

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В.ЛОМОНОСОВА»

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

КАФЕДРА ОБЩЕЙ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

БАКАЛАВРСКАЯ РАБОТА

**«СИСТЕМА ОПТИЧЕСКОЙ КАЛИБРОВКИ НЕЙТРИННОГО
СПЕКТРОМЕТРА iDREAM»**

Выполнил студент 413 группы
Замогильный Кирилл Романович
_____ Замогильный К.Р.

Научный руководитель, к. ф.-м. н.,
Чепурнов Александр Сергеевич
_____ Чепурнов А.С.

Допущен к защите _____
Зав. кафедрой _____ проф. Ишханов Б.С.

МОСКВА
2020

Содержание

Введение	2
1 Промышленный детектор iDREAM	2
1.1 Конструкция детектора	2
1.2 Методика регистрации частиц	3
2 Система калибровки на основе генератора УФ импульсов	4
2.1 Цели и задачи	4
2.2 Сцинтилляционные процессы	5
2.3 Основы реализации методики	8
2.4 Структурная схема светодиодной системы энергетической калибровки	10
3 Измерения стабильности калибровочной системы	11
4 Изотропность	15
4.1 Моделирование методом Монте-Карло	15
4.2 Результаты моделирования	18
4.2.1 Моделирование с колбой	21
4.2.2 Моделирование с диффузором	26
4.3 Дополнение. Измерение потерь в колбе	28
Заключение	30

Введение

Промышленный детектор iDREAM [1] предназначен для мониторинга режимов работы (тепловой мощности и режима остановки) атомных реакторов нейтринным методом [2], а также для проведения независимой оценки накопления плутония в топливе. Измерения на детекторе планируют проводиться непрерывно в течение всей кампании реактора, которая длится около трех лет. В связи с этим необходимо быть уверенным, что все компоненты детектора находятся в рабочем состоянии, а физические характеристики стабильны. Для контроля функционирования детектора была разработана калибровочная система на основе генератора ультрафиолетовых импульсов.

1 Промышленный детектор iDREAM

1.1 Конструкция детектора

Промышленный нейтринный детектор iDREAM представляет собой сцинтилляционный спектрометр на основе жидкого органического сцинтиллятора. Конструкция детектора (рис. 1) выполнена в виде двух концентрических баков из нержавеющей стали, накрытых общей герметичной крышкой. Внутренний бак разделен выпуклой прозрачной мембраной из оргстекла и просматривается 16 ФЭУ.

Пространство внутреннего бака под мембраной объемом 1 м^3 заполняется гадолинизированным жидким органическим сцинтиллятором (ЖОС) и является мишенью детектора. Доступ к мишени обеспечивается через вертикальную трубку из оргстекла, вклеенную в центр мембраны, верхний конец которой выходит за пределы бака. Пространство внутреннего бака над мембраной заполняется линейным алкилбензолом (ЛАБ), оно служит для увеличения светосбора и защищает мишень от гамма-фона материала ФЭУ. Наружный бак из соображений удобства транспортировки и перемещений внутри зданий, также разделен по вертикали на две части. Кольцевой объем заполняется ЖОС и служит активной защитой мишени детектора, а также повышает общую эффективность за счет регистрации гамма-квантов, вышедших за пределы мишени. Кольцевой объем просматривают 12 ФЭУ. Для повышения светосбора внутренние стенки буферного и основного чувствительного объемов покрыты светоотражающим материалом «Lumirror E6SRc» с коэффициентом отражения до 90% для спектра сцинтилляции используемого ЖОС. Таким образом, в детекторе используется два типа жидкого сцинтиллятора (с гадолинием и без него) и буферная жидкость, сделанные на основе линейного алкилбензола. ЖОС разработан на основе российского ЛАБ (ТУ 2414-028-05766480-2006) с введенными в него флером

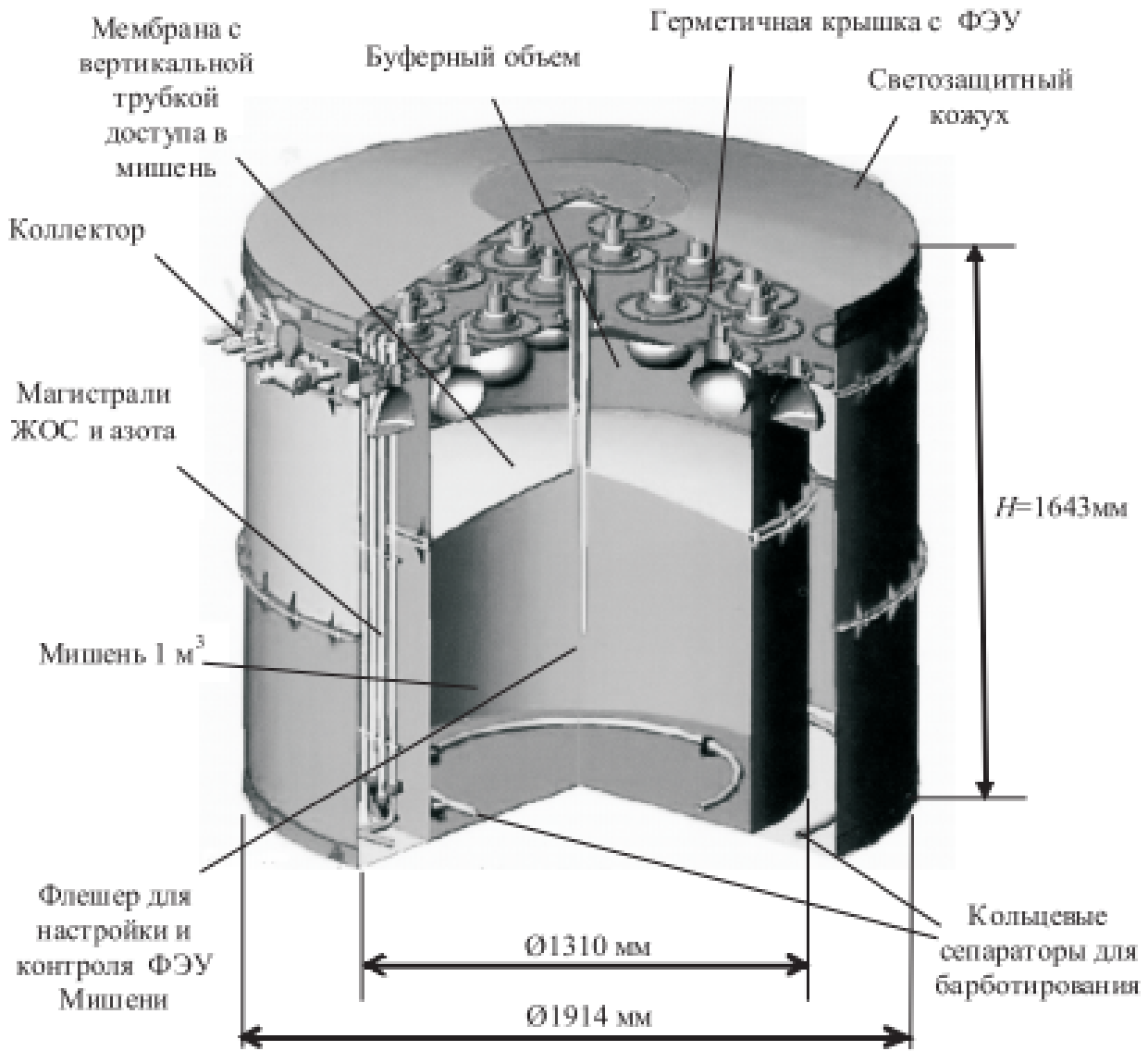


Рис. 1: Конструкция детектора iDREAM

РРО(3 г/л) и шифтером РОРОР (0.03 г/л) [3, 4]. Общий объем жидкости около 3500 л.

1.2 Методика регистрации частиц

Детектирование реакторных антинейтрино осуществляется через реакцию обратного бета-распада.



Важным свойством реакции (1) является наличие у неё порога $E_{\bar{\nu}_e}^{min} = m_n - m_p + m_e = 939.565 - 938.272 + 0.511 = 1.804 \text{ МэВ}$.

Более точный расчет дает значение пороговой энергии антинейтрино в лабораторной системе отсчета 1.806 МэВ [5, 6]. Тогда энергия антинейтрино в

нулевом приближении будет связана с полной энергией позитрона следующим соотношением:

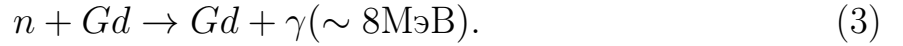
$$E_e = E_{\bar{\nu}} - \Delta, \quad (2)$$

где $\Delta = m_n - m_p$.

Другой особенностью данной реакции, протекающей в сцинтилляторе, является последовательность двух подряд идущих событий. Первое – аннигиляция позитрона с атомными электронами среды, второе – радиационный захват термализированного нейтрона.

Рождаясь, позитрон практически сразу (через несколько наносекунд) аннигилирует с электронами среды с образованием двух γ -квантов с суммарной энергией $E_\gamma = E_e + 1.022$ МэВ. По данному спектру вычисляется спектр антинейтрино, как следует из формулы (2), связывающей энергию антинейтрино с энергией позитрона.

Рождающийся после замедления нейтрон диффундирует в среде и захватывается ядрами с последующим испусканием γ -кванта. Для повышения эффективности захвата нейтрона ЖОС допирован гадолинием с большим сечением захвата нейтронов ($\sim 250\,000$ барн для ^{157}Gd):



Таким образом, регистрация реакции обратного β -распада осуществляется по последовательности двух событий: от позитрона (ионизация среды с последующей аннигиляцией) и нейтрона (захват в мишени с излучением гамма-квантов). Техника запаздывающих совпадений позволяет сильно подавить фон [7].

2 Система калибровки на основе генератора УФ импульсов

2.1 Цели и задачи

Калибровка необходима для проверки функции отклика детектора на воздействие источников с известными характеристиками, в частности для проверки отклика на обратный β -распад: запаздывающие события от аннигиляции позитрона и радиационного захвата нейтрона. Для этого в качестве источников могут быть использованы радиоактивные изотопы, к примеру ^{252}Cf , Am-Be в качестве источников нейтронов и ^{22}Na , ^{68}Ge как источники позитронов. Помимо радиоактивных изотопов могут быть использованы ультрафиолетовые светодиоды.

Применительно к детектору iDREAM, как говорилось во введении, стоит также задача контроля стабильности детектора на АЭС. Это можно осуще-

ствить, применяя традиционный способ калибровки с использованием радиоактивных источников, но для iDREAM во время эксплуатации на АЭС, режимном объекте, данный способ не подходит, так как доступ на АЭС с радиоактивными источниками существенно ограничен. Во-вторых, детектор герметичен и для избежания контакта сцинтиллятора с кислородом держится под азотной атмосферой, то есть смена или извлечение радиоактивного источника может потребовать снятия на время азотной атмосферы, что представляет повышенную опасность для сцинтиллятора и может повлечь за собой, к примеру, падение световыхода или ухудшение прозрачности.

