i -го канала.

Исследовались 2 типа волокна:

- Kuraray Clear PS-MSJ, диаметр 1 мм, числовая апертура 0,72, сердцевина из полистирола;
- Asahi Kasei SB-1000, диаметр 1 мм, числовая апертура 0,60, сердцевина из PMMA.

Результаты измерений на стенде подогнаны функций гаусса и приведены на рисунке 48.

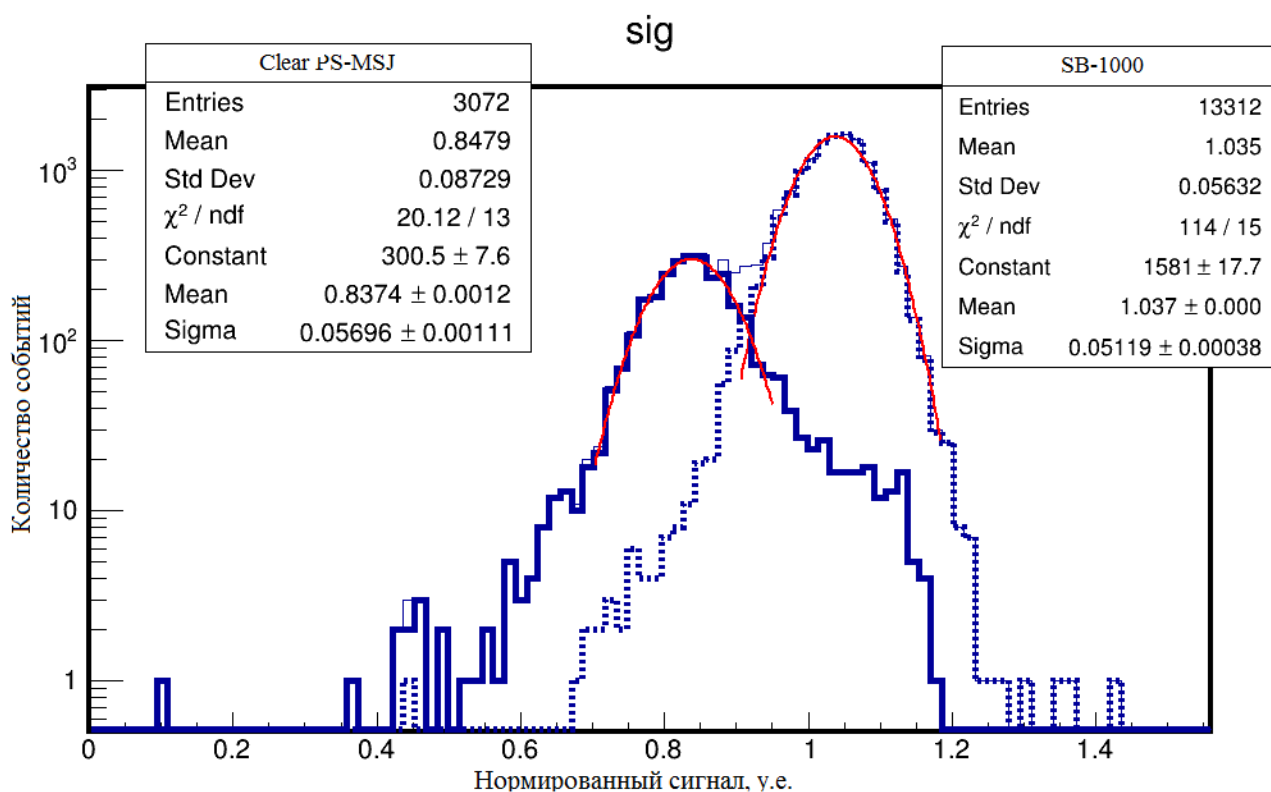


Рисунок 48 – Распределения нормированных сигналов оптических волокон:
сплошная линия – Clear PS-MSJ; пунктирная линия – SB-1000

Сигналы в жгутах, изготовленных из волокна SB-1000 имеют СКО около 5%, из волокна Clear PS-MSJ около 7% без учета длины волокна.

На рисунке 49 приведены расчетные и экспериментальные зависимости эффективности транспортировки света от длины волокна для различных волокон диаметром 1 мм на основе PMMA (Asahi Kasei SB-1000) и полистирола (Kuraray PS-MSJ).

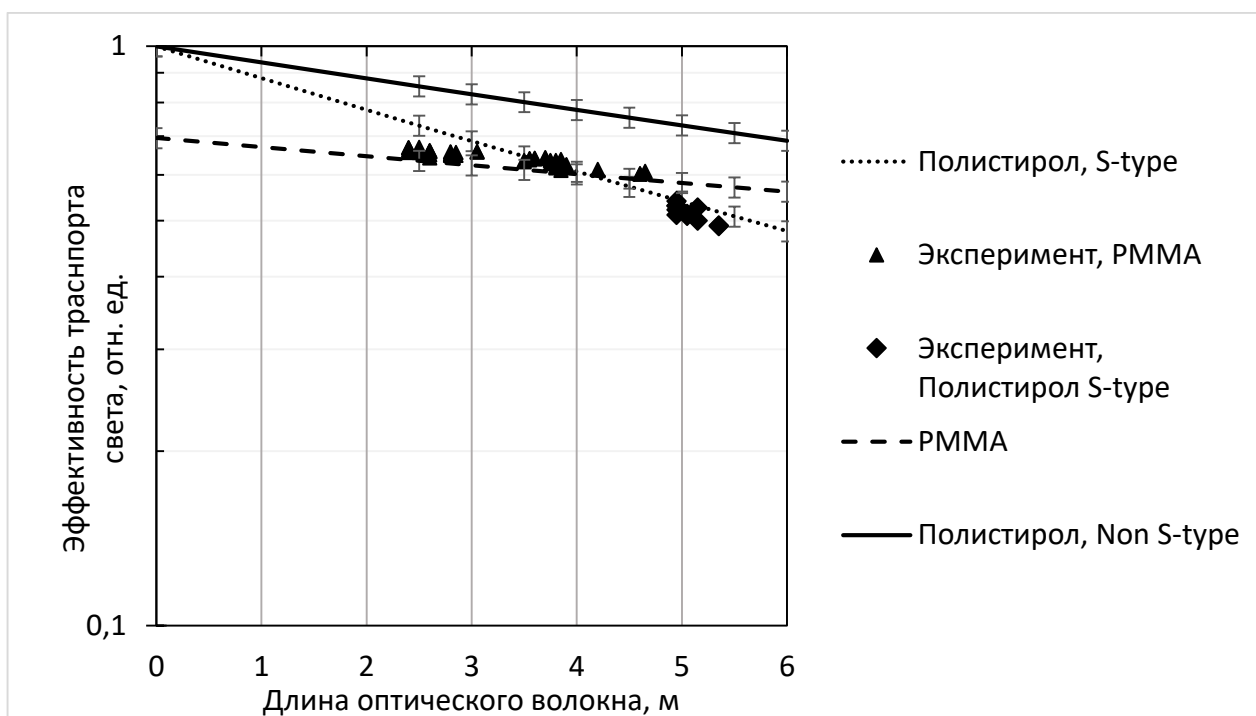


Рисунок 49 – Зависимости теоретического и экспериментального отношения выходного сигнала к входному для различных типов волокон

Расчет оптических потерь в волокне дает следующие результаты. Затухание сигнала для волокна Clear PS-MSJ составляет 767 Дб/км, для SB-1000 – 101 Дб/км. Длины затуханий 7 м и 40 м соответственно. Отношение сигналов при длине равной 0, согласуется с эффективностью волокон, рассчитанных из числовой апертуры. Расчеты и эксперимент хорошо согласуются между собой.

Волокна на основе полистирола Non S-type значительно лучше, чем волокна на основе PMMA. Но недостатком является большой рекомендуемый минимальный радиус изгиба 10 см, что ограничивает их применимость. Для волокон S-type, у которых минимальный радиус уменьшен до 5 см, потери значительно увеличены относительно волокна Non S-type [10].

Волокна на основе PMMA обладают значительно меньшими потерями, чем волокна на основе полистирола, но уступают по числовой апертуре. Также преимуществом является меньшая зависимость эффективности передачи от длины

волокна. Данный эффект будет оказывать меньшее влияние на динамический диапазон, в случае применения волокон различной длины.

Чувствительность системы регистрации определяется минимальным сигналом по всем каналам, соответственно необходимо использовать волокна с максимальной эффективностью транспортировки света при всех длинах волокна. На динамический диапазон системы регистрации существенно влияет разница между максимальной и минимальной эффективностью транспортировки. Поэтому волокно Non S-type и SB-1000 являются наиболее оптимальными. Но так как в системе регистрации невозможно выполнить требование на рекомендованный минимальный изгиб волокна, выбрано волокно SB-1000.

4.5 Заключение к главе 4

Проведены расчетные и экспериментальные исследования характеристик оптических волокон PS-MSJ и SB-1000. По результатам исследований выбрано волокно SB-1000, так как оно обеспечивает лучшие параметры системы регистрации, большую чувствительность и динамический диапазон.

Для соединения спектросмещающих и оптических волокон разработано оптическое соединение с потерями не более 20% и повторяемостью – 99%, что удовлетворяет требованиям.

Разработана волоконно-оптическая линия передачи сигнала, удовлетворяющая всем требованиям.

По результатам работы изготовлено и проверено более 1024 ВОЛПС. Разброс эффективности транспортировки света для волокон SB-1000 составляет около 5%, что вносит незначительный вклад в характеристики системы регистрации.

Глава 5 Исследование фотоприемников

5.1 Описание выбранных фотоприемников

При выборе фотоприемника основными факторами были динамический диапазон и доступность. Требуемым динамическим диапазоном обладают только 2 типа кремниевых фотоприемников, PIN фотодиоды и лавинные фотодиоды. Лавинные фотодиоды существенно дороже и требуемым для данной задачи качеством выпускаются только японской фирмой НАМАМАТСУ, которая является мировым лидером в производстве фотоприемников. Японским законодательством лавинные фотодиоды с необходимыми параметрами были запрещены для поставок в Россию. Поэтому было принято решение использовать PIN фотодиоды. Дополнительным плюсом PIN фотодиодов является их высокая стабильность. Для проверки правильности решения была закуплена небольшая партия PIN фотодиодов производства фирмы НАМАМАТСУ с наилучшими параметрами, которые еще разрешались японским правительством к ввозу в Россию. Результаты измерения показали, что критические параметры (динамический диапазон, квантовая эффективность и время отклика на световой сигнал) удовлетворяют поставленным требованиям. В тоже время, геометрические размеры PIN фотодиодов производства фирмы НАМАМАТСУ не позволяли использовать их в системе регистрации. Поэтому единственным решением стала разработка специализированных отечественных фотоприемников.

Для решения задачи была разработана многоканальная фотодиодная линейка (ФДЛ) из 2x8 ФД (рисунок 50). Количество чувствительных элементов соответствует количеству кристаллов в блоке. Основные параметры ФДЛ приведены в таблице 9.

Таблица 9 – Основные параметры ФДЛ

Наименование параметра, единица измерения	Требования
Количество фоточувствительных элементов, шт	2x8
Диаметр фоточувствительной области, мм, не менее	1,2
Темновой ток фоточувствительного элемента, нА, при $U_{обр} = -5$ В, не более	1
Токовая монохроматическая чувствительность, А/Вт, при длине волны $\lambda = 583 \pm 15$ нм, не менее	0,25
Емкость элемента ФД, пФ, $U_{обр} = -20$ В, не более	5
Неравномерность токовой монохроматической чувствительности между элементами, %, не более	15
Нелинейность преобразования при импульсах фототока до 0,1 мА и длительности до 1 мкс, %, не более	10
Полоса пропускания при нагрузке на 50 Ом, МГц, не менее	20



Рисунок 50 – Фотография ФДЛ в корпусе

5.2 Расчет толщины защитного покрытия

Защитное покрытие фотоприемников широко используются в качестве просветляющего покрытия, чтобы уменьшить коэффициент отражения, тем самым увеличив квантовую эффективность фотоприемника [93]. Наиболее часто

используется четвертьволновое покрытие, которое позволяет минимизировать отражение от фотоприемника при нормальном падении монохроматического света. Выходящий из волокна на фотоприемник свет не является монохроматическим и имеет ламбертовское распределение по углам, ограниченное числовой апертурой (32). Поэтому для увеличения чувствительности ФДЛ были произведены расчеты оптимальной толщины покрытия фотоприемника.

$$I(\theta) = \begin{cases} I_0(\lambda)\cos(\theta), & \theta \leq \theta_{\text{макс}} \\ 0, & \theta > \theta_{\text{макс}} \end{cases}, \quad (32)$$

где $I_0(\lambda)$ – зависимость интенсивности света от длины волны;

λ – длина волны света в воздухе;

θ – угол относительно оси волокна;

$\theta_{\text{макс}}$ – максимальный угол относительно оси волокна.