В качестве альтернативного варианта в НИИЯФ МГУ была разработана система калибровки [8, 9, 10] на базе генератора ультрафиолетовых импульсов, позволяющая имитировать реальные физические события с помощью ультрафиолетового светодиода, излучающего на длине волны возбуждения сцинтиллятора. Можно показать, что спектр излучения сцинтиллятора не зависит от способа его возбуждения, а значит обе методики калибровки взаимозаменяемы.

2.2 Сцинтилляционные процессы

Природа люминесценции в органических сцинтилляторах связана с возбуждением молекул, приводящим к электронным переходам и на конечном их этапе - к испусканию световых фотонов. Важно, что этот процесс определяется только свойством молекул и в своей основе одинаков для монокристаллов и пластмассовых, жидких материалов, которые являются растворами органических люминесцирующих веществ (активаторы, спектросместители) в углеродных полимерных или жидких растворителях. На внешней оболочке атома углерода находятся четыре электрона, два или три из которых строго локализованы в молекулярной структуре. Остальные валентные электроны не связаны с отдельными атомами и занимают, так называемые, π -состояния, переходы между которыми приводят к возникновению люминесценции [11]. Внутримолекулярная связь в веществе кристалла обеспечивается силами Ван-дер-Ваальса, которые достаточно слабые, и кристалл можно аппроксимировать как систему ориентированных, но независимых молекул. Валентные электроны занимают в молекуле определенные энергетические уровни, и спины этих электронов могут быть только антипараллельными или параллельными. В первом случае сумма спинов двух электронов равна нулю, а во втором - спины складываются, и проекция их суммарного вектора на выделенное направление составляет 0 или ± 1 от этого вектора. Соответственно первое состояние называют синглетным (S), а второе - триплетным (T). Схематическая диаграмма уровней для электронов, находящихся в этих состояниях, показана на рис.2. Синглетные уровни обозначены как S_{ij} , где индексом i обозначен номер главного состояния, а j -

номера подуровней, обусловленных колебаниями атомов в молекуле. Невозбужденное состояние - S_{0j} , первое возбужденное состояние - S_{1j} , второе - S_{2j} и т. д. Типичный шаг между вибрационными подуровнями составляет ~ 0.16 эВ. Уровни S_{1j} лежат выше S_{0j} на несколько эВ. При прохождении

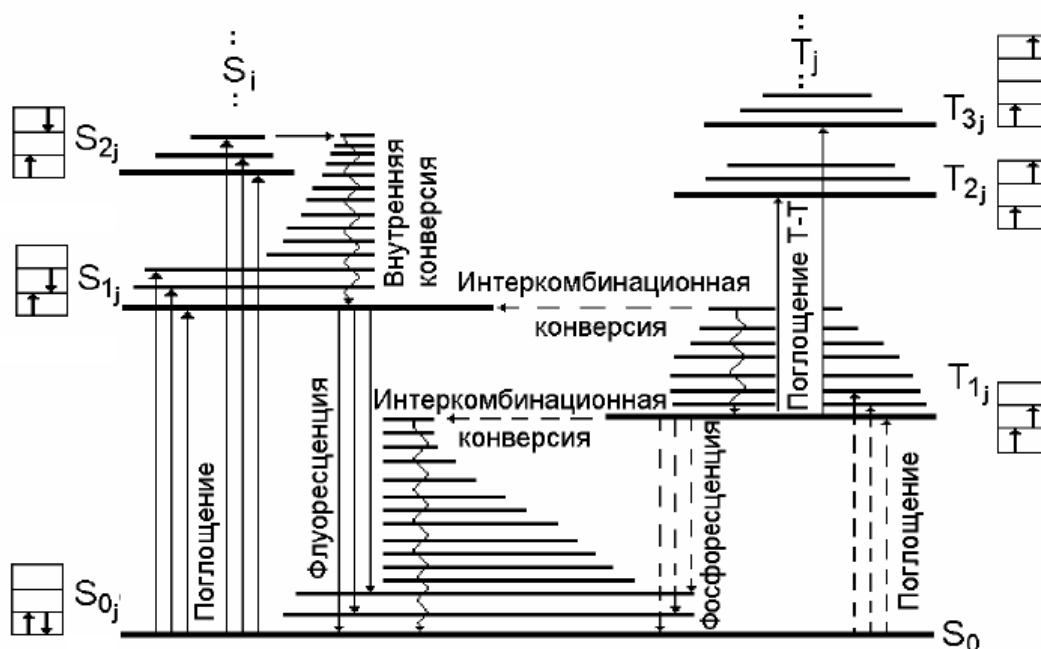


Рис. 2: Диаграмма низших энергетических уровней органического сцинтиллятора [12, 13]

через сцинтиллятор электрону передается часть её энергии, что приводит к переходу электрона в одно из возбужденных состояний. Затем в результате передачи избыточного возбуждения окружающей среде происходит очень быстро ($< 10^{-11}$ с) безрадиационный переход (вибрационная релаксация или внутренняя конверсия) с наиболее высоко возбужденных уровней на первый возбужденный уровень. Переход с первого возбужденного уровня в основное состояние осуществляется безрадиационно или же в результате испускания световых фотонов за время 10^{-8} - 10^{-9} с. Отношение радиационных переходов к полному числу переходов (радиационных плюс безрадиационных) по определению является квантовым выходом флуоресценции. Энергия данных фотонов люминесценции (флуоресценции) не превышает разность $S_{10} - S_{00}$, поэтому вещество сцинтиллятора прозрачно для своей люминесценции. Если энергия фотона равна (или больше) этой разности, то такой фотон может поглотиться и вновь образовать возбужденное состояние, поэтому коротковолновая область спектра свечения сцинтиллятора частично перекрывается его спектром поглощения. Нетрадиционная передача энергии может в ряде случаев привести к переходу из синглетного состояния в триплетное. Переход из состояния T_1 в S_{00} происходит с испусканием фотона медленно - за

время 10^{-4} с (фосфоресценция), но вклад этого процесса невелик. Поскольку электронный уровень T_1 лежит ниже, чем S_1 , то длина волны фотонов при фосфоресценции оказывается несколько больше, чем при флюоресценции. Кроме того, электроны в триплетном состоянии могут случайно приобрести тепловую энергию, достаточную для перехода в состояние S_1 , что происходит с задержкой ~ 1 мкс. Этот процесс завершается затем переходом $S_1 \rightarrow S_0$ с испусканием фотонов флюоресценции, интенсивность которых составляет $\sim 10\%$ от быстрой компоненты.

В жидких и твердых органических растворах в добавление к рассмотренным процессам происходит ещё передача энергии от растворителя (X) к активатору (флюору) (Y) и далее к сместителю спектра (шифтеру) (Z), если таковой имеется (рис.3).

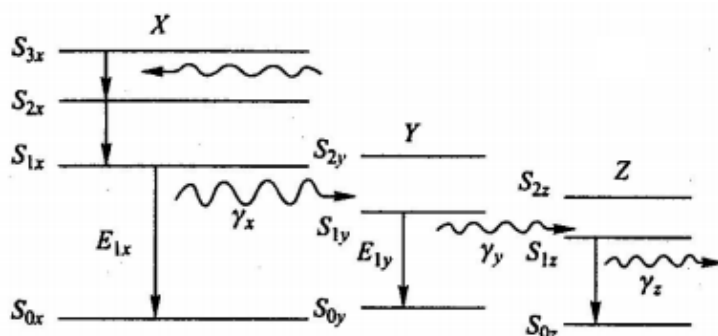


Рис. 3: Механизм свечения в трехкомпонентном веществе

При этом первый энергетический уровень возбужденного состояния S_{1y} должен быть ниже S_{1x} , а S_{1z} - ниже S_{1y} . Концентрация активатора и сместителя спектра довольно мала, поэтому энергия, теряемая частицей, возбуждает, в основном, молекулы растворителя. Образовавшиеся при этом фотоны γ_x эффективно поглощаются активатором Y, что приводит к его возбуждению до некоторого состояния S_{iy} . Активатор сам является сцинтиллятором. При возникающем в нем переходе $S_{1y} \rightarrow S_{0y}$ образуется фотон γ_y , поглощенный далее веществом Z, что приводит, в конечном итоге, к испусканию фотона γ_z с длиной волны, соответствующей высокой спектральной чувствительности фотоприемника. На рис.4 наглядно показан вышеизложенный механизм сцинтилляций на примере ЖОС на основе LAB, в качестве флюора выступает PPO, в качестве шифтера - bis-MSB.

Таким образом, при взаимодействии заряженной частицы со сцинтиллятором внутри детектора происходит образование фотонов видимого диапазона. С другой стороны, большинство сцинтилляторов возбуждаются ультрафиолетовой компонентой излучения с дальнейшим переизлучением оптических фотонов. Как следует из предыдущих абзацев, вне зависимости от возбуждения молекул сцинтиллятора фотоны образуются лишь при переходе с первого возбужденного состояния. Таким образом, так как спектр излучения сцинтиллятора не зависит от способа его возбуждения, а измерение энергии события осуществляется через интегрирование собранного фотодатчиком заряда, то через механизм флюоресценции можно симитировать

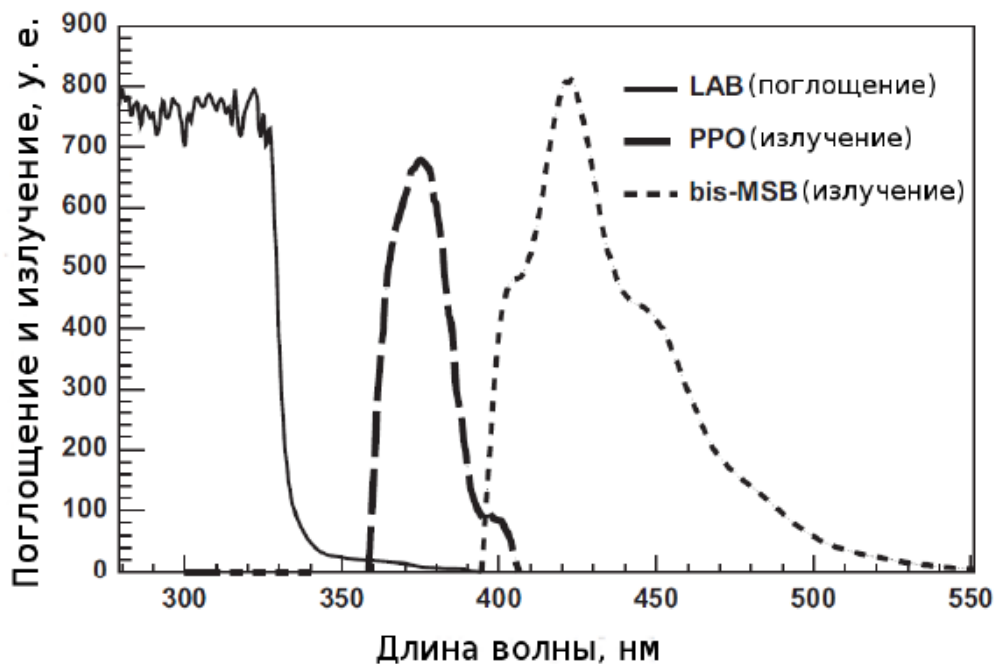


Рис. 4: Спектр жидкого органического сцинтиллятора

механизм сцинтилляции с образованием идентичного числа фотонов. В связи с тем, что временные характеристики сцинтилляционных процессов по порядку величин составляют наносекунды, на подаваемый в детектор ультрафиолетовый импульс накладывается условие идентичной длительности.