Расчеты производились для кремневого PIN фотодиода. Для определения коэффициента отражения от плоского слоя рассчитывалось отношение амплитуд падающей и отраженной волны от границы воздух – диоксид кремния и от границы диоксид кремния – кремний. Стоит отметить, что при решении уравнений Максвелла в воздухе и диоксиде кремния нет необходимости учитывать многократное отражение, поскольку оно учитывается автоматически. Из граничных условий следует, что при $x=0$ и $x=d$ касательные компоненты векторов E и H непрерывны. Отсюда можно получить следующую систему уравнений (33) – (36) для случая нормально поляризованной волны (рисунок 51):

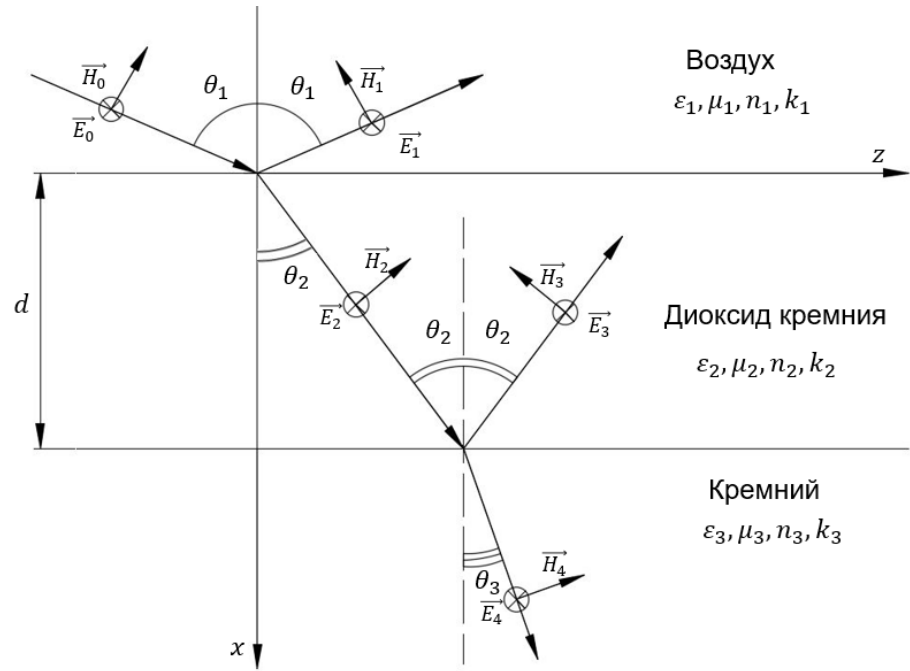


Рисунок 51 – Схема распространения нормально поляризованной волны

$$E_0 + E_1 = E_2 + E_3, \quad (33)$$

$$\sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\mu_1}} E_0 \cos \theta_1 - \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\mu_1}} E_1 \cos \theta_1 = \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\mu_2}} E_2 \cos \theta_2 - \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\mu_2}} E_3 \cos \theta_2, \quad (34)$$

$$E_2 e^{ik_2 d \cos \theta_2} + E_3 e^{-ik_2 d \cos \theta_2} = E_4 e^{ik_3 d \cos \theta_3}, \quad (35)$$

$$\sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\mu_2}} E_2 e^{ik_2 d \cos \theta_2} \cos \theta_2 - \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\mu_2}} E_3 e^{-ik_2 d \cos \theta_2} \cos \theta_2 = \sqrt{\frac{\varepsilon_3}{\mu_3}} E_4 e^{ik_3 d \cos \theta_3} \cos \theta_3, \quad (36)$$

где

$$k_i = \frac{2\pi\sqrt{\varepsilon_i\mu_i}}{\lambda}. \quad (37)$$

Решением данной системы уравнений будет формула (37):

$$A_E = \frac{E_1}{E_0} = \frac{a_{12}(1 - Z_E) - (1 + Z_E)}{a_{12}(1 - Z_E) + (1 + Z_E)}, \quad (38)$$

где

$$Z_E = \frac{1 - a_{23}}{1 + a_{23}} e^{i2n_2 \frac{2\pi d}{\lambda} \cos \theta_2}, \quad (39)$$

$$a_{12} = \frac{\cos\theta_1}{\cos\theta_2} \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\mu_1}} \sqrt{\frac{\mu_2}{\varepsilon_2}}, \quad (40)$$

$$a_{23} = \frac{\cos\theta_2}{\cos\theta_3} \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\mu_2}} \sqrt{\frac{\mu_3}{\varepsilon_3}}, \quad (41)$$

$$n_1 \sin\theta_1 = n_2 \sin\theta_2 = n_3 \sin\theta_3, \quad (42)$$

$$n_1 = \sqrt{\varepsilon_1 \mu_1}, \quad (43)$$

$$n_2 = \sqrt{\varepsilon_2 \mu_2}, \quad (44)$$

$$n_3 = \sqrt{\varepsilon_3 \mu_3}. \quad (45)$$

Для случая параллельно поляризованной волны (рисунок 52) получается следующая система уравнений (46) – (49):

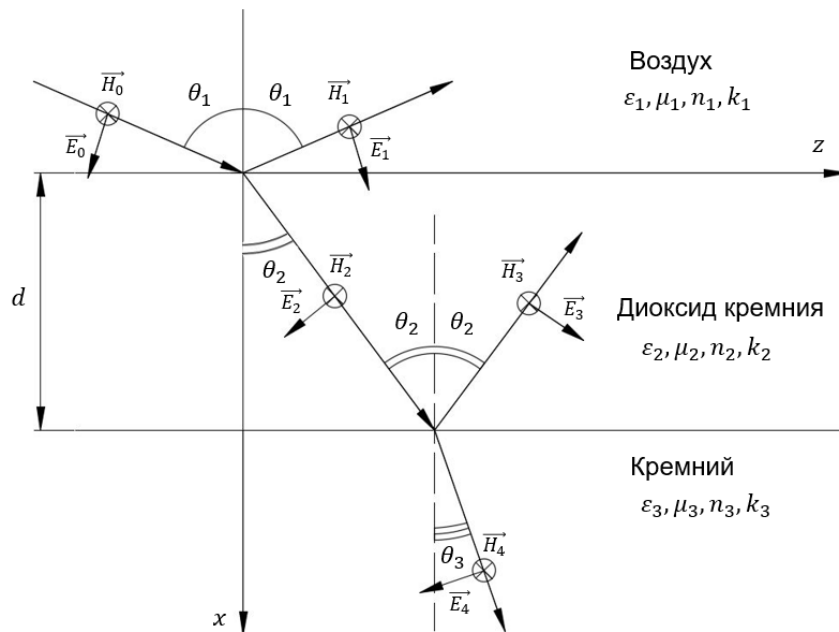


Рисунок 52 – Схема распространения параллельно поляризованной волны

$$\sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\mu_1}} E_0 + \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\mu_1}} E_1 = \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\mu_2}} E_2 + \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\mu_2}} E_3, \quad (46)$$

$$-E_0 \cos\theta_1 + E_1 \cos\theta_1 = -E_2 \cos\theta_2 + E_3 \cos\theta_2, \quad (47)$$

$$\sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\mu_2}} E_2 e^{ik_2 d \cos \theta_2} + \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\mu_2}} E_3 e^{-ik_2 d \cos \theta_2} = \sqrt{\frac{\varepsilon_3}{\mu_3}} E_4 e^{ik_3 d \cos \theta_3}, \quad (48)$$

$$-E_2 \cos \theta_2 e^{ik_2 d \cos \theta_2} + E_3 \cos \theta_2 e^{-ik_2 d \cos \theta_2} = -E_4 \cos \theta_3 e^{ik_3 d \cos \theta_3}. \quad (49)$$

Решение:

$$A_M = \frac{E_1}{E_0} = \frac{b_{12}(1 - Z_M) - (1 + Z_M)}{b_{12}(1 - Z_M) + (1 + Z_M)}, \quad (50)$$

где

$$Z_M = \frac{1 - b_{23}}{1 + b_{23}} e^{i2n_2 \frac{2\pi d}{\lambda} \cos \theta_2}, \quad (51)$$

$$b_{12} = \frac{\cos \theta_1}{\cos \theta_2} \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\mu_2}} \sqrt{\frac{\mu_1}{\varepsilon_1}}, \quad (52)$$

$$b_{23} = \frac{\cos \theta_2}{\cos \theta_3} \sqrt{\frac{\varepsilon_3}{\mu_3}} \sqrt{\frac{\mu_2}{\varepsilon_2}}. \quad (53)$$

Для монохроматического света полный коэффициент отражения, как функция λ, d, θ_{max} , рассчитывается по формуле (54):

$$R(\lambda, d, \theta_{max}) = \frac{\int_0^{\theta_{max}} (|A_E(\lambda, d, \theta_1)|^2 + |A_M(\lambda, d, \theta_1)|^2) \sin \theta_1 I(\lambda, \theta_1) d\theta_1}{2 \int_0^{\theta_{max}} I(\lambda, \theta_1) \sin \theta_1 d\theta_1}. \quad (54)$$

Так как свет от спектросмещающего волокна немонахроматическим, коэффициент отражения дополнительно усреднялся по длинам волн:

$$R_{tot}(d, \theta_{max}) = \frac{\int_{\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} I_0(\lambda) R(\lambda, d, \theta_{max}) d\lambda}{\int_{\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} I_0(\lambda) d\lambda}. \quad (55)$$

Так как данные интегралы не вычисляются аналитически, величина $R_{tot}(d, \theta_{max})$ анализировалась численно.

Для вычисления оптимальной толщины покрытия вычислялась зависимость коэффициента отражения от толщины покрытия с шагом 1 нм. Зависимость коэффициента отражения от толщины показана на рисунке 53.

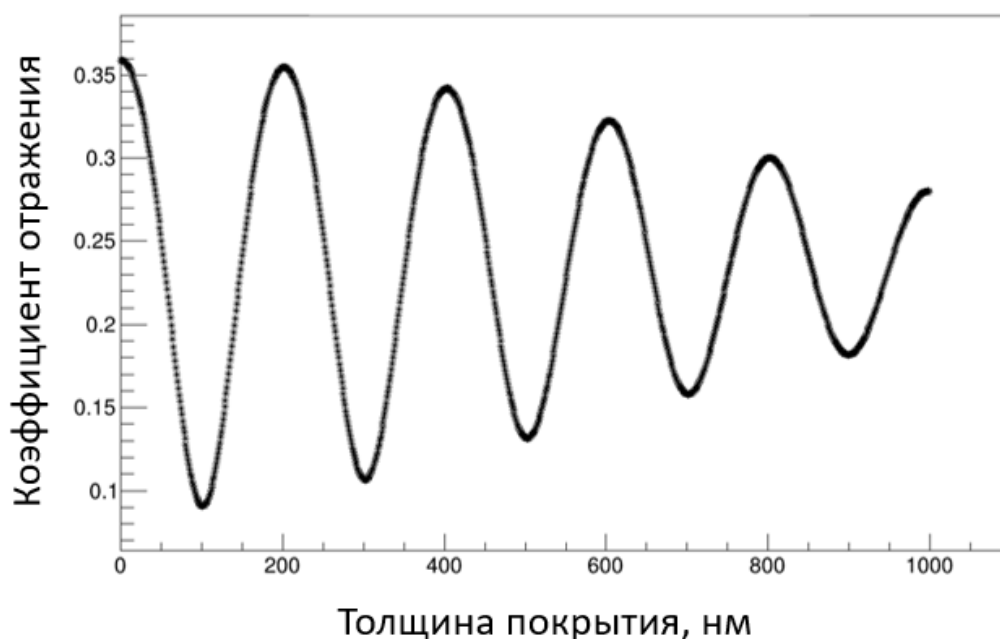


Рисунок 53 – Зависимость коэффициента отражения от толщины слоя диоксида кремния

Нанесение равномерного стабильного покрытия толщиной около 100 нм является сложной технологической задачей, поэтому была выбрана толщина покрытия 300 нм.

5.3 Исследование темнового тока и емкости

Для нормальной работы ФД на него необходимо подавать напряжение обратного смещения. От напряжения обратного смещения зависят темновой ток и емкость ФД, которые вносят вклад в шумы электроники. С целью выбора величины напряжения обратного смещения, исследовались зависимости темнового тока и емкости от напряжения.

Для измерения емкости и темнового тока был использован специализированный стенд [19]. Стенд обеспечивает измерение темнового тока и емкости при рабочем напряжении при одновременном подключении до 16 ФД и последовательной проверке их характеристик. Емкость ФД измеряется путем сравнения ее с эталонной емкостью, а темновой ток измеряется по падению напряжения, возникающему при протекании этого тока через эталонное сопротивление.

Из-за малой площади ФД большую роль играет периферийная емкость на охранные кольца. Поэтому емкость ФД нельзя рассчитать из площади и толщины запрещенной зоны и необходимо измерять. Так как при проведении измерений ФДЛ была смонтирована на печатной плате с разъемом, для определения емкости ФД из измеренных значений вычиталась предварительно измеренная монтажная емкость $1,5 \pm 0,1$ пФ.

Результаты измерений емкости показаны на рисунке 54. Видно, что ФД начинает стабильно работать с напряжения смещения 8 – 10 В. По результатам измерений рабочее напряжение выбрано с запасом 12 В. Необходимо отметить, что данного напряжения хватает, чтобы при регистрации максимального сигнала на ФД внутри обедненной зоны не возникала область с нулевым электрическим полем из-за экранировки приложенного внешнего электрического поля электрическим полем протекающего заряда. Дальнейшее увеличение напряжения неэффективно, так как емкость уменьшается незначительно, а темновой ток существенно возрастает (рисунок 55). Полная емкость на входе усилителя меньше 5 пФ и оказывает пренебрежимо малое влияние на форму сигнала по сравнению с временем дрейфа носителей в ФД.