В связи с вышеизложенным системы была собрана на основе наносекундного светодиодного импульсного генератора [14]. Длительность импульса и длина волны позволяют достоверно имитировать сцинтилляцию, но с определенными ограничениями: сцинтиллятор поглощает ультрафиолет на расстоянии меньшем 0.1 миллиметра, соответственно, достоверная имитация возможна лишь для "точечных" событий, то есть для заряженных частиц с малым пробегом. Таким образом, можно достоверно осуществить, к примеру, имитацию аннигиляции позитрона или радиационного захвата нейтрона, так как в масштабах детектора процессы можно считать "точечными". Имитация событий с участием заряженных частиц порядка 10 МэВ, к примеру электронов бета-распада, не обладающих малым пробегом, окажется не совсем правдивой с геометрической точки зрения, но с точки зрения продуцированных фотонов и собранного заряда будет близка к реальному событию.

2.3 Основы реализации методики

Система спроектирована в двухканальном исполнении, причем предусмотрена возможность подключения голубого светодиода [8]. С помощью голубого светодиода можно проверить прозрачность сцинтиллятора, а также

диагностировать неполадки в работе ФЭУ или электронике сбора данных. Также можно регулировать независимо амплитуду импульсов на каждом из каналов, задержку между каналами и частоту повторений. Данные принципы позволяют расширить метод для имитации двухчастичных событий, например, для реакции обратного бета-распада. Также система позволяет сдвигать два импульса к друг другу для изучения разрешающей способности детектора в случае наложения сигналов и для отработки алгоритмов режекции наложений в тракте обработки сигнала.

Для наблюдения за стабильностью работы калибровочной системы и характером зависимости энергии УФ сигналов от поданного на светодиоды напряжения в режиме реального времени используется линия контроля мощности, реализованная на основе ФЭУ Hamamatsu H7732P-01 с боковым фотокатодом. Уровень гарантированной стабильности линии контроля в ходе предварительных испытаний с высокостабильным источником (лазером) оказался около 1%.

Большинство выпускаемых УФ светодиодов рассчитано на потребляемую мощность в 1 мВт. Можно оценить необходимую мощность УФ светодиода для симуляции события в 50 МэВ (калибровочная система была создана для имитации событий вплоть до 50 МэВ, чтобы обеспечить возможность имитации событий от вспышки сверхновой в детекторе Borexino), а также оценить число фотонов в импульсе.

Пусть

E - энергия имитируемого события, $E = 50$ МэВ;

$E_{\text{уф}}$ - полная энергия, излучаемая в одном импульсе светодиода с учётом ослабления в линии;

$n_{\text{эфф}}$ -эффективный коэффициент ослабления излучения на пути от УФ светодиода до сцинтиллятора. Входит в качестве параметра, что достаточно для оценки.

m -первоначальное число излучённых УФ светодиодом фотонов в одном импульсе;

M -число излучаемых УФ светодиодом фотонов за 1 с;

λ - длина волны УФ света, $\lambda = 250$ нм;

$\hbar c$ - константа конверсии, $\hbar c = 200$ МэВ· фм;

τ -длительность импульса, $\tau = 20$ нс;

P - мощность УФ светодиода;

Имеем для M и $n_{\text{эфф}} = 10$,

$$P = \frac{E \cdot n_{\text{эфф}}}{\tau} \quad (4a)$$

$$E_{\text{уф}} = m \frac{2\pi\hbar c}{\lambda n_{\text{эфф}}}, \quad (4b)$$

$$E_{\text{уф}} = E, \quad (4c)$$

$$m \approx \frac{\lambda n_{\text{эфф}} E}{2\pi\hbar c}, \quad (4d)$$

$$M = \frac{m}{\tau}, \quad (4e)$$

$$\boxed{M = \frac{\lambda n_{\text{эфф}} E}{2\pi\hbar c} \cdot \frac{1}{\tau}}. \quad (4f)$$

Соответственно, для числа фотонов

$$M = \frac{25 \cdot 10^{-6} \cdot 10 \cdot 50}{2 \cdot \pi \cdot 2 \cdot 10^{-11}} \cdot \frac{1}{\tau} \approx \boxed{5 \cdot 10^{15} c^{-1}} \quad (5a)$$

$$m \approx \frac{25 \cdot 10^{-6} \cdot 10 \cdot 50}{2 \cdot \pi \cdot 2 \cdot 10^{-11}} \approx \boxed{10^8}. \quad (5b)$$

И для мощности светодиода

$$P = \frac{50 \cdot 10^6 \cdot 1,602 \cdot 10^{-19} \cdot 10}{2 \cdot 10^{-8}} \approx \boxed{4 \text{ мВт}}. \quad (6)$$

Соответственно, необходимо увеличить мощность светодиода. Это осуществимо благодаря использованию светодиода в импульсном режиме, увеличив ток, подаваемый на светодиод, примерно в 10 раз с 20-30мА до 200мА.

2.4 Структурная схема светодиодной системы энергетической калибровки

Общая схема [10] представлена на рис.5. Модуль управления вырабатывает сигналы запуска, передаваемые на двухканальный флэшер (светодиодный импульсный генератор), а также в триггерные устройства систем сбора данных. Флэшер создаёт световые вспышки, подаваемые на оптический сумматор-делитель 2х2. В последнем происходит объединение двух сигналов в один с учётом временных задержек и последующее деление полученного сигнала на две одинаковые ослабленные копии, выдаваемые на два выхода сумматора-делителя. Один сигнал по длинному оптоволокну с рассеивателем на конце передаётся напрямую в детектор в заданную точку, другой по короткому оптическому волокну поступает на линию контроля, связанную с измерительным трактом для наблюдения за параметрами УФ сигналов

Калибровочная система на основе управляемого двухканального светодиодного генератора наносекундных ультрафиолетовых импульсов

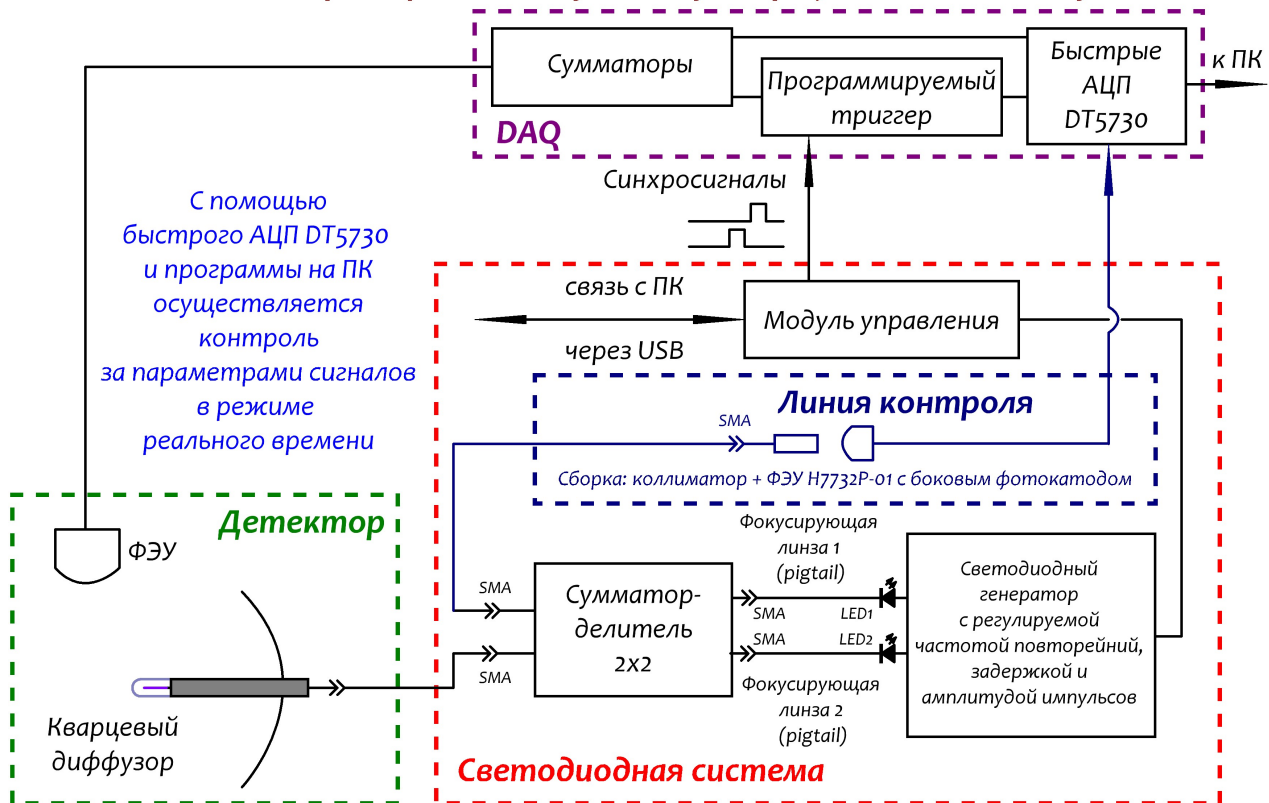


Рис. 5: Структурная схема калибровочной системы

в режиме реального времени [9]. Фотография тестовой установки (данные снимаются только с линии контроля в отсутствии детектора) представлена на рис.6. Программа Flasher Emulator позволяет регулировать входные параметры сигнала на каждом из каналов, источник питания необходим для функционирования линии контроля, данные с которой попадают на осциллограф (наблюдаются 2 сигнала) и канал АЦП.

3 Измерения стабильности калибровочной системы

Первоочередно были проведены исследования стабильности с целью убедиться, что уровень стабильности калибровочной системы [15] выше уровня стабильности детектора iDREAM.