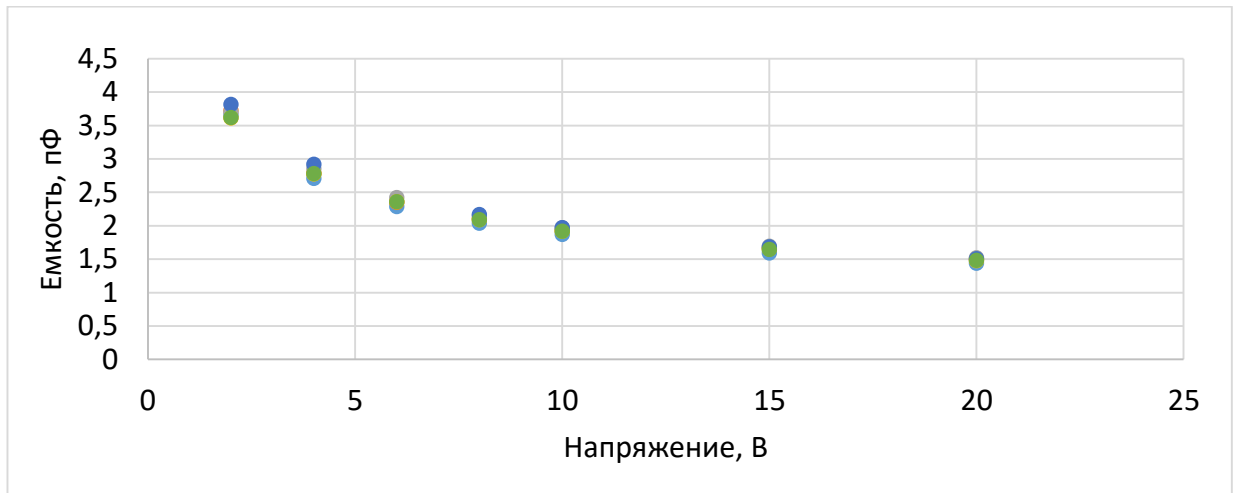


Рисунок 54 – Зависимость емкости ФД от напряжения

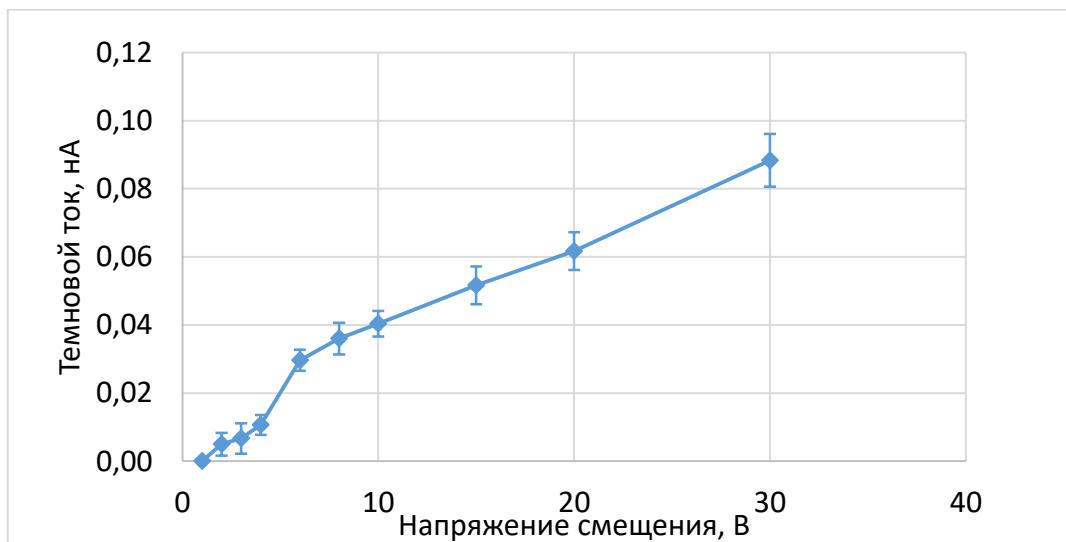


Рисунок 55 – Зависимость темнового тока ФД от напряжения

5.4 Измерение квантовой эффективности

Сигнал на выходе ФД прямо пропорционален квантовой эффективности. Поэтому ее величина является важнейшим параметром.

Для измерения квантовой эффективности была разработана следующая методика. В качестве источника света использовались лазерные модули с длинами волн 405, 450, 515 и 650 нм. Свет от лазера передавался на ФД с помощью оптического волокна диаметром 0,5 мм, что позволяло засветить только рабочую часть ФД. Для каждой длины волны производились сравнительные измерения с

исследуемым и эталонным ФД. В качестве эталона был выбран PIN фотодиод производства корпорации Hamamatsu S3590-08 [94], который имеет рекордную хорошо задокументированную спектральную чувствительность в исследуемом диапазоне длин волн (рисунок 56).

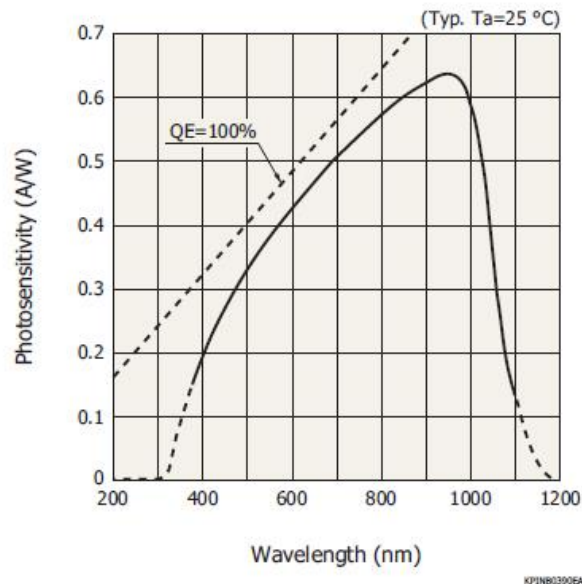


Рисунок 56 – Зависимость спектральной чувствительности от длины волны

На рисунке 57 представлены усредненные результаты измерений квантовой эффективности ФДЛ и пересчитанная из спектральной чувствительности квантовая эффективность ФД Hamamatsu S3590-08.

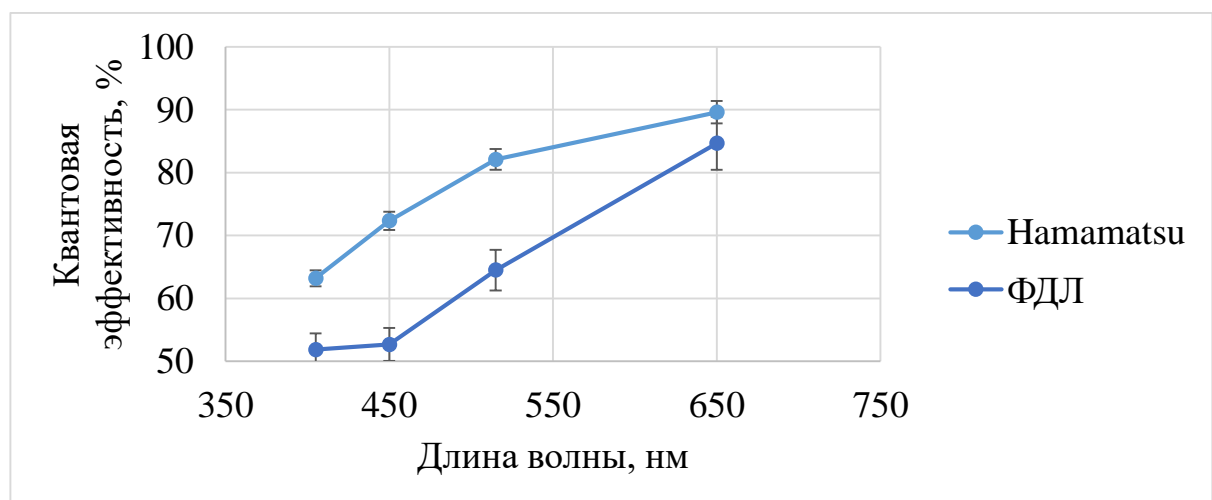


Рисунок 57 – Квантовая эффективность ФДЛ

Из результатов видно, что квантовая эффективность разработанных ФДЛ уступает на 12 – 15% ФД S3590-08 производства Hamamatsu. Однако данный ФД имеет размер чувствительной области $10 \times 10 \text{ мм}^2$. Поэтому было принято решение сравнить ФДЛ и единственные близкие по основным параметрам к требуемым ФД производства корпорации Hamamatsu – S10993-05GT. Эти ФД имеют габариты $3,1 \times 1,8 \times 1,0 \text{ мм}^3$ и размеры чувствительной области $1,06 \times 1,06 \text{ мм}^2$. Их квантовая эффективность по паспорту совпадает с S3590-08. ФД S10993-05GT были распаяны на специальной плате из фольгированного стеклотекстолита так, чтобы положение центров их чувствительных областей совпадало с положением центров чувствительных областей ФДЛ. Для сравнения ФД использовался стенд описанный в параграфе 2.2. Для S10993-05GT сигнал составил $4,7 \pm 0,1$ отн. ед., а для ФДЛ – $5,0 \pm 0,1$ отн. ед. Таким образом, в реальных условиях использование разработанных отечественных ФДЛ предпочтительнее, чем использование ФД производства Hamamatsu. Так как ФД S10993-05GT имеют недостаточный размер, и возможно слишком большую толщину защитного покрытия.

5.5 Исследование времени отклика фотодиода

Время отклика может ФД может вносить значительный вклад в быстродействие системы регистрации рентгеновского излучения. С целью исследования быстродействия ФДЛ был измерен отклик ФДЛ на световую вспышку от пикосекундного лазера optical head PiL063X, длина волны 635 нм, длительность импульса FWHM менее 45 пс.

Исследовались диоды от трех различных ФДЛ и ФД Hamamatsu S10993-05GT. Чтобы световой импульс не попадал на края ФД и защитные кольца, световой импульс подавался на ФД через волокно диаметром 0,5 мм.

Сигналы с ФДЛ регистрировались на осциллографе Tektronix MDO3054 с частотой дискретизации 2,5 Gs/s и полосой входного сигнала 500 МГц на входе 50 Ом.

Результаты измерений приведены на рисунке 58. Для всех ФДЛ временной отклик примерно одинаковый в пределах точности измерений.

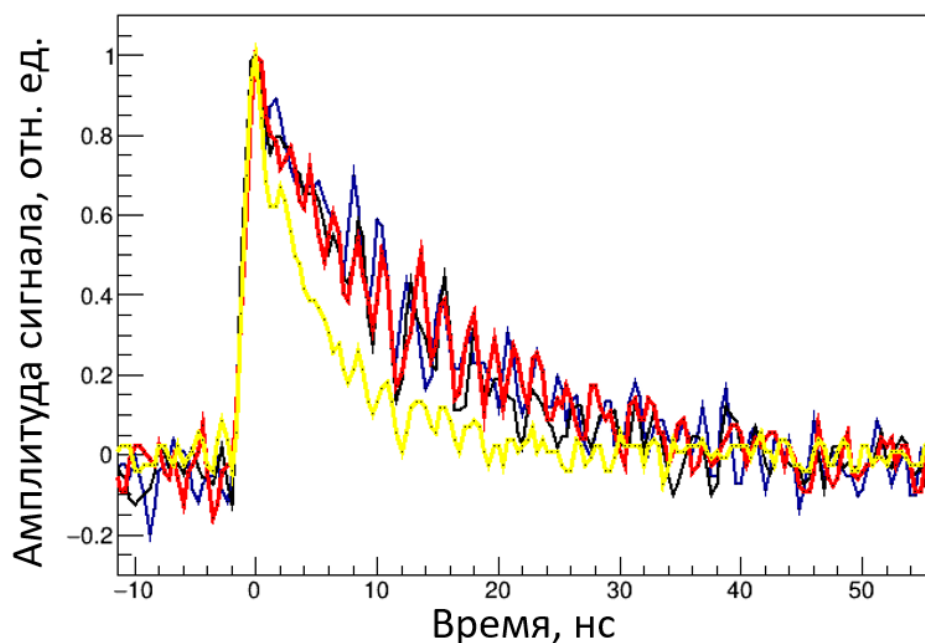


Рисунок 58 – Результаты измерения временного отклика: желтая линия – Hamamatsu S10993-05GT; синяя – ФДЛ №1; черная – ФДЛ №2; красная – ФДЛ №3

Длительность импульса на полувысоте составляет около 10 нс, что соответствует расчетной производителем времени нарастания фронта сигнала. Из результатов видно, что вклад временного отклика ФДЛ в быстродействие системы регистрации будет незначителен, так как на порядок меньше времени высвечивания сцинтиллятора ВГО 300 нс. Стоит отметить, что ФД Наматсу S10993-05GT имеет временной отклик около 4 нс, но в данном случае данное преимущество не имеет значения.

5.6 Исследование нелинейности фотодиода

В рентгенографии важным параметром является нелинейность регистрирующей системы, так как она может приводить к значительному искажению изображения исследуемого объекта. Для определения возможного вклада ФД была исследована нелинейность ФДЛ.

ФДЛ засвечивался лазером с длиной волны 405 нм. Для измерения нелинейности ФДЛ между лазером и ФДЛ устанавливались нейтральные фильтры с фиксированными ослаблениями. Измерялись значения фототока с фильтрами и без них при различных мощностях лазера. На ФДЛ подавалась напряжение смещения 12 В.

На рисунке 59 показана корреляция сигналов с ослаблением и без него, при различных мощностях лазера. При токах более 0,23 мА наблюдается отклонение от прямой, вызванное нелинейностью ФДЛ. На рисунке 60 показано отклонение от подгоночной прямой, проведенной через первые три точки.