Для этого конец оптоволоконна, находящийся внутри кварцевой колбы, был погружен в центр детектора. Данные снимались с трех каналов АЦП: нулевой - суммарный сигнал от восьми ФЭУ в детекторе, так называемый первый массив ФЭУ, первый канал - суммарный с остальных восьми, массив ФЭУ №2, второй - с линии контроля. На протяжении нескольких часов через

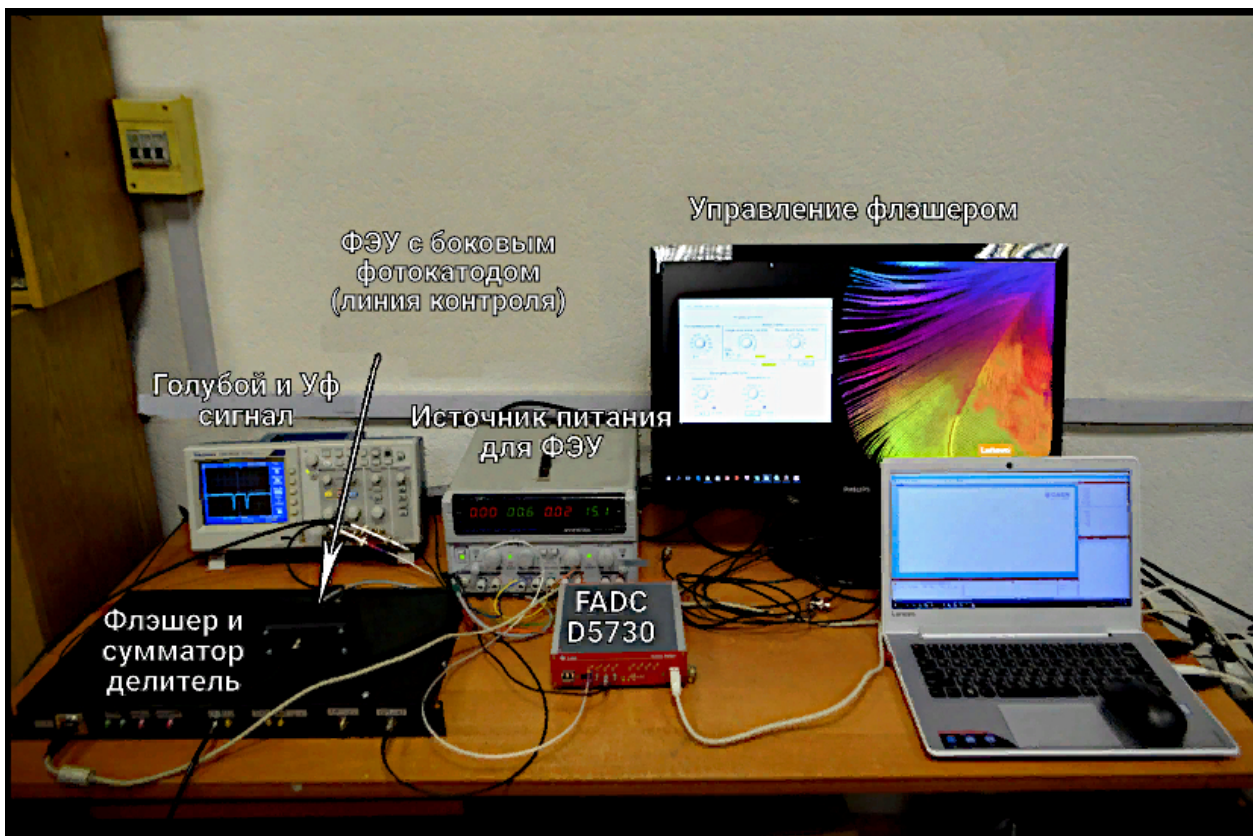


Рис. 6: Фотография тестовой установки

установленный промежуток времени проводились трехминутные измерения (180 000 событий) для заданного напряжения на светодиоде, в течение всего эксперимента все параметры системы оставались неизменными.

Примеры полученных спектров и обработки результатов измерений для напряжения на светодиоде в 50% (7.5 В) с использованием ультрафиолетового светодиода представлены на рис. 7 и 8 соответственно. Рис. 7 представляет собой спектр, полученный после 256 минут с момента включения калибровочной системы. На нем изображены результаты с нулевого, первого и второго каналов. Длительность проверки долговременной стабильности составила чуть больше 4 часов. По оси X представлен заряд в условных единицах, по оси Y число событий, нормированное на полное число событий (180 000).

Спектр на втором канале наиболее узкий, так как данные на него поступают с линии контроля, куда свет попадает непосредственно со светодиода. Спектры со второго канала аппроксимировались распределением Гаусса, затем значения средних для каждого трехминутного эксперимента сравнивались между собой и аппроксимировались прямой. Так как ФЭУ с линии контроля, как говорилось в пункте 3.3, обладает стабильностью порядка 1%, то в связи с тем, что идентичную точность можно наблюдать и на рис.8, можно сделать вывод об уровне собственной стабильности калибровочной системы порядка 1%.

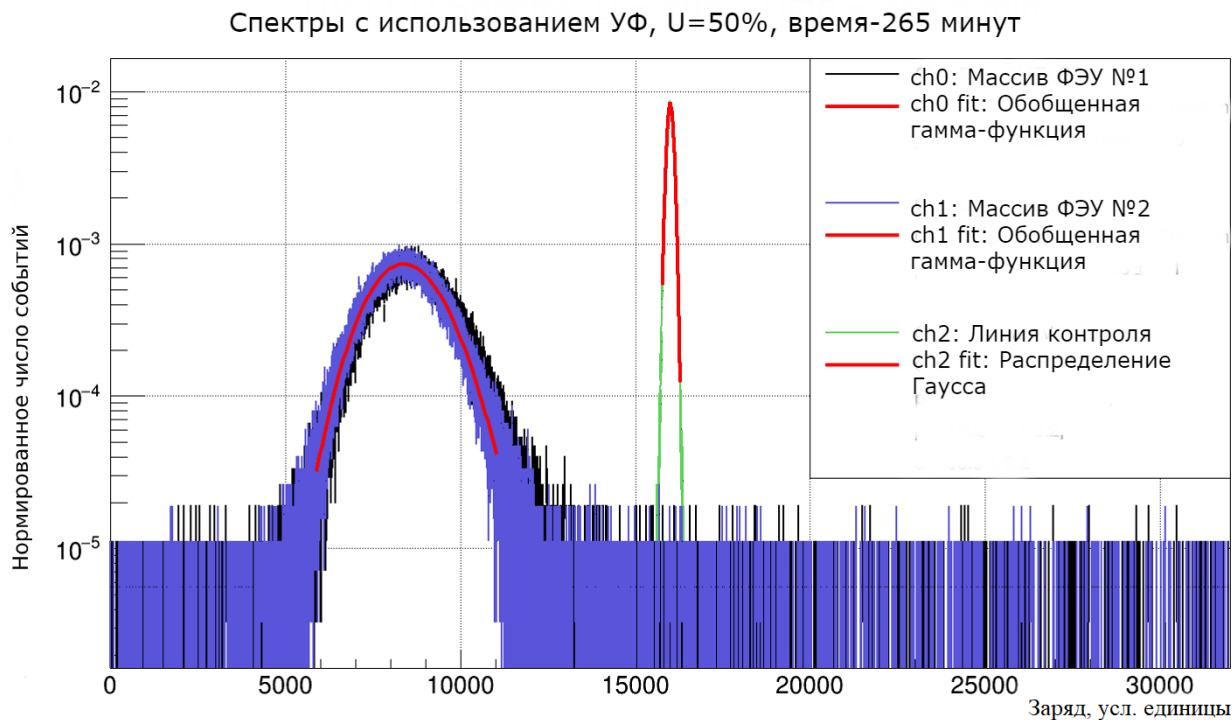


Рис. 7: Спектры с массивов ФЭУ и линии контроля

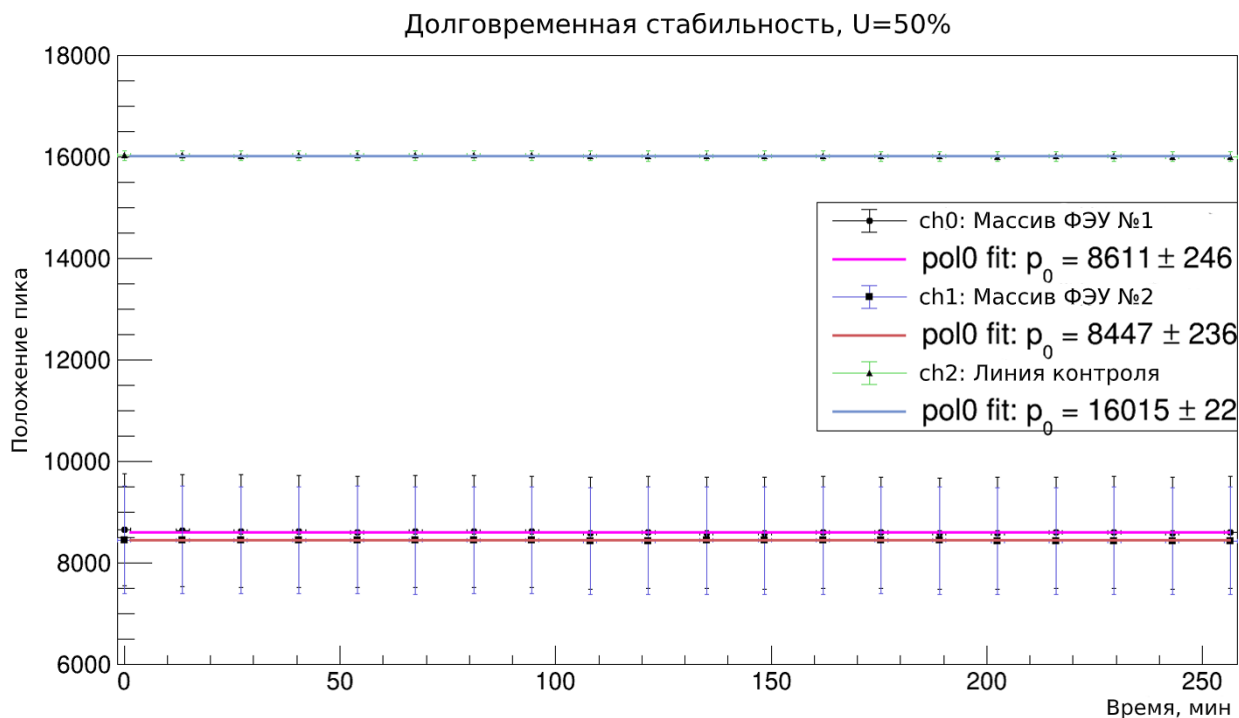


Рис. 8: График стабильности, $U = 50\%$

Спектры с нулевого и первого каналов характеризуются идентичной шириной и небольшим смещением относительно друг друга. Полученные в различные моменты времени спектры аппроксимировались обобщенной

гамма-функцией [16]. Данная функция была выбрана по причине того, что наилучшим образом аппроксимирует спектр, правда дает большую систематическую погрешность среднего значения. Распределение Гаусса же давало меньшую погрешность, но существенно хуже аппроксимацию в связи с несимметричностью спектра. Данные из аппроксимации также сравнивались между собой и подгонялись прямой (рис.8). Уровень стабильности детектора оказался около 3%.