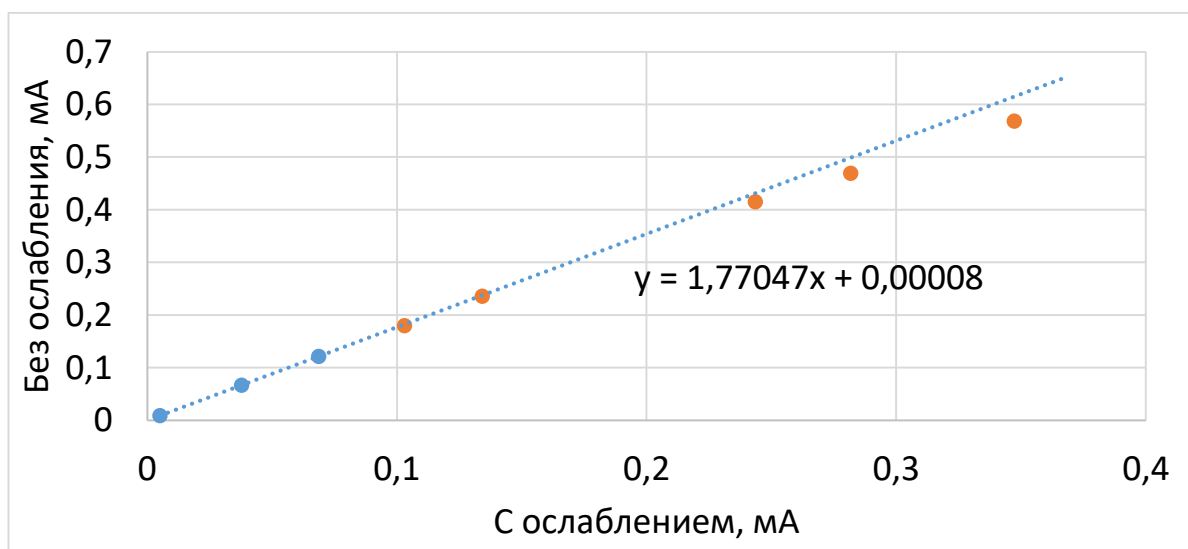


Рисунок 59 – Корреляция сигналов с фильтром и без фильтра

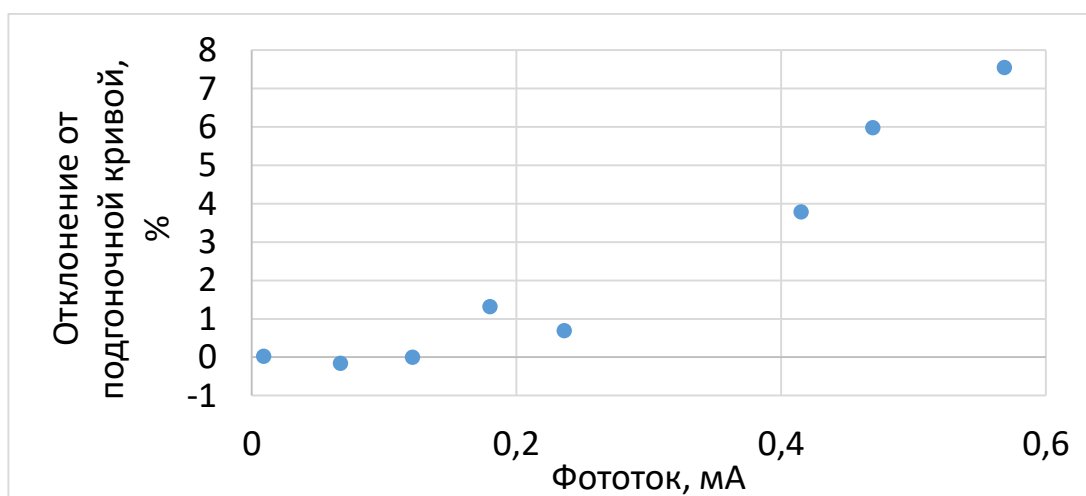


Рисунок 60 – Отклонение от подгоночной прямой

Фототок линеен до 0,23 мА, а при больших токах есть отклонение от линейности до 8%. Ожидаемый максимальный ток сигнала не превышает 0,1 мА. Соответственно, данные параметры ФДЛ обеспечивают нелинейность не более 0,5% во всем рабочем диапазоне сигналов.

5.7 Разработка соединения между оптическим волокном и фотодиодом

В штатном режиме работы детектора свет по оптическому волокну распространяется в конусе с максимальным углом $26,7^\circ$, а выходит из торца волокна в конусе с углом $45,7^\circ$. Для увеличения эффективности и уменьшения связи между каналами в ФДЛ на их поверхности не было нанесено толстого защитного слоя. Поэтому на поверхность ФД нельзя давить разъемами с оптическим волокном. Из-за этого требования в конструкции стыковочного разъема предусмотрен зазор между ФДЛ и волокном не более 0,1 мм, при котором весь свет из волокна попадает на чувствительную область ФД. Распространение света от волокна до ФД показано на рисунке 61.

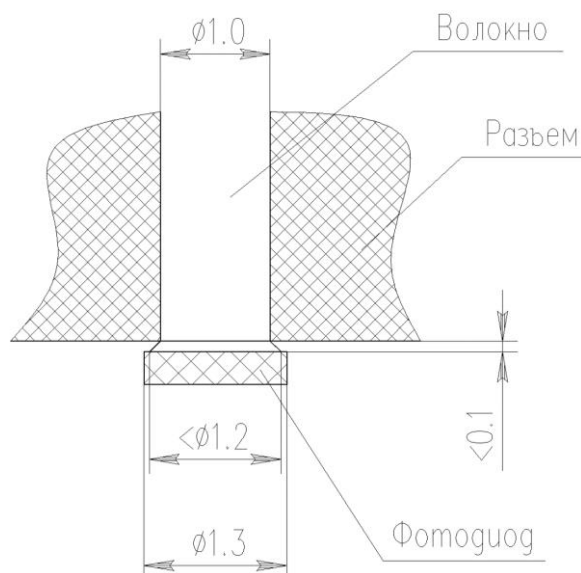


Рисунок 61 – Схема распространения света из оптического волокна до ФД

Конструкционно зазор между ФД и оптическим волокном определяется толщиной шайбы, в которую упирается оптический разъем. Шайба располагается

на печатной плате. Для определения необходимой толщины шайбы были проведены измерения толщины кремневой пластины, расположенной на печатной плате.

Измерения проводились вдоль середины платы (ось X) в 4 точках.

Средние значения по всем платам представлены в таблице 10. Зависимость высоты кремневой пластины от координаты X показана на рисунке 62. Явно видна выпуклость в середине ФДЛ. Но она меньше минимального допустимого по конструкции зазора 0,05 мм.

Таблица 10 – Результаты измерений

Координата X, мм	Ср. значение, мм	СКО, мм	Макс-Мин, мм
8,501	0,574	0,005	0,020
14,502	0,605	0,007	0,026
20,502	0,606	0,006	0,025
26,502	0,577	0,004	0,016

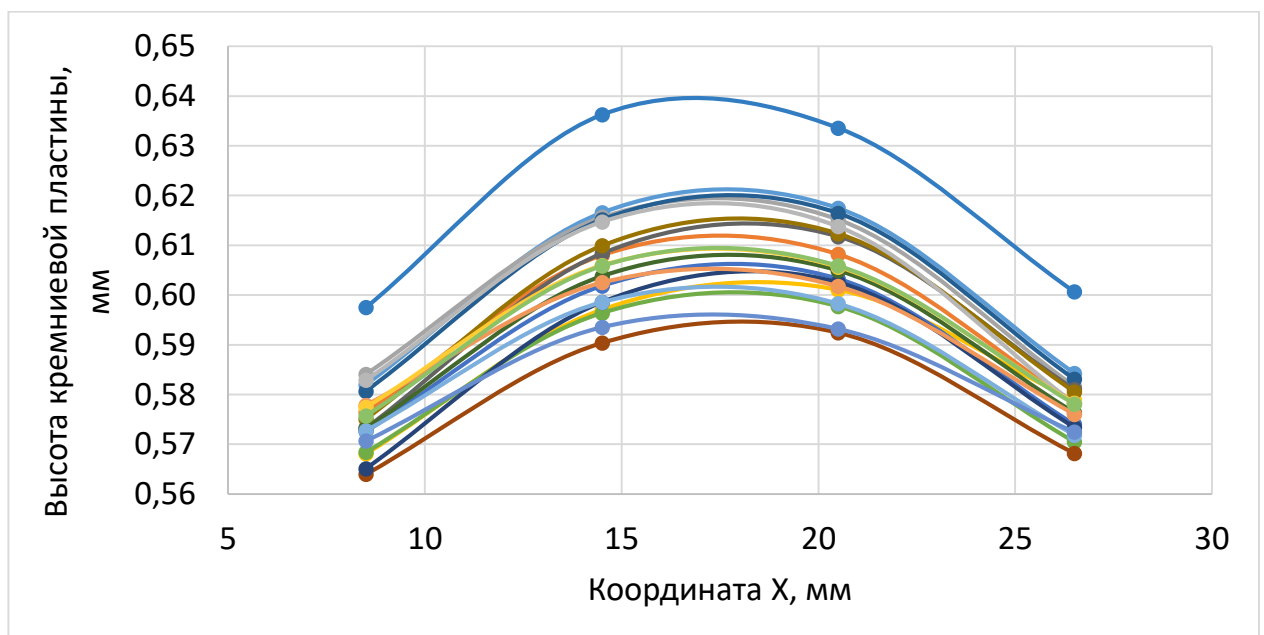


Рисунок 62 – Зависимость высоты кремневой пластины от координаты вдоль ФДЛ

5.8 Входной контроль фотоприемников

Все ФДЛ проходили входной контроль при комнатной температуре на специально разработанном автоматизированном многофункциональном стенде [19].

Было проверено более 1024 линеек (16384 ФД). Результаты проверки представлены на рисунках 63 и 64.

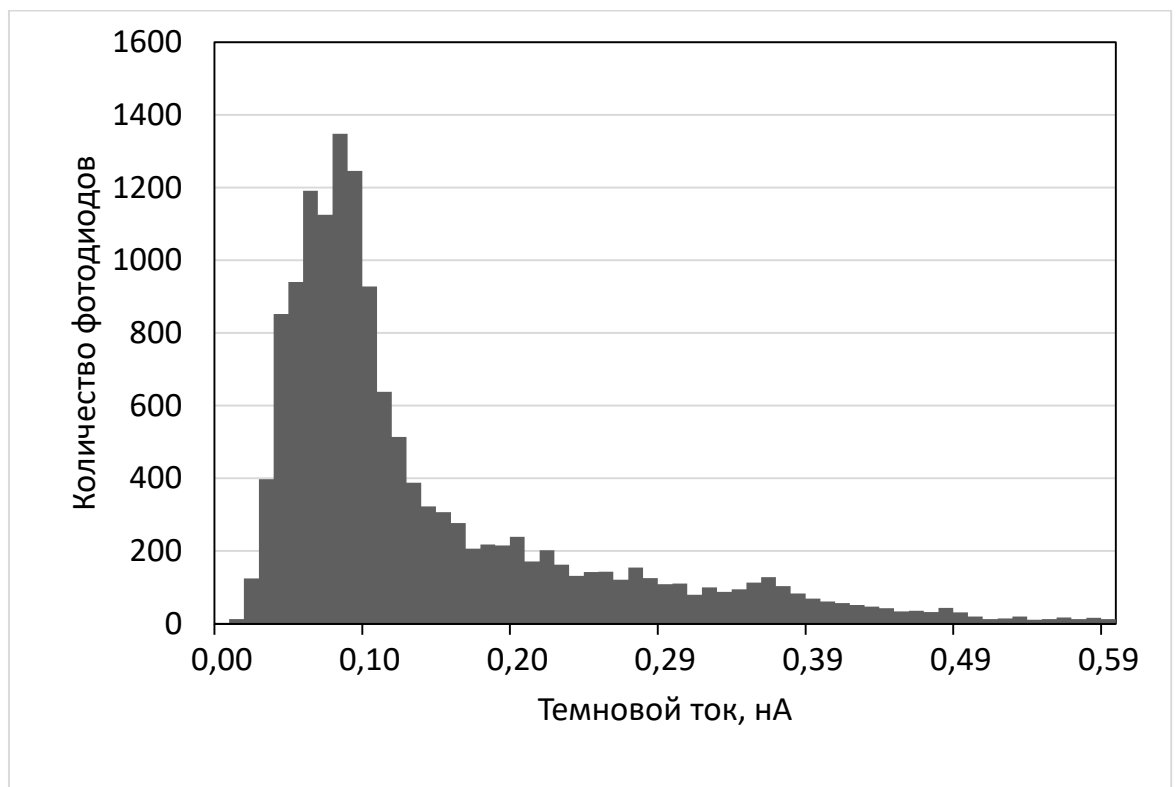


Рисунок 63 – Распределение величин темновых токов ФД

Из рисунка 63 следует, что основная масса значений лежит в пределах от 0,04 до 0,13 нА. Все ФДЛ удовлетворяют формальному требованию на величину темнового тока менее 1 нА.

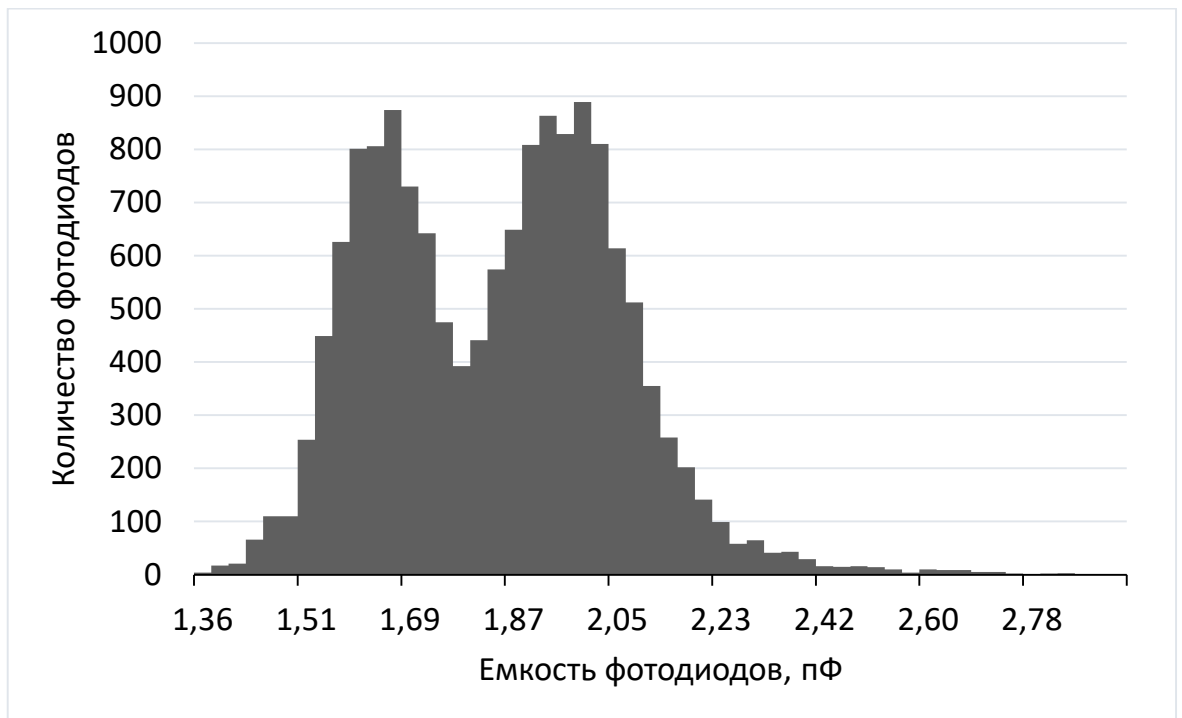


Рисунок 64 – Распределение величин емкостей ФД

На рисунке 64 видно, почти все значения лежат в пределах от 1,4 до 2,4 пФ и не превышают технического требования не более 5 пФ. Наличие двух наборов значений, (первый от 1,5 до 1,8 пФ, второй от 1,8 до 2,1 пФ) обусловлено использованием при изготовлении ФД различными партиями кремниевых пластин.

5.9 Заключение к главе 5

По результатам работы были проведены экспериментальные исследования характеристик отечественных ФДЛ. Параметры ФДЛ соответствуют требуемым значениям. Проведен входной контроль по темновому току и емкости всех ФДЛ.

Для максимизации квантовой чувствительности ФДЛ при использовании ВОЛПС рассчитана оптимальная толщина покрытия ФД.

Разработано уникальное оптическое соединение ФДЛ и оптического кабеля, обеспечивающее эффективный переход света из волокна на чувствительную область ФД.

Проведено сравнение отечественных ФДЛ с ближайшим по своим характеристикам ФД производства Hamamatsu – S10993-05GT. По своим паспортным характеристикам ФД Hamamatsu S10993-05GT имеет при нормальном падении света несколько лучшие параметры, чем ФДЛ. Но из-за меньших размеров и неоптимизированного защитного покрытия при его использовании в МСЭ эффективность регистрации будет минимум на 6% меньше, чем у ФДЛ.

Глава 6 Исследования модуля многоэлементного сцинтилляционного экрана

6.1 Конструкция модуля

Размеры многоэлементного сцинтилляционного экрана составляют 512×512 мм², что составляет 128×128 каналов. Для обеспечения технологичности сборки МСЭ в качестве основной сборочной единицы выбран модуль из 2×8 блоков кристаллов (16×16 кристаллов) (рисунки 65 и 66). МСЭ состоит из 8×8 модулей. Для светоизоляции оптических и спектросмещающих волокон и минимизации зазоров между модулями, реализован корпус модуля со сверхтонкой стенкой вокруг сцинтилляторов из алюминизированного лавсана толщиной 20 мкм. В отличие от традиционных корпусов из металла или композитных материалов данное техническое решение обеспечивает отсутствие мертвых зон и рассеивающего материала между модулями.



Рисунок 65 – Вид блоков кристаллов со спектросмещающими волокнами



Рисунок 66 – Модуль детектора

Точное позиционирование модулей в МСЭ осуществляется благодаря точному изготовлению деталей корпуса. Габариты корпуса имеют размеры $64,0_{-0,2}$ мм, что позволяет выставить все модули МСЭ в идеальную сетку с точностью 0,2 мм.

Разработанная блочно-модульная конструкция обеспечивает следующие параметры:

- Оптические и спектрсмещающие волокна светоизолированы от внешнего света;
- Габариты корпуса соответствуют размерам 16x16 элементов, вокруг кристаллов толщина стенки составляет всего 20 мкм алюминизированного лавсана;
- Выполнено требование на плотную упаковку, по всему МСЭ зазор между кристаллами не превышает 0,3 мм;
- Модули и блоки взаимозаменяемые, что упрощает модернизацию и процедуру выходного контроля.

6.2 Стенд для исследования параметров модуля

Поскольку разброс светового выхода регистрирующих элементов уменьшает динамический диапазон, принято решение провести отбор элементов по величине светового выхода:

$$\frac{|S - S_{\text{ср}}|}{S_{\text{ср}}} < 0,5, \quad (56)$$

где S – световой выход регистрирующего элемента;

$S_{\text{ср}}$ – средний световой выход по всем регистрирующим элементам.

Для этого проводился выходной контроль всех модулей МСЭ. Поканальная проверка модулей с помощью радиоактивных источников нетехнологична ввиду большого количества каналов. Также принято решение не разрабатывать специализированную электронику для стенда, а использовать электронику для регистрации и обработки сигналов с МСЭ. Данная электроника рассчитана на импульсные сигналы от регистрации не менее 200 гамма-квантов со средней энергией 4 МэВ на регистрирующий элемент длительностью 100 – 200 нс. Что соответствует энерговыделению около 3 ГэВ/см² в одном импульсе длительностью 100 – 200 нс, следовательно, рентгеновский источник должен обеспечивать не меньший сигнал.

Промышленные рентгеновские источники имеют напряжение до 600 кВ [95] и средняя энергия рентгеновского излучения составляет порядка 150 – 200 кэВ. Для регистрации сигналов рентгеновский источник должен излучать дозу не менее 0,5 мкЗв/импульс или 5 Зв/с. Ввиду большой излучаемой дозы постоянные рентгеновские источники не рассматривались, по соображениям техники радиационной безопасности. Поэтому было решено разработать импульсный рентгеновский источник со следующими требованиями:

- Доза в прямом пучке излучения на расстоянии 1 м не менее 1 мкЗв/импульс;

- Плотность энергии излучения на расстоянии 1 м от анода не менее 6 ГэВ/см^2 ;
- Длительность импульса не более 200 нс;
- Выходное напряжение не менее 300 кВ;
- Частота следования импульсов не менее 0,01 Гц.

Параметры импульсной рентгеновской трубки (ИРТ), разработанной Институтом электрофизики УрО РАН, представлены в таблице 11.

Таблица 11 – Паспортные характеристики ИРТ

Характеристика	Значение
Выходное напряжение, кВ, не более	350
Длительность импульса напряжения, нс, не более	200
Энергия в конденсаторе последнего звена, Дж, не менее	2,5
Частота следования импульсов, Гц	От 0,01 до 100
Доза в прямом пучке излучения на расстоянии 1 м, мкЗв/импульс	1
Измеренная плотность энергии излучения на расстоянии 1 м от анода, ГэВ/см^2	20 ± 1 [18]

ИРТ работает на принципе взрывной электронной эмиссии и представляет собой коаксиальную двухэлектродную систему (рисунок 67): острый анод, выполненный из вольфрамового прутка диаметром 6 мм, и лезвийный катод, выполненный из тантала. ИРТ встроена в корпус генератора высоковольтных импульсов.

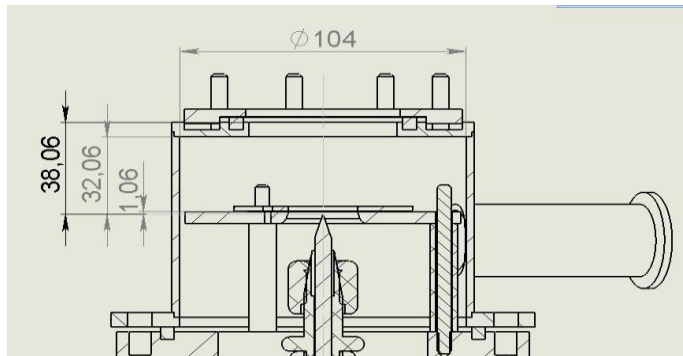


Рисунок 67 – Конструкция анода и катода ИРТ

При подаче высоковольтного импульса на катоде происходит взрывная электронная эмиссия, которая позволяет получить высокую плотность тока. Электроны ускоряются под действием электрического поля до энергий 300 – 350 кэВ, попадают на острие анода и создают импульс рентгеновского излучения.

Схема стенда для исследования модулей показана на рисунке 68.

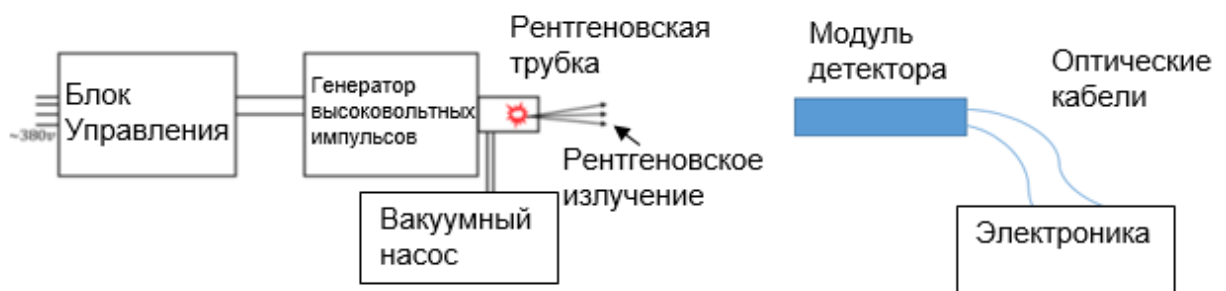


Рисунок 68 – Схема стенда для исследования модулей

Кристаллы ВГО для малых энергий гамма-квантов имеют нелинейный отклик, зависящий от поверхностных дефектов обработки. Поэтому использовались медный и индиевый фильтры, которые поглощают мягкую компоненту излучения и уменьшают радиационную нагрузку.

Угол равномерного расхождения рентгеновского излучения ИРТ составляет 10 градусов [96]. Этот угол задает минимально-допустимое расстояние работы с модулями детектора, в связи с эффектами неоднородности рентгеновского пучка.

6.3 Измерение светового выхода на импульсной рентгеновской трубке

Для измерения сигналов модуль, подключенный к электронике, устанавливался на расстоянии 70 см от ИРТ. При таком расстоянии неоднородности поля на размере модуля не наблюдаются [96] и поток рентгеновского излучения составляет 5240 ± 260 МэВ на регистрирующий элемент. Набиралась статистика из 15 выстрелов ИРТ. Средний сигнал от ИРТ составил 200 ± 22 отн. ед./МэВ.

Для калибровки шкалы АЦП использовались гамма-кванты с энергией 59,5 кэВ, излучаемые радиоактивным источником ^{241}Am . При поглощении такого гамма-кванта в кремнии ФД образуется примерно $1,6 \cdot 10^4$ электрон-дырочных пар. Набиралась статистика из 1000 событий. Средний сигнал от ^{241}Am составил $(6,5 \pm 0,3) \cdot 10^4$ отн. ед.

Тогда световой выход в фотоэлектрон/МэВ составляет:

$$LY = \frac{sig_{IRT} * 1,6 * 10^4}{sig_{Am}} = 49 \pm 6, \quad (57)$$

где sig_{IRT} – средний сигнал от ИРТ;

sig_{Am} – средний сигнал от радиоактивного источника ^{241}Am .

При такой величине сигнала собственные шумы электроники незначительны по сравнению с флуктуациями энерговыделения и энергетическое разрешение определяется статистикой гамма-квантов. Таким образом, тщательная оптимизация всех элементов детектора позволила обойтись без использования дорогостоящих и труднодоступных импортных кристаллов на основе лютетия и создать уникальный детектор с использованием отечественных кристаллов ВГО.

Всего было изготовлено 64 модуля по 256 каналов в каждом (в сумме 16384 канала). Для проверки работоспособности все модули проходили выходной

контроль на стенде на основе ИРТ (параграф 6.2). Нормированное на среднее значение распределение светового выхода представлены на рисунке 69.