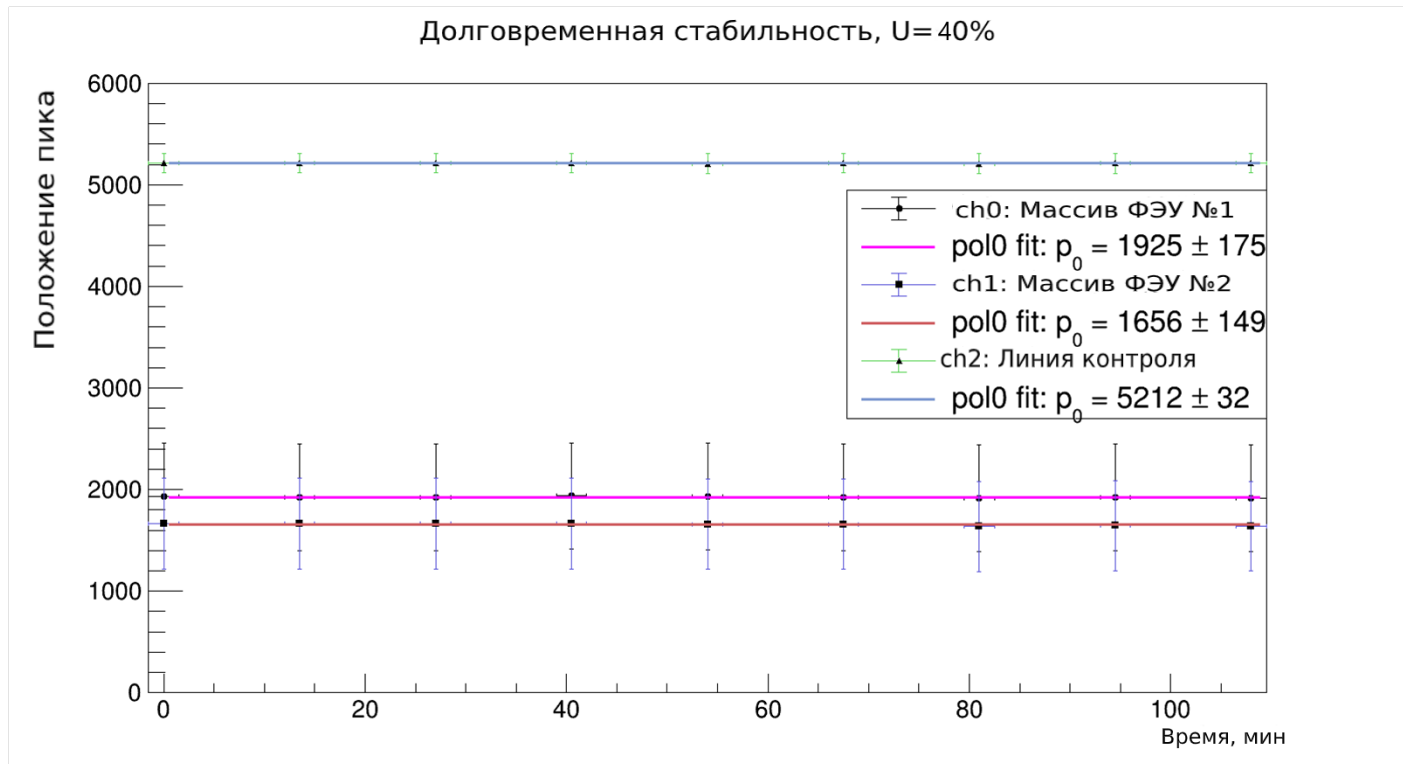


Рис. 9: График стабильности, $U=40\%$

На рис.9 представлены результаты обработки измерений с ультрафиолетовым светодиодом для напряжения на светодиоде в 40% на протяжении двух часов непрерывной работы. Результаты обладают схожим уровнем стабильности.

На АЭС измерения стабильности будут носить периодический характер на протяжении нескольких недель. Данные, снятые в различные дни, с одним и тем же напряжением на светодиоде сравниваются между собой. В случае, если данные с линии контроля стабильны, а данные с массивов ФЭУ оказываются нестабильны, можно сделать вывод о выходе из строя или ухудшении характеристик какой-либо части детектора: сцинтиллятора, электронно-измерительного тракта и т.д.

4 Изотропность

Если взаимодействие в сцинтилляторе было точечным, что справедливо, в частности, для процессов с участием нейтрино, а также если событие локализовано в пространстве много меньшем размера детектора, то вторичное излучение должно быть изотропным в случае. Поэтому отдельным принципом реализации методики, помимо указанных в пункте 2.3, является правильное погружение конца оптоволоконной калибровочной системы в детектор таким образом, чтобы обеспечить изотропность вторичных частиц. В связи с поглощением ультрафиолета в слое $\sim 1-100$ микрон, область взаимодействия ультрафиолета со сцинтиллятором чрезвычайно мала по сравнению с характерными размерами оптоволоконной (700 микрон), следовательно оптоволоконно и любой геометрический элемент, например калибровочный канал, будут вносить определенную и существенную тень. В связи с этим необходим объект, в который нужно поместить конец оптоволоконной. Его поверхность изнутри будет облучаться ультрафиолетом, который, попав на границу объекта, переизлучится сцинтиллятором в тонком слое. Переизлучение по поверхности объекта улучшит изотропность вторичного излучения. В качестве данного объекта может выступать колба, заполненная гелем, и внутри которой находится излучающее оптоволоконно. Также можно ограничиться конфигурацией в отсутствии колбы, но с диффузором (рассеивателем) на конце оптоволоконной. Посредством моделирования выбиралась оптимальная рассеивающая конструкция на конце оптоволоконной, чтобы дополнить ей калибровочную систему.

4.1 Моделирование методом Монте-Карло

Моделирование имитации сцинтилляции через флуоресценцию проводилось методом Монте-Карло. Для этого использовались средства объектно-ориентированного языка программирования C++ с применением библиотек GEANT4 [17]. Методы Монте-Карло [18]- это численные методы решения прикладных математических задач при помощи моделирования случайных величин. GEANT4 предоставляет необходимые библиотеки и сервисы, включая визуализацию и возможность интерактивного режима работы. Причинами моделирования послужила необходимость тестирования работы калибровочной системы с простейшей геометрией (перед ее внедрением в модель детектора), а также необходимость выбора правильной конструкции рассеивателя при его создании. Для этого была написана модель, с геометрической точки зрения представляющая собой сферу, заполненную сцинтиллятором (ЛАБ+ПРО+РОРО). Детектирование фотонов осуществлялось на поверхности сферы, запуск из центра. Помимо геометрии пользователь задает в GEANT4 определенную физику, в данном случае был подключен ме-

ханизм переизлучения (шифтинга) фотонов ультрафиолетового диапазона в область видимого диапазона. Также для моделирования оптических процессов в GEANT4 [19] необходимо задать дополнительные свойства материалов:

- 1) Зависимость интенсивности от длины волны,
- 2) Зависимость коэффициента преломления от длины волны,
- 3) Зависимость длины поглощения (расстояние, после прохождения которого, интенсивность пучка света уменьшается в e раз) от длины волны,
- 4) Характерное временем высвечивания (время уменьшения в e раз интенсивности),
- 5) Границы раздела двух сред.

После поглощения на заданном расстоянии в 10 микрон (рис.10) ультрафиолетовый фотон переизлучается в случайном направлении (рис.10,11) со случайной поляризацией [17]. Фиолетовым на рис. 10,11 отмечен калибровочный канал, внутри которого находится оптоволокно белого цвета, красным помечена колба, зеленым - треки. Как видно на рис.10 ультрафиолет, выходящий из колбы, моментально поглощается и переизлучается сцинтиллятором в случайном направлении. Рис.11 представляет собой удаленный рис. 10.

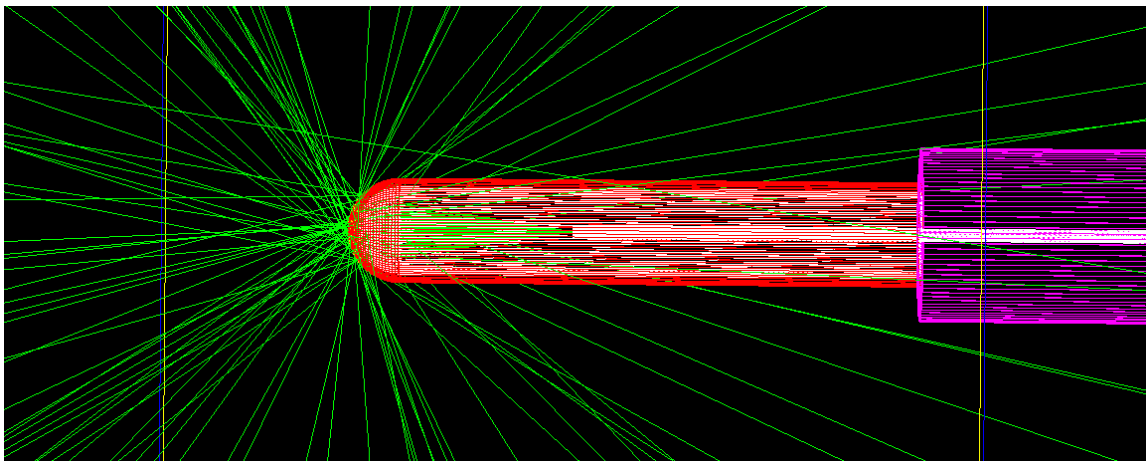


Рис. 10: Визуализация модели переизлучения фотонов

Один из изъянов шифтинга в GEANT4 состоит в том, что его механизм устроен так, что взаимодействие со сцинтиллятором осуществляется целиком, а не с отдельными его частями, то есть между начальным поглощенным спектром и конечным эмиссионным пропускается промежуточное взаимодействие с РРО (рис.4).

Также пользователю необходимо задать направление и угол распространения фотонов. Излучение выходящее из оптоволокна представляет собой направленный конус, при этом максимальный угол вылета фотонов из оптоволокна определяется законами геометрической оптики.

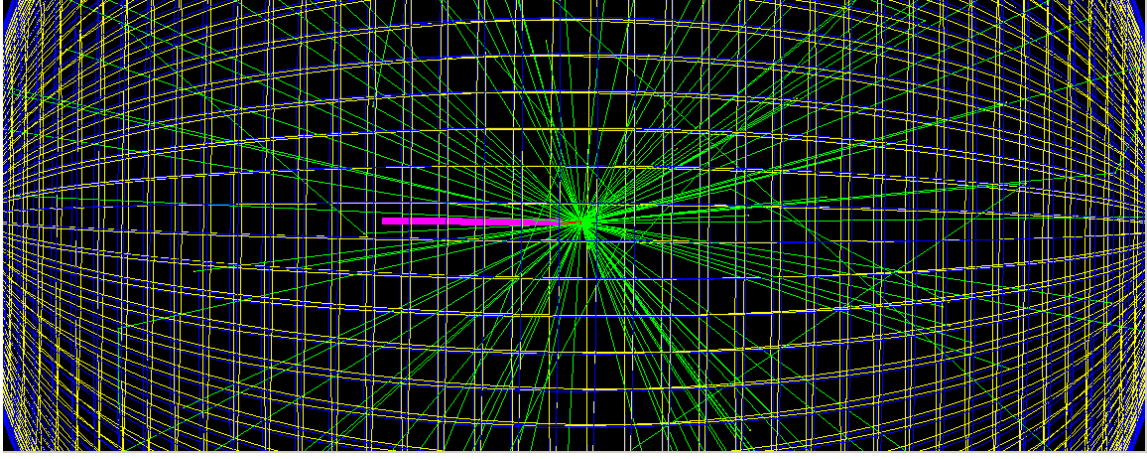


Рис. 11: Визуализация модели для анализа уровня изотропности вторичного излучения

Пусть [20]

n_1 - показатель преломления волокна сердцевинны,

n_2 - показатель преломления волокна оболочки,

n_0 - показатель преломления окружающей среды,

θ_c - предельный угол внутреннего отражения

θ_m - наибольший угол падения лучей, испытывающих полное внутреннее отражение, совпадает с максимальным углом вылета при одинаковых коэффициентах преломления окружающих сред.