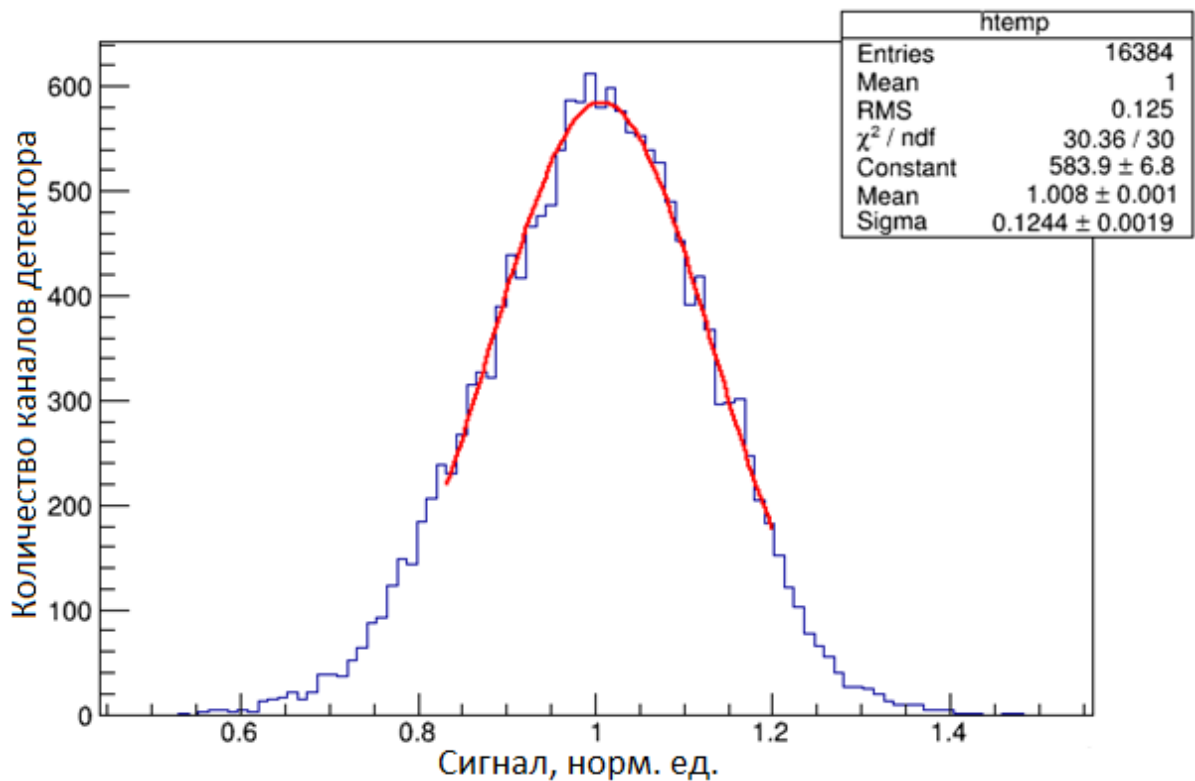


Рисунок 69 – Распределение светового выхода всех каналов детектора

По результатам измерений не обнаружено неработающих каналов. Разброс светового выхода каналов составляет 12,5%.

6.4 Заключение к главе 6

Была разработана конструкция модуля МСЭ. По своим характеристикам конструкция модуля, удовлетворяет всем требованиям технического задания. Для проверки модулей МСЭ был разработан стенд на основе ИРТ.

Измеренный средний световой выход канала МСЭ составляет 49 ± 6 фотоэлектрон/МэВ. Полученный результат хорошо согласуется с расчетными исследованиями и обеспечивает статистический характер шумов.

По результатам выходного контроля модулей все каналы МСЭ удовлетворяют поставленным требованиям. Разброс светового выхода каналов составляет 12,5%.

Заключение

Основные результаты данной работы состоят в следующем:

1. Проведены расчетные и экспериментальные исследования всех функциональных элементов МСЭ. Полученные результаты хорошо согласуются между собой. Для проведения исследований были разработаны и созданы стенды на основе импульсного лазера и импульсной рентгеновской трубки и разработаны необходимые методики проведения экспериментов. Абсолютные измерения проводились с использованием радиоактивных изотопов. На основе проведенных исследований разработан и создан многоэлементный сцинтилляционный экран для регистрации потоков жестких гамма-квантов, который по своим параметрам является новым уникальным прибором, превосходящим по своим параметрам все устройства аналогичного назначения.
2. Исследовано влияние свойств спектросмещающих и оптических волокон на световой сбор регистрирующего элемента. Для их изучения и проведения выходного контроля волокон были разработаны методики измерений и созданы специализированные стенды. Результаты исследований показывают, что оптимальным спектросмещающим волокном для кристаллов ВГО является O-2(200) MSJ, оптимальным оптическим волокном для спектросмещающих волокон O-2(200) MSJ является SB-1000.
3. Исследованы параметры опытных образцов отечественных ФДЛ. Для их изучения были разработаны специализированные стенды. С целью оптимизации квантовой эффективности ФДЛ изучено влияние толщины слоя диоксида кремния на коэффициент отражения для света распространяющегося из оптического волокна и определена его оптимальная толщина. Полученные результаты исследований позволили производителю улучшить параметры ФДЛ. В результате чего ФДЛ в данном устройстве имеют большую эффективность, чем возможные зарубежные аналоги.

4. Разработана блочно-модульная конструкция многоэлементного сцинтилляционного экрана. Разработанный метод съема света с тяжелого сцинтиллятора с большим коэффициентом преломления при помощи спектросмещающих волокон позволил расположить ФД вне области ионизирующего излучения, что решило проблему ухудшения разрешения из-за взаимодействия излучения в материале фотоприемников и увеличило срок службы электроники, а также упростило инфраструктуру по сравнению с прямым методом съема светового сигнала. Используемый метод значительно увеличивает чувствительность и позволяет изучать объекты с большей рентгеновской толщиной, чем стандартные системы регистрации. Также использование спектросмещающих волокон позволило уменьшить размер РЭ до 4 мм, позволило значительно улучшить пространственное разрешение изображения, что технически сложно при использовании метода прямого съема и является одним из важнейших результатов применения метода косвенного съема.
5. Показано, что в методе косвенного съема отсутствует зависимость светового сбора от длины кристалла в диапазоне длин от 20 до 60 мм. С учетом технологии изготовления кристаллов это позволило увеличить их длину с 30 до 50 мм, что повысило эффективность регистрации жестких гамма-квантов в 1,42 раза и улучшило энергетическое разрешение в 1,37 раза.
6. Измерен средний сигнал канала детектора, который составляет 49 ± 6 фотоэлектронов/МэВ. Полученный сигнал находится в соответствии с проведенными расчетами и позволяет обеспечить регистрацию потоков жестких гамма-квантов с минимальным энергетическим разрешением. При такой величине сигнала собственные шумы электроники незначительны по сравнению с флуктуациями энерговыделения и энергетическое разрешение определяется статистикой гамма-квантов и их взаимодействием в веществе. Были рассчитаны флуктуации энерговыделения многоэлементного сцинтилляционного экрана, которые составляют $(0,65 \pm 0,02)\sqrt{N}$ гамма-квантов. Таким образом,

тщательная оптимизация всех элементов детектора позволила обойтись без использования дорогостоящих и труднодоступных импортных сцинтилляционных кристаллов на основе лютеция и создать уникальный детектор с использованием отечественных кристаллов ВГО и фотоприемников.

В перспективе результаты работы могут быть использованы для разработки детекторов для неразрушающего контроля за исполнением сварочных и сборочных работ при изготовлении массивных конструкций, таких как мосты, объекты нефте- и газоиндустрии, для систем досмотра автомобильных фур, железнодорожных и морских контейнеров и других крупнотоннажных объектов, для создания современных электромагнитных калориметров для проведения фундаментальных экспериментальных исследований по физике элементарных частиц и атомного ядра.

Дальнейшая перспектива разработки темы состоит в создании на основе тяжелых сцинтилляторов и волоконной оптики детекторов с высоким пространственным разрешением для рентгенографических исследований.

Список литературы

1. Multi-MeV Flash Radiography in Shock Physics Experiments: Specific Assemblages of Monolithic Scintillating Crystals for Use in CCD-Based Imagers / D. Partouche-Sebban, I. Abraham, S. Lauriot, C. Missault. – Текст : электронный // X-Ray Optics and Instrumentation. – 2010. – Vol. 2010. – P. 1–9. – URL: <https://doi.org/10.1155/2010/156984>. – Дата публикации: 17.01.2011.
2. Performance evaluation of several well-known and new scintillators for MeV X-ray imaging / D. Tisseur, N. Estre, L. Tamagno [et al.]. – Текст : электронный // IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference Proceedings (Sydney, NSW, Australia, 10–17 November 2018). – IEEE, 2018. – URL: <https://doi.org/10.1109/NSSMIC.2018.8824663> (дата обращения: 10.03.2022).
3. Design of a linear detector array unit for high energy x-ray helical computed tomography and linear scanner / J. T. Lee, J. H. Park, G. Y. Kim [et al.]. – Текст : электронный // Journal of Radiation Industry. – 2016. – Vol. 10, nr 3. – P. 145–152. – URL: http://inis.iaea.org/search/search.aspx?orig_q=RN:48051471 (дата обращения: 10.03.2022).
4. Ceramic scintillator-coupled linear array PIN photodiode for X-ray scanner / K. H. Kim, D.-W. Kang, G. Cho, D. K. Kim. – Текст : электронный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. – 2007. – Vol. 579, nr 1. – P. 208–212. – URL: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2007.04.145>. – Дата публикации: 21.04.2007.
5. Review of Particle Physics / J. Beringer, J.-F. Arguin, R. M. Barnett [et al.]. – Текст : электронный // Physical Review D. – 2012. – Vol. 86, nr 1. – P. 010001. – URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.86.010001>. – Дата публикации: 20.07.2012.
6. Шендрик, Р. Ю. Введение в физику сцинтилляторов – 1. Учебное пособие. В 2 частях. Часть 1. Введение в физику сцинтилляторов – 1 / Р. Ю Шендрик. – Иркутск : изд-во ИГУ, 2013. – 105 с. – ISBN 978-5-9624-0884-2. – Текст : непосредственный.

7. Evaluation of multi-channel PMTs for readout of scintillator arrays / Y. Shao, S. R. Cherry, S. Siegel [et al.]. – Текст : электронный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. – 1997. – Vol. 390, nr 1–2. – P. 209–218. – URL: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(97\)00379-3](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(97)00379-3). – Дата публикации: 25.06.1999.
8. Collection of scintillation light from small BGO crystals / S. R. Cherry, Y. Shao, M. P. Tornai [et al.]. – Текст : электронный // IEEE Transactions on Nuclear Science. – 1995. – Vol. 42, nr 4. – P. 1058–1063. – URL: <https://doi.org/10.1109/23.467749>. – Дата публикации: 01.08.1995.
9. A dual detector β -ray imaging probe with γ -ray background suppression for use in intra-operative detection of radiolabeled tumors / E. J. Hoffman, M. P. Tornai, C. S. Levin [et al.]. – Текст : электронный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. – 1998. – Vol. 409, nr 1–3. – P. 511–516. – URL: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(97\)01305-3](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(97)01305-3). – Дата публикации: 04.02.1999.
10. Kuraray : Plastic Scintillating Fibers. Wavelength Shifting Fibers : сайт. – URL: <http://kuraraypsf.jp/psf/ws.html> (дата обращения: 23.05.2022). – Яз. англ. – Текст : электронный.
11. Study of the performance of scintillating tiles with WLS fiber readout / B. Bolen, M. Booke, L. Cremaldi [et al.]. – Текст : электронный // Proceedings of 1994 IEEE Nuclear Science Symposium (Norfolk, VA, USA, 30 October – 5 November 1994). – IEEE, 1995. – Vol. 2. – P. 543–547. – URL: <https://doi.org/10.1109/NSSMIC.1994.474545> (дата обращения 10.03.2022).
12. Silicon Photomultipliers as a Readout System for a Scintillator-Lead Shashlik Calorimeter / A. Berra, D. Bolognini, V. Bonvicini [et al.]. – Текст : электронный // IEEE Transactions on Nuclear Science. – 2011. – Vol. 58, nr 3. – P. 1297–1307. – URL: <https://doi.org/10.1109/TNS.2011.2117440>. – Дата публикации: 28.03.2011.
13. Brightness and uniformity measurements of plastic scintillator tiles at the CERN H2 test beam / S. Chatrchyan, A. M. Sirunyan, A. Tumasyan [et al.]. – Текст :

- электронный // *Journal of Instrumentation*. – 2018. – Vol. 13. – P. P01002. – URL: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/13/01/P01002>. – Дата публикации: 05.01.2018.
14. The ZEUS forward plug calorimeter with lead–scintillator plates and WLS fiber readout / A. Bamberger, S. Böttcher, I. Bohnet [et al.]. – Текст : электронный // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*. – 2000. – Vol. 450, nr 2–3. – P. 235–252. – URL: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(00\)00274-6](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(00)00274-6). – Дата публикации: 03.08.2000.
15. Основные характеристики полистирольных сцинтилляторов производства ИФВЭ / Г. И. Бритвич, В. В. Бреховских, В. К. Семенов, С. А. Холоденко. – (Препринт ИФВЭ 2013-23). – Протвино : ИФВЭ, 2013. – 38 с. – Текст : электронный. – URL: <http://web.ihep.su/library/pubs/prep2013/ps/2013-23.pdf> (дата обращения: 10.03.2022).
16. Акимов, Ю. К. Детекторы ядерных излучений на основе пластических сцинтилляторов / Ю. К. Акимов. – Текст : электронный // *Физика элементарных частиц и атомного ядра*. – 1994. – Т. 25, вып. 2. – С. 496–549. – URL: http://www1.jinr.ru/Archive/Pepan/1994-v25/v-25-2/pdf_obzory/v25p2_5.pdf. (дата обращения: 10.03.2022).
17. Hard Gamma Quantum Flow Detector with Minimized Image Noise and Improved Registration Efficiency / S. S. Afanasenko, R. R. Akhmetshin, D. N. Grigoriev [et al.]. – Текст : электронный // *Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing*. – 2021. – Vol. 57, nr 2. – P. 185–194. – URL: <https://link.springer.com/article/10.3103/S8756699021020023>. – Дата публикации: 20.08.2021.
18. Measuring the Radiation Energy Density of a Pulsed X-Ray Source / R. R. Akhmetshin, E. A. Babichev, D. N. Grigoriev [et al.]. – Текст : электронный // *Instruments and Experimental Techniques*. – 2019. – Vol. 62, nr 2. – P. 232–235. – URL: <https://link.springer.com/article/10.1134/S0020441219020015>. – Дата публикации: 06.05.2019.
19. Automated Multifunction Stand for Mass Measurement of Pin Photodiodes' Characteristics / S. S. Afanasenko, E. R. Gnatovsky, D. N. Grigoriev [et al.]. – Текст :

- электронный // *Instruments and Experimental Techniques*. – 2023. – Vol. 66, nr 1. – P. 56–59. – URL: <https://link.springer.com/article/10.1134/S0020441223010013>. – Дата публикации: 26.04.2023.
20. Патент № 190405 Российская Федерация, МПК G01T 1/20 (2006.01), G01T 1/202 (2006.01). Система регистрации теневых рентгеновских изображений : № 2018139916 : заявл. 12.11.2018 : опубл. 01.07.2019 / Ли Е. С., Ставриецкий Г. В., Сысков Д. В., Тимофеев А. В. ; заявитель ФГУП «РФЯЦ – ВНИИТФ им. академ. Е.И. Забабахина». – 8 с. : ил. – Текст : непосредственный.
21. ГОСТ 20426-82. Контроль неразрушающий. Методы дефектоскопии радиационные. Общие применения = Non-destructive testing. Methods of defectoscopy, radiation. Field of application : государственный стандарт Союза ССР : издание официальное : утвержден и введен в действие Постановлением Государственного комитета СССР по стандартам от 5 февраля 1982 г. № 484 : введен впервые : дата введения 1983-07-01. – Москва : Московский печатник, 1982. – 24 с. – Текст : непосредственный.
22. Lin, Y. Applications of low energy linacs in China / Y. Lin. – Текст : электронный // *Proceedings of LINAC2002 (Gyeongju, Korea, 19–23 August 2002)*. – JACoW, 2003. – P. 279–283. – URL: <https://accelconf.web.cern.ch/102/PAPERS/TU203.PDF> (дата обращения: 10.03.2022).
23. Betatron radiography and tomography of steel castings with large thickness / D. Kayralapov, Y. Zhong, A. Batranin, S. Chakhlov. – Текст : электронный // *MATEC Web of Conferences*. – 2018. – Vol. 158. – P. 01016. – URL: <https://doi.org/10.1051/matecconf/201815801016>. – Дата публикации: 19.03.2018.
24. Томский Политех : Российско-китайская научная лаборатория радиационного контроля и досмотра : [сайт]. – URL: <https://portal.tpu.ru/departments/laboratory/rknl/products> (дата обращения: 10.03.2022). – Яз. рус. – Текст : электронный.
25. Li, L. First Dual MeV Energy X-ray CT for Container Inspection: Design, Algorithm, and Preliminary Experimental Results / L. Li, T. Zhao, Z. Chen. – Текст :

- электронный // IEEE Access. – 2018. – Vol. 6. – P. 45534–45542. – URL: <https://doi.org/10.1109/ACCESS.2018.2864800>. – Дата публикации: 10.08.2018.
26. Chen, G. Understanding X-ray cargo imaging / G. Chen. – Текст : электронный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B. – 2005. – Vol. 241, nr 1–4. – P. 810–815. – URL: <https://doi.org/10.1016/j.nimb.2005.07.136>. – Дата публикации: 19.08.2005.
27. Linac based photofission inspection system employing novel detection concepts / J. Stevenson, T. Gozani, M. Elsalim [et al.]. – Текст : электронный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. – 2011. – Vol. 652, nr 1. – P. 124–128. – URL: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2010.08.047>. – Дата публикации: 30.08.2010.
28. Lecoq, P. Inorganic scintillators for detector systems: physical principles and crystal engineering / P. Lecoq, A. Gektin, M. Korzhik. – Springer Cham, 2017. – 408 p. – ISBN 978-3-319-45522-8. – Текст : электронный. – URL: <https://doi.org/10.1007/978-3-319-45522-8>. – Дата публикации: 25.11.2016.
29. Roncali, E. Modelling the transport of optical photons in scintillation detectors for diagnostic and radiotherapy imaging / E. Roncali, M. A. Mosleh-Shirazi, A. Badano. – Текст : электронный // Physics in Medicine and Biology. – 2017. – Vol. 62, nr 20. – P. R207–R235. – URL: <https://doi.org/10.1088/1361-6560/aa8b31>. – Дата публикации: 04.10.2017.
30. The L3 BGO electromagnetic calorimeter / The L3 Collaboration, R. Sumner. – Текст : электронный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. – 1988. – Vol. 265, nr 1–2. – P. 252–257. – URL: [https://doi.org/10.1016/0168-9002\(88\)91078-9](https://doi.org/10.1016/0168-9002(88)91078-9). – Дата публикации: 28.10.2002.
31. Prokop, M. Digital image processing / M. Prokop, C. M. Schaefer-Prokop. – Текст : электронный // European Radiology. – 1997. – Vol. 7, nr 3. – P. S73–S82. – URL: <https://doi.org/10.1007/PL00006868> (дата обращения: 10.03.2022).
32. ГОСТ ISO 17636-1-2017. Неразрушающий контроль сварных соединений. Радиографический контроль. Часть 1. Способы рентгено- и гаммаграфического контроля с применением пленки = ISO 17636-1:2013, Non-destructive testing of

- welds – Radiographic testing – Part 1: X- and gamma-ray techniques with film , IDT : межгосударственный стандарт : издание официальное : введен в действие Приказом Федерального агентства по техническому регулированию и метрологии от 1 марта 2018 г. № 110-ст : введен впервые : дата введения 2018-11-01 / подготовлен Техническим комитетом по стандартизации ТК 357 "Стальные и чугунные трубы и баллоны" [и др.]. – Москва : Стандартинформ, 2018. – 31 с. – Текст : непосредственный.
- 33.ГОСТ ISO 17636-2-2017. Неразрушающий контроль сварных соединений. Радиографический контроль. Часть 2.Способы рентгено- и гаммаграфического контроля с применением цифровых детекторов = ISO 17636-2:2013, Non-destructive testing of welds – Radiographic testing – Part 1: X- and gamma-ray techniques with digital detectors, IDT : межгосударственный стандарт : издание официальное : введен в действие Приказом Федерального агентства по техническому регулированию и метрологии от 1 марта 2018 г. № 111ст : введен впервые : дата введения 2018-11-01 / подготовлен Техническим комитетом по стандартизации ТК 357 "Стальные и чугунные трубы и баллоны" [и др.]. – Москва : Стандартинформ, 2018. – 49 с. – Текст : непосредственный.
- 34.Usage of two types of high-pressure xenon chambers for medical radiography / E. A. Babichev, S. E. Baru, V. R. Groshev [et al.]. – Текст : электронный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. – 2001. – Vol. 461, nr 1–3. – P. 430–434. – URL: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(00\)01267-5](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(00)01267-5). – Дата публикации: 09.05.2001.
- 35.Шехтман, Л. И. Быстродействующие координатные газовые детекторы высокого разрешения : специальность 01.04.01 «Приборы и методы экспериментальной физики» : диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук / Шехтман Лев Исаевич ; ИЯФ СО РАН. – Новосибирск, 2012. – 207 с. – Текст : непосредственный.
- 36.Upgrade of the Detector for Imaging of Explosions / L. I. Shekhtman, V. M. Aulchenko, V. N. Kudryavtsev [et al.]. – Текст : электронный // Physics

- Procedia. – 2016. – Vol. 84. – P. 189–196. – URL: <https://doi.org/10.1016/j.phpro.2016.11.033>. – Дата публикации: 12.12.2016.
37. Плоскопанельный детектор для рентген-аппаратов: устройство и критерии выбора : сайт. – URL: <https://fujitora.com/blog/poleznaya-informatsiya/ploskopanelnyy-detektor-dlya-rentgen-apparatov-ustroystvo-i-kriterii-vybora/> (дата обращения: 10.06.2022). – Яз. рус. – Текст : электронный.
38. X-ray flat panel sensors : сайт. – URL: <https://www.hamamatsu.com/eu/en/product/optical-sensors/image-sensor/x-ray-flat-panel-sensor/x-ray-flat-panel-sensors-for-radiology.html> (дата обращения: 10.03.2022). – Яз. англ. – Текст : электронный.
39. Акимов, Ю. К. Полупроводниковые детекторы ядерных излучений / Ю. К. Акимов. – Дубна : ОИЯИ, 2009. – 277 с. – ISBN 978-5-9530-0213-4. – Текст : непосредственный.
40. Выбор полупроводникового материала для детекторов гамма-излучения / А. С. Абызов, В. М. Ажажа, Л. Н. Давыдов [и др.]. – Текст : электронный // Технология и конструирование в электронной аппаратуре. – 2004. – № 3. – С. 3–6. – URL: <https://www.researchgate.net/publication/282077421> (дата обращения: 10.03.2022).
41. Акимов, Ю. К. Фотонные методы регистрации излучения / Ю. К. Акимов. – Дубна : ОИЯИ, 2006. – 281 с. – ISBN 5-9530-0104-5. – Текст : непосредственный.
42. ЛЛС : Сцинтиляционные кристаллы : сайт. – URL: <https://lenlasers.ru/catalog/scintillyatsionnye-kristally/> (дата обращения: 10.03.2022). – Яз. рус. – Текст : электронный.
43. A LYSO Calorimeter for the SuperB Factory / C. Cecchi, V. Bocci, S. Germani [et al.]. – Текст : электронный // Journal of Physics: Conference Series. – 2011. – Vol. 293. – P. 012066. – URL: <https://doi.org/10.1088/1742-6596/293/1/012066> (дата обращения: 10.03.2022).
44. Григорьев, Д. Н. Торцевой калориметр детектора КМД-2 на основе кристаллов ортогерманата висмута : специальность 01.04.16 «Физика атомного ядра и элементарных частиц» : диссертация на соискание ученой степени кандидата

- физико-математических наук / Григорьев Дмитрий Николаевич ; ИЯФ СО РАН. – Новосибирск, 1999. – 158 с. – Текст : непосредственный.
45. Ахметшин, Р. Р. Торцевой электромагнитный калориметр на основе кристаллов BGO для детектора КМД-3 : специальность 01.04.01 «Приборы и методы экспериментальной физики» : диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук / Ахметшин Равель Равилович ; ИЯФ СО РАН. – Новосибирск, 2017. – 129 с. – Текст : непосредственный.
46. Kocak, F. Simulation of LYSO Crystal for the TAC-PF Electromagnetic Calorimeter / F. Kocak, I. Taran. – Текст : электронный // Acta Physica Polonica A. – 2017. – Vol. 131, nr 3. – P. 527–529. – URL: <https://doi.org/10.12693/APhysPolA.131.527> (дата обращения: 10.03.2022).
47. On timing properties of LYSO-based calorimeters / D. Anderson, A. Apresyan, A. Bornheim [et al.]. – Текст : электронный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. – 2015. – Vol. 794. – P. 7–14. – URL: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2015.04.013>. – Дата публикации: 23.05.2015.
48. Performance of the DAMPE BGO calorimeter on the ion beam test / Y. Wei, Y. Zhang, Z. Zhang [et al.]. – Текст : электронный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. – 2019. – Vol. 922. – P. 177–184. – URL: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2018.12.036>. – Дата публикации: 11.01.2019.
49. The BGO Calorimeter of BGO-OD Experiment / B. Bantes, D. Bayadilov, R. Beck [et al.]. – Текст : электронный // Journal of Physics: Conference Series. – 2015. – Vol. 587. – P. 012042. – URL: <https://doi.org/10.1088/1742-6596/587/1/012042> (дата обращения: 10.03.2022).
50. Aogaki, S. Performance of a 511 keV Gamma-Ray Imager Using a LYSO (Ce) Crystal Array With Wavelength Shifter / S. Aogaki, F. Takeuchi. – Текст : электронный // IEEE Transactions on Nuclear Science. – 2010. – Vol. 57, nr 3. – P. 1502–1511. – URL: <https://doi.org/10.1109/TNS.2010.2043853>. – Дата публикации: 14.06.2010.
51. Properties of LYSO and recent LSO scintillators for phoswich PET detectors / C. M. Pepin, P. Berard, A.-L. Perrot [et al.]. – Текст : электронный // IEEE

- Transactions on Nuclear Science. – 2004. – Vol. 51, nr 3. – P. 789–795. – URL: <https://doi.org/10.1109/TNS.2004.829781> (дата обращения: 10.03.2022).
52. Performance Characteristics of BGO Detectors for a Low Cost Preclinical PET Scanner / H. Zhang, N. T. Vu, Q. Bao [et al.]. – Текст : электронный // IEEE Transactions on Nuclear Science. – 2010. – Vol. 57, nr 3. – P. 1038–1044. – URL: <https://doi.org/10.1109/TNS.2010.2046753>. – Дата публикации: 14.06.2010.
53. Performance of a BGO PET/CT with higher resolution PET detectors / T. G. Turkington, J. J. Williams, J. W. Wilson [et al.]. – Текст : электронный // 2005 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record (Fajardo, PR, USA, 23–29 October 2005). – IEEE, 2005. – P. 1891–1894. – URL: <https://doi.org/10.1109/NSSMIC.2005.1596701>. – Дата публикации: 27.02.2006.
54. ИИХ СО РАН : Лаборатория роста кристаллов : [сайт]. – URL: <http://www.niic.nsc.ru/institute/structure/2327-451-crystal-growth> (дата обращения: 10.06.2022). – Яз. рус. – Текст : электронный.
55. GEANT4 — a simulation toolkit / S. Agostinelli, J. Allison, K. Amako [et al.]. – Текст : электронный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. – 2003. – Vol. 506, nr 3. – P. 250–303. – URL: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(03\)01368-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8). – Дата публикации: 11.06.2003.
56. Janecek, M. Simulating Scintillator Light Collection Using Measured Optical Reflectance / M. Janecek, W. W. Moses. – Текст : электронный // IEEE Transactions on Nuclear Science. – 2010. – Vol. 57, nr 3. – P. 964–970. – URL: <https://doi.org/10.1109/TNS.2010.2042731>. – Дата публикации: 14.06.2010.
57. Свистова, Т. В. Приборы твердотельной электроники : учебное пособие / Т. В. Свистова. – Воронеж : изд-во ВГТУ, 2012. – 294 с. – URL: <https://cchgeu.ru/upload/iblock/dc8/pribory-te.pdf> (дата обращения: 10.03.2022). – Текст : электронный.
58. Шендрик, Р. Ю. Введение в физику сцинтилляторов – 2. Учебное пособие. В 2 частях. Часть 2. Введение в физику сцинтилляторов – 2 / Р. Ю. Шендрик, Е. А. Раджабов. – Иркутск : изд-во ИГУ, 2014. – 95 с. – ISBN 978-5-9624-1104-0. – Текст : непосредственный.