Тогда

$$n_0 \sin \theta_m = n_1 \cos \theta_c, \quad (7a)$$

$$\sin \theta_c = \frac{n_2}{n_1}, \quad (7b)$$

$$\cos^2 \theta_c = 1 - \sin^2 \theta_c \quad (7c)$$

$$n_0 \sin \theta_m = (n_1^2 - n_2^2)^{1/2} = NA \quad (7d)$$

Корень в правой части равенства (7d) по определению представляет собой числовую апертуру (NA) оптоволоконного кабеля и является паспортной характеристикой. Для используемого кабеля (MOLEX FVP600660710) числовая апертура $NA = 0.22 \pm 0.02$, следовательно максимальный угол распространения в воздухе равен:

$$\theta_m = \arcsin(NA) = 12.709^\circ. \quad (8)$$

Данный угол и используется в симуляциях с пустой колбой, находящейся в центре сферы, внутри которой располагается источник ультрафиолетовых фотонов. Для других сред:

$$\theta_m = \arcsin(NA/n_0). \quad (9)$$

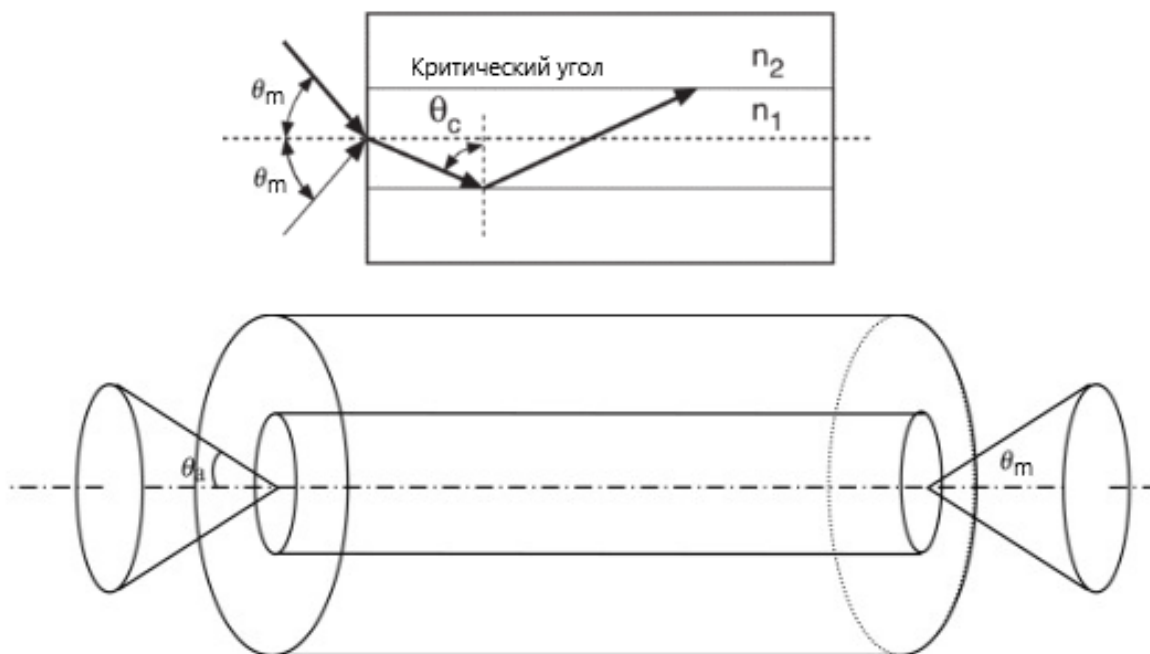


Рис. 12: Механизм транспортировки фотонов в оптоволоконне

Для планируемого в качестве заполнителя геля MOMENTIVE IVSG3445 с показателем преломления $n = 1.42$, $\theta_m = 8.8^\circ$.

4.2 Результаты моделирования

Первоочередно была проверена изотропность излучения в отсутствии колбы и калибровочного канала: исключительно сфера метрового радиуса, заполненная сцинтилятором с запуском фотонов в центре. Действительно, излучение от сцинтиллятора представляет собой изотропное по всем направлениям излучение (рис.13,14). Во всех дальнейших симуляциях число событий было неизменно и составляло 10 миллионов. На рис.13 представлен профиль сферы, а именно распределение фотонов по сфере в координатах Z, Y (в силу сферической симметрии для наглядности отброшена координата X). Цветная шкала показывает число фотонов в заданном отсчете гистограммы. Распределения по всем координатам имеют вид, схожий с рисунком 14, на котором представлено распределение числа фотонов по координате Z , где $z = -1000$ мм соответствует нижнему полюсу, $z = 1000$ мм - верхнему полюсу.

Затем было произведена вторая тестовая симуляция, подтверждающая необходимость использования диффузора. В исходную модель добавилось

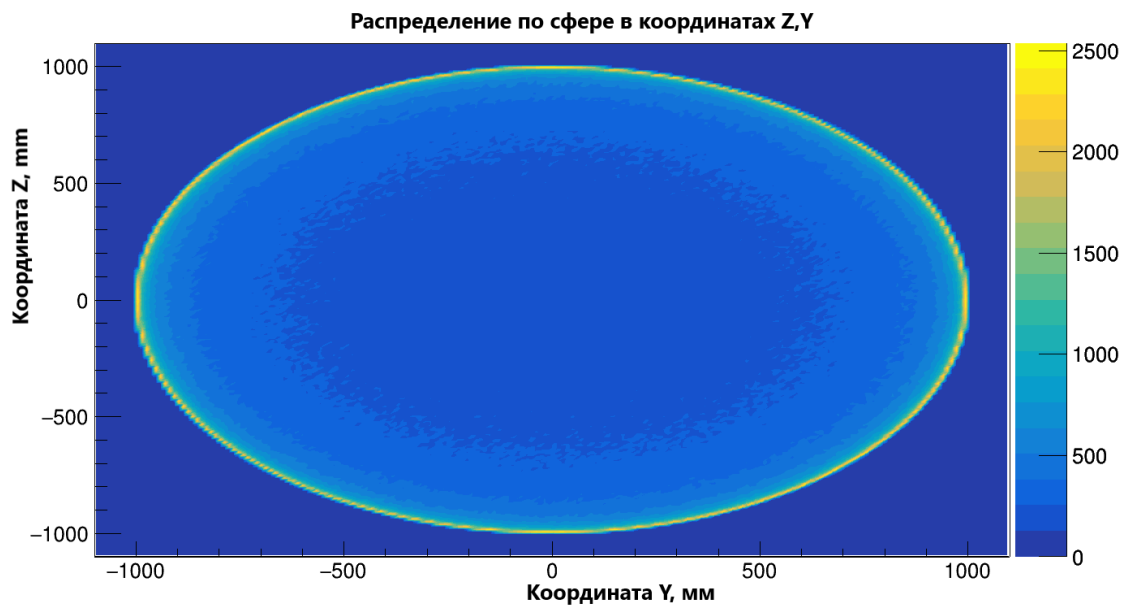


Рис. 13: Профиль сферы. Изотропное излучение от точечного УФ источника, помещённого в центр сферы.

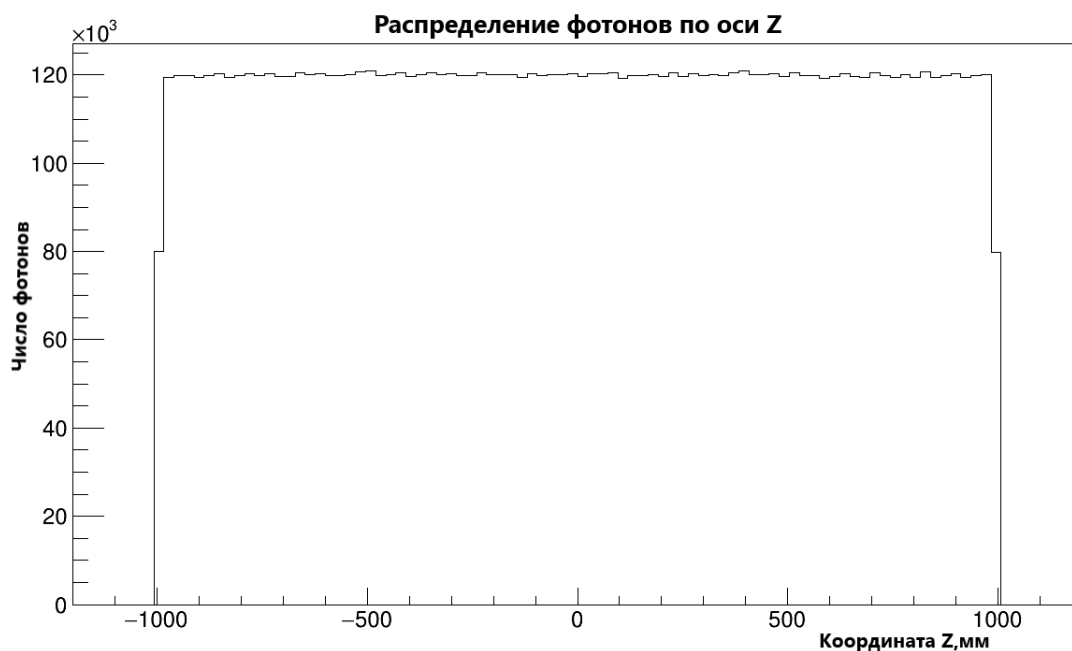


Рис. 14: Распределение по оси Z в случае изотропного распределения

оптоволокно диаметром 700 микрон (конец оптоволокна выходит на 2 сантиметра из канала) и калибровочный канал из нержавеющей стали с коэффициентом отражения 0.4. При погружении в детектор калибровочного канала с оптоволокном внутри возникает анизотропия, а значит возникают затемненные области в верхней полуплоскости. Распределение по сфере для данной тестовой симуляции представлено на рис.15. Для наглядности этот же график изображен на рис.16 в трехмерии как распределение числа