59. Азимут Фотоникс : Кремниевые фотоумножители : сайт. – URL: <https://azimp.ru/articles/tech/100> (дата обращения: 10.03.2022). – Яз. рус. – Текст : электронный.
60. Shielded radiography with a laser-driven MeV-energy X-ray source / S. Chen, G. Golovin, C. Miller [et al.]. – Текст : электронный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B. – 2016. – Vol. 366. – P. 217–223. – URL: <https://doi.org/10.1016/j.nimb.2015.11.007>. – Дата публикации: 19.11.2015.
61. Yaffe, M. J. X-ray detectors for digital radiography / M. J. Yaffe, J. A. Rowlands. – Текст : электронный // Physics in Medicine and Biology. – 1997. – Vol. 42, nr 1. – P. 1–39. – URL: <https://doi.org/10.1088/0031-9155/42/1/001> (дата обращения: 10.03.2022).
62. О двух технологиях построения цифровых приемников рентгеновских изображений : сайт. – URL: https://trauma.ru/content/articles/-detail.php?ELEMENT_ID=18672 (дата обращения: 10.03.2022). – Яз. рус. – Текст : электронный.
63. Study of scintillator strip with wavelength shifting fiber and silicon photomultiplier / V. Balagura, M. Danilov, B. Dolgoshein [et al.]. – Текст : электронный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. – 2006. – Vol. 564, nr 1. – P. 590–596. – URL: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2006.04.030>. – Дата публикации: 02.05.2006.
64. Parameters of a fine-grained scintillator detector prototype with 3D WLS fiber readout for a T2K ND280 neutrino active target / O. Mineev, A. Blondel, S. Fedotov [et al.]. – Текст : электронный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. – 2019. – Vol. 936. – P. 136–138. – URL: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2018.09.048>. – Дата публикации: 17.06.2019.
65. ЛЛС : BGO - Сцинтилляционный кристалл германата висмута : сайт. – URL: <https://lenlasers.ru/product/bgo-stsintillyatsionnyj-kristall-germanata-vismuta/> (дата обращения: 10.03.2022). – Яз. рус. – Текст : электронный.
66. LUXIUM solutions : BC-400, BC-404, BC-408, BC-412, BC-416 : сайт. – URL: <https://luxiumsolutions.com/radiation-detection-scintillators/plastic-scintillators/>

- bc400-bc404-bc408-bc412-bc416 (дата обращения: 10.03.2022). – Яз. англ. – Текст : электронный.
67. Comparative Measurements of WLS Fibers / M. David, A. Gomes, A. Maio [et al.]. – (Report ATL-TILECAL-94-034, ATL-L-PN-34 / CERN LHC, ATLAS). – 1994. – 34 p. – Текст : электронный. – URL: <http://cdsweb.cern.ch/record/683488/files/tilecal-94-034.pdf> (дата обращения: 10.03.2022).
68. Устройство для измерения оптических характеристик спектросмещающих волокон / В. Г. Кручонок, З. В. Крумштейн, Н. Н. Хованский [и др.]. – (Препринт P13-2012-11). – Дубна : ОИЯИ, 2012. – 11 с. – Текст : электронный. – URL: [http://www1.jinr.ru/Preprints/2012/011\(P13-2012-11\).pdf](http://www1.jinr.ru/Preprints/2012/011(P13-2012-11).pdf) (дата обращения: 10.03.2022).
69. Karany, N. S. Fiber Optics; Principles and Applications / N. S. Karany. – New York : Academic Press, 1967. – 429 с. – Текст : непосредственный.
70. Лазер-компакт : ТЕСН-263 Basic (263, 527 & 1053 нм) на 3-х длинах волн : сайт. – URL: http://www.laser-compact.ru/prod/263_3.html (дата обращения: 10.03.2022). – Яз. рус. – Текст : электронный.
71. Канал регистрации координатного рентгеновского детектора для исследования динамики плотности объектов при импульсной нагрузке / В. М. Аульченко, Д. Н. Григорьев, В. В. Жуланов [и др.]. – Текст : электронный // Автометрия. – 2016. – Т. 52, № 1. – С. 122–128. – URL: <https://doi.org/10.15372/AUT20160115> (дата обращения: 10.03.2022).
72. Edmund Optics : UV-NIR, 25mm Diameter ND Filter Kit : сайт. – URL: <https://www.edmundoptics.com/p/uv-nir-25mm-diameter-nd-filter-kit/30627/> (дата обращения: 10.03.2022). – Яз. англ. – Текст : электронный.
73. HAMAMATSU : Si APD S8664-55 : сайт. – URL: <https://www.hamamatsu.com/eu/en/product/optical-sensors/apd/si-apd/S8664-55.html> (дата обращения: 10.03.2022). – Яз. англ. – Текст : электронный.
74. DRS4 Evaluation Board : сайт. – URL: <https://www.psi.ch/en/drs/evaluation-board> (дата обращения: 10.03.2022). – Яз. англ. – Текст : электронный.

75. Study of characteristics of the BELLE CsI calorimeter prototype with a BINP tagged photon beam / H. S. Ahn, V. M. Aulchenko, A. E. Bondar [et al.]. – Текст : электронный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. – 1998. – Vol. 410, nr 2. – P. 179–194. – URL: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(98\)00233-2](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(98)00233-2). – Дата публикации: 21.09.1998.
76. ICX084AL Sensor Datasheet PDF : сайт. – URL: <https://datasheetspdf.com/datasheet/ICX084AL.html> (дата обращения: 10.03.2022). – Яз. англ. – Текст : электронный.
77. New-generation large-area muon scintillation counters with wavelength shifter fiber readout for CDF II / A. Artikov, J. Budagov, I. Chirikov-Zorin [et al.]. – Текст : электронный // Physics of Particles and Nuclei Letters. – 2006. – Vol. 3. – P. 188–200. – URL: <http://dx.doi.org/10.1134/S1547477106030071> (дата обращения: 10.03.2022).
78. Janecek, M. Reflectivity Spectra for Commonly Used Reflectors / M. Janecek. – Текст : электронный // IEEE Transactions on Nuclear Science. – 2012. – Vol. 59, nr 3. – P. 490–497. – URL: <https://doi.org/10.1109/TNS.2012.2183385>. – Дата публикации: 12.03.2012.
79. HAMAMATSU : MPPC S13360-3050CS : сайт. – URL: https://www.hamamatsu.com/us/en/product/optical-sensors/mppc/mppc_mppc-array/S13360-3050CS.html (дата обращения: 10.03.2022). – Яз. англ. – Текст : электронный.
80. CAEN : DT5720 : сайт. – URL: <https://www.caen.it/products/dt5720/> (дата обращения: 10.03.2022). – Яз. англ. – Текст : электронный.
81. Мачихильян, И. Реконструкция и начальная калибровка отклика кремниевых фотоумножителей в эксперименте DANSS / И. Мачихильян. – Текст : электронный // Физика элементарных частиц и атомного ядра. – 2018. – Т. 49, вып. 1. – С. 118–123. – URL: http://www1.jinr.ru/PePan/v-49-1/22_vachikil.pdf (дата обращения: 10.03.2022).
82. Efficiency Calculations for Selected Scintillators : сайт. – URL: <https://www.crystals.saint-gobain.com/sites/imdf.crystals.com/files/documents/>

- efficiency-calculations.pdf (дата обращения: 10.06.2022). – Яз. англ. – Текст : электронный.
- 83.NIST : XCOM: Photon Cross Sections Database : [сайт]. – URL: <https://www.nist.gov/pml/xcom-photon-cross-sections-database> (дата обращения: 10.03.2022). – Яз. англ. – Текст : электронный.
- 84.Investigation of optical transmittance and light response uniformity of 600-mm-long BGO crystals / Z. Ji, H. Ni, L. Yuan [et al.]. – Текст : электронный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. – 2014. – Vol. 753. – P. 143–148. – URL: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2014.03.056>. – Дата публикации: 05.04.2014.
- 85.The light collection non-uniformity of strongly tapered PWO crystals and its impact on the energy resolution of the PANDA electromagnetic calorimeter in the energy region below 1 GeV / S. Diehl, K.-T. Brinkmann, P. Drexler [et al.]. – Текст : электронный // Proceedings of 2016 IEEE Nuclear Science Symposium, Medical Imaging Conference and Room-Temperature Semiconductor Detector Workshop (Strasbourg, France, 29 October – 6 November 2016). – IEEE, 2016. – URL: <https://doi.org/10.1109/NSSMIC.2016.8069738>. – Дата публикации: 19.10.2017.
- 86.Investigation of crystal geometries for fiber coupled gamma imaging intra-operative probes / M. P. Tornai, C. S. Levin, L. R. MacDonald, E. J. Hoffman. – Текст : электронный // IEEE transactions on nuclear science. – 1997. – Vol. 44, nr 3. – P. 1254–1261. – URL: <https://doi.org/10.1109/23.596997> (дата обращения: 10.03.2022).
- 87.Industrial Fiber Optics : SB-1000 : сайт. – URL: <https://www.i-fiberoptics.com/fiber-detail.php?id=3675&sum=168> (дата обращения: 10.03.2022). – Яз. англ. – Текст : электронный.
- 88.Fosco : OPTICAL FIBER ATTENUATION : сайт. – URL: <https://www.fiberoptics4sale.com/blogs/archive-posts/95052294-optical-fiber-attenuation> (дата обращения: 10.03.2022). – Яз. англ. – Текст : электронный.

89. Компоненты оптоволоконных систем в промышленности : Пластиковое оптическое волокно (POF) : сайт. – URL: <http://infiber.ru/biblioteka/stati/pof.html> (дата обращения: 10.03.2022). – Яз. рус. – Текст : электронный.
90. Chipdip : BL-L48BC: Светодиод синий 80° d=4.8мм 1200мКд 470нМ (Ultra Blue) : сайт. – URL: <https://www.chipdip.ru/product/bl-l48bc> (дата обращения: 10.03.2022). – Яз. рус. – Текст : электронный.
91. Scintillation counter with WLS fiber readout / D. A. Bukin, V. P. Druzhinin, V. B. Golubev, S. I. Serebnyakov. – Текст : электронный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. – 1997. – Vol. 384, nr 2–3. – P. 360–363. – URL: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(96\)00758-9](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(96)00758-9). – Дата публикации: 19.05.1998.
92. Афанасенко, С. С. Разработка методов проверки элементов детектирующей станции : направление 03.03.02 «Физика» : выпускная квалификационная работа бакалавра / Афанасенко Сергей Сергеевич ; Новосибирский государственный технический университет. – Новосибирск, 2018. – 46 с. – Текст : непосредственный.
93. Путилин, Э. С. Оптические покрытия / Э. С. Путилин. – Санкт-Петербург : СПбГУ ИТМО, 2010. – 227 с. – URL: <https://books.ifmo.ru/file/pdf/650.pdf> (дата обращения: 10.03.2022). – Текст : электронный.
94. HAMAMATSU : Si PIN photodiode S3590-08 : сайт. – URL: <https://www.hamamatsu.com/us/en/product/optical-sensors/photodiodes/si-photodiodes/S3590-08.html> (дата обращения: 10.03.2022). – Яз. англ. – Текст : электронный.
95. Научно-технический центр Эксперт : Рентгеновские аппараты : сайт. – URL: <https://www.ntsexpert.ru/rk/m101> (дата обращения: 10.03.2022). – Яз. рус. – Текст : электронный.
96. Ромахин, А. С. Разработка стенда для проверки детектирующих модулей на основе импульсной рентгеновской трубки : направление 03.03.02 «Физика» : выпускная квалификационная работа бакалавра / Ромахин Александр Сергеевич

; Новосибирский государственный технический университет. – Новосибирск, 2018. – 46 с. – Текст : непосредственный.