фотонов по профилю сферы. Можно наблюдать существенные различия с

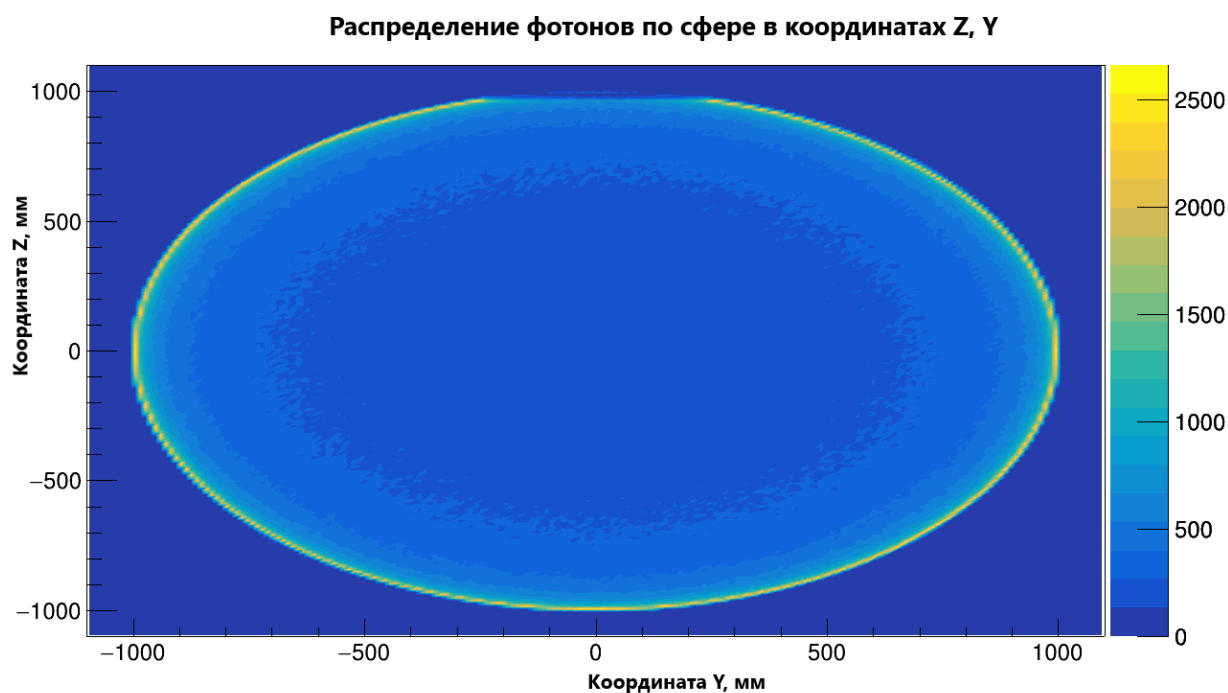


Рис. 15: Профиль сферы при добавлении калибровочного канала

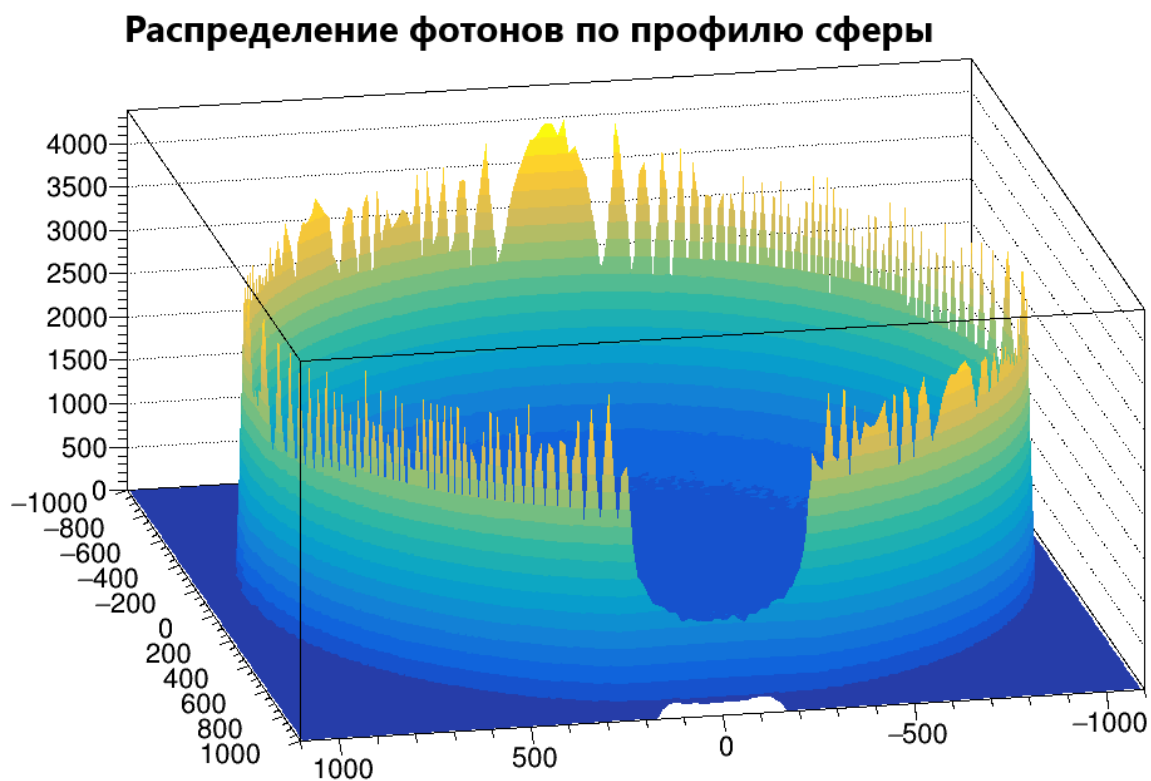


Рис. 16: Распределение числа фотонов по профилю сферы

рис.13, так как появляется немалого размера тень. Причины и размер тени

для данной симуляции будут представлены ниже при сравнении с другими конфигурациями.

4.2.1 Моделирование с колбой

После проведения тестовой симуляции осуществлялось моделирование различных конструкций на конце оптоволоконна. Общими геометрическими элементами для всех симуляций являлись оптоволоконно диаметром 700 микрон, а также калибровочный канал, который и образует большую часть тени, и размеры которого указаны на рис.15.

Первые симуляции были произведены с пустой колбой, затем с колбой, заполненной гелем с показателем преломления $n = 1.42$ (отмечен синим на рис. 17), затем с сапфировым диффузором в отсутствии колбы. Ультрафиолет, претерпевая ряд преломлений, переизлучается сцинтиллятором по облученной поверхности колбы. Дальнейший анализ вплоть до конца пункта будет иметь дело ко всем конфигурациям заполнения колбы, так как качественно результаты для пустой и заполненной колбы схожи.

Распределение фотонов по сфере представлено на рис.18.

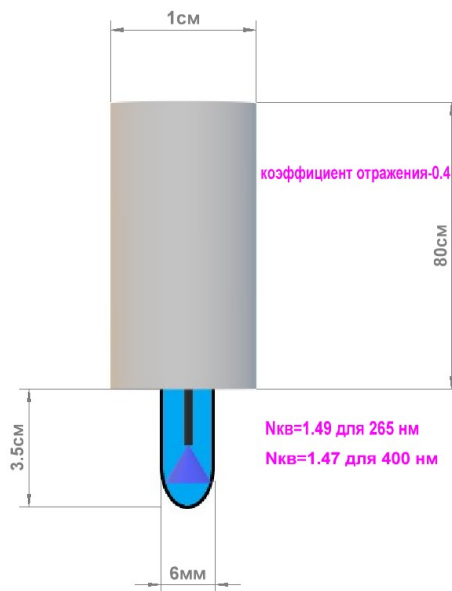


Рис. 17: Модель системы ввода оптоволоконна в детектор

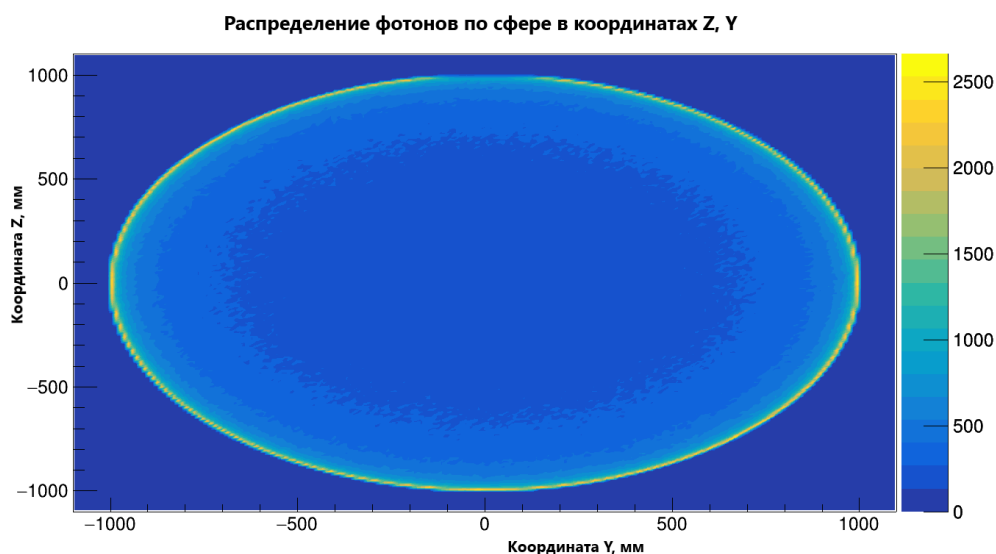


Рис. 18: Профиль сферы при использовании колбы

Визуально область тени выглядит меньше чем на рис.15. Так как какую-либо информацию об объемах тени вычлениить сложно из рис.18, то обработка результатов сводится к анализу распределения числа фотонов по координатам. Распределение по координате Y , совпадающее с распределением по X , представлено на рис.19. Провал возле нуля обусловлен непрозрачностью калибровочного канала и затемненностью области вблизи верхнего полюса сферы. Само по себе распределение по координатам X, Y в дальнейшем не пригодится, так как затемненные области удобно определять через распределение по координате Z .

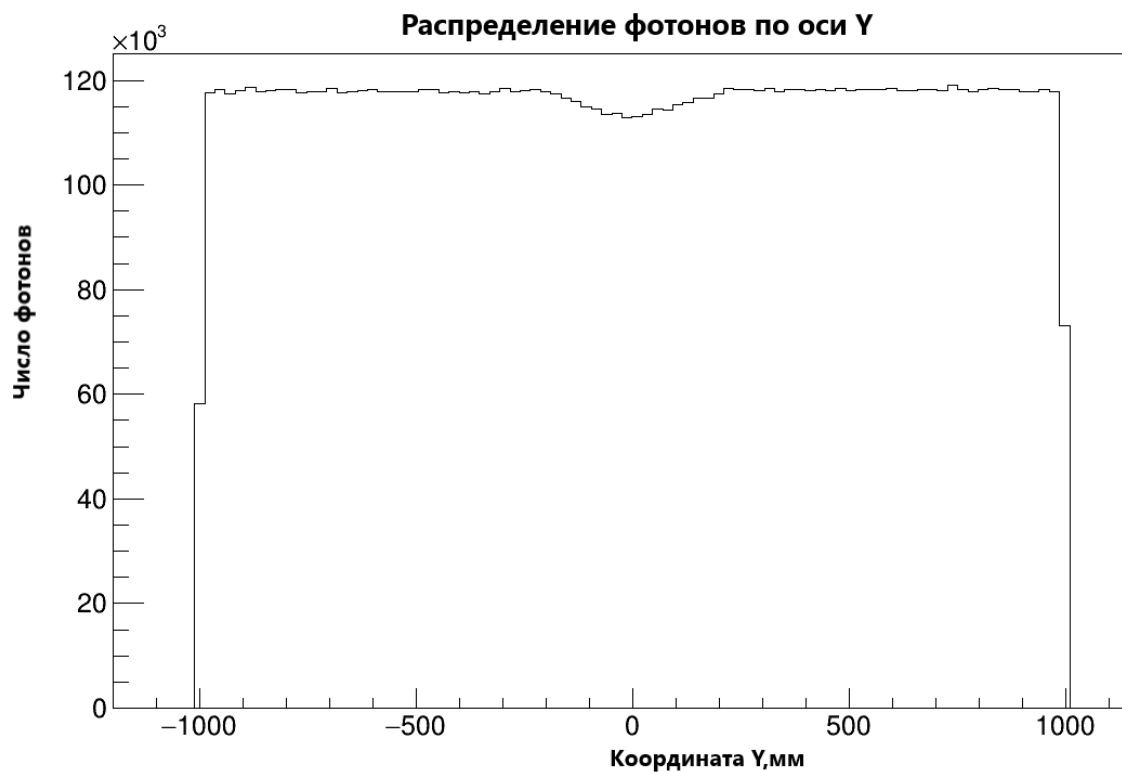


Рис. 19: Распределение по оси Y

Далее необходимо описать алгоритм выявления размеров тени и критерии выбора оптимальной конструкции на основе распределения фотонов по оси Z . Необходимое условие изотропности состоит в том, чтобы распределение по оси Z было качественно схоже с распределением на рис.14, то есть, чтобы вся анизотропия была локализована исключительно вблизи значения $z=1000$. Если обратить внимание на рис.20, на котором изображено распределение фотонов по оси Z , то оно не удовлетворяет этому условию. Но это связано не с анизотропностью излучения, а с системой координат, относительно которой снимаются данные. В данной симуляции центр системы координат привязан к месту излучения фотонов, откуда они движутся на границу колбы, расположенную примерно на сантиметр ниже, где переизлучаются по поверхности колбы, соответственно, переизлучение осуществляется уже из

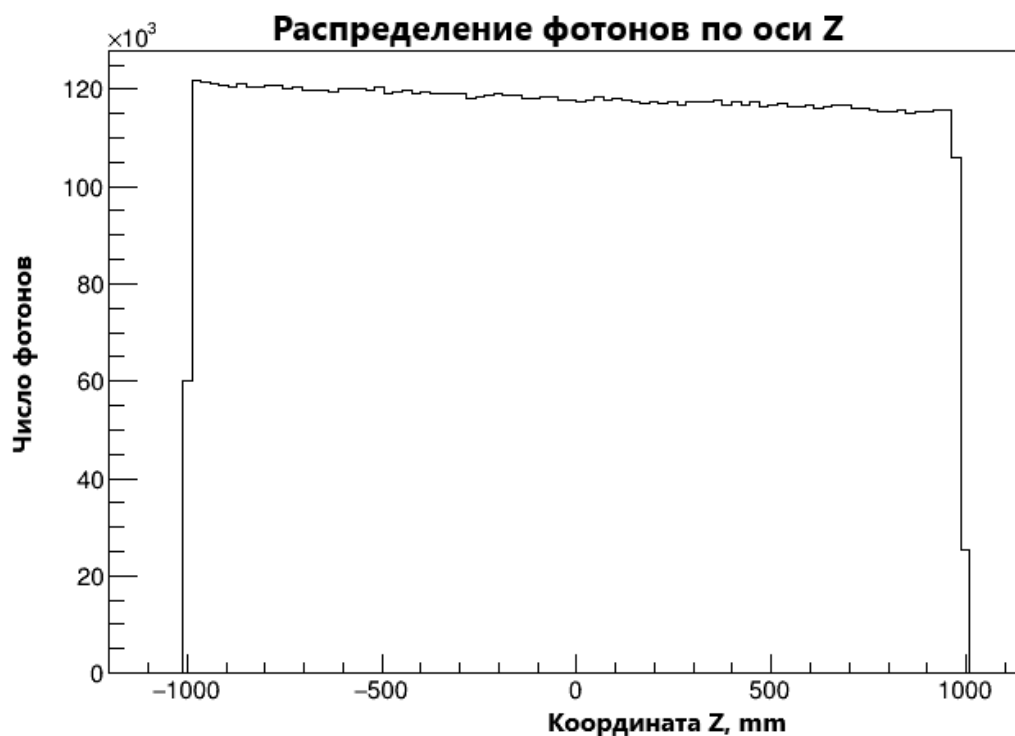


Рис. 20: Распределение по оси Z в случае системы координат, привязанной к положению источника

нижней полусферы, что дает картину, изображенную на рис.21. Если сместить систему координат чуть ниже, с центром на сантиметр ниже, в район вторичного переизлучения, то распределение по координате Z имеет вид (рис.21), схожий с рис.14.

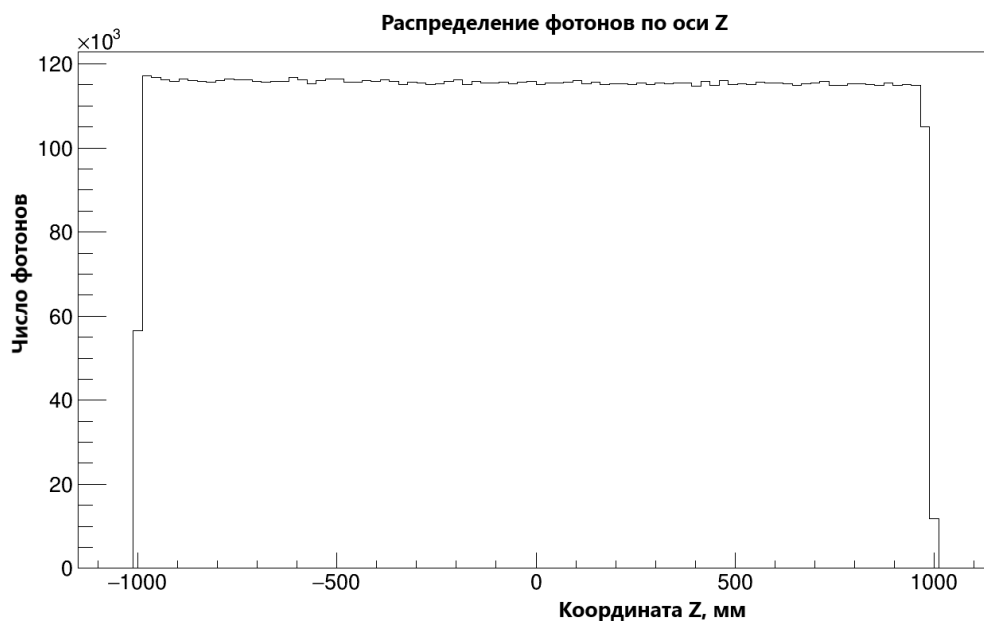


Рис. 21: Распределение фотонов по оси Z при смещении системы координат

При этом область вблизи нижнего полюса сферы (возле $z = -1000$ мм) так и остается областью наибольшей интенсивности (как видно превышение невелико) в силу направленности излучения вниз, но условие качественной схожести выполняется, следовательно излучение можно считать изотропным. В свою очередь излучение тестовой симуляции (в отсутствии диффузора и колбы) также удовлетворяет данному условию.

Приоритетной конструкцией считается такая, которая влечет за собой наименьшую тень. Для выяснения объема тени производится анализ исключительно сектора вблизи верхнего полюса сферы ($z \in [950-1000]$ мм). Данная область представляет собой сектор от 0° до $\sim 18^\circ$ в сферической координате θ . Так как область тени заканчивается в определенный момент, то по резкому скачку в некоторой координате $Z_{кр}$ можно определить конец тени. На рис. 22 изображено распределение фотонов в указанном секторе для тестового измерения в отсутствии колбы или диффузора. Полное число фотонов

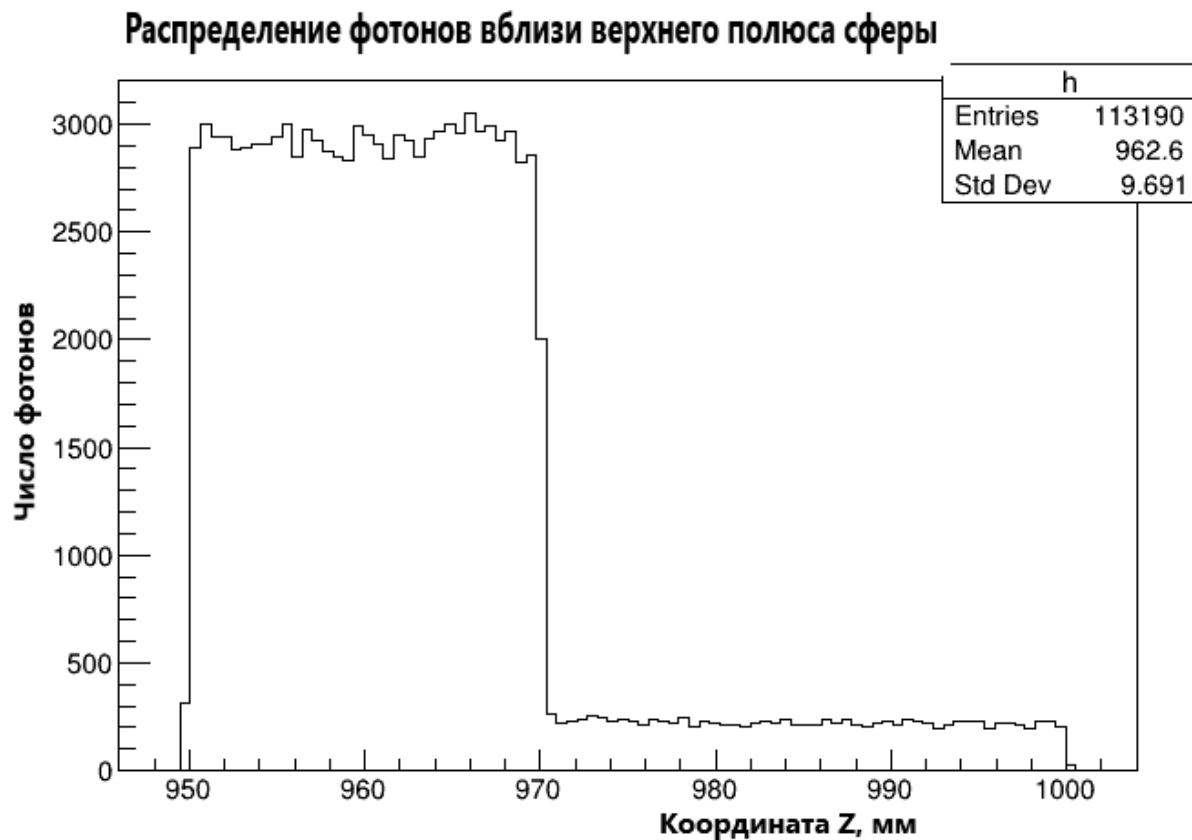


Рис. 22: Распределение вблизи полюса в отсутствии колбы

в заданной области составляет $N_0 \approx 1.13 \cdot 10^5$. Как видно скачок происходит в районе $Z_{кр} = 970$ мм. Данной координате соответствует угол $\theta_{кр} \approx 14^\circ$. Таким образом, наблюдается область глубокой тени в секторе $\theta \in [0; 14]^\circ$.

Теперь можно сравнить эти результаты с симуляциями при наличии колбы, пустой и с гелем внутри. Оценим масштаб тени для заполненной и пустой колбы (рис.23). Во-первых, стоит отметить, что число фотонов в том же са-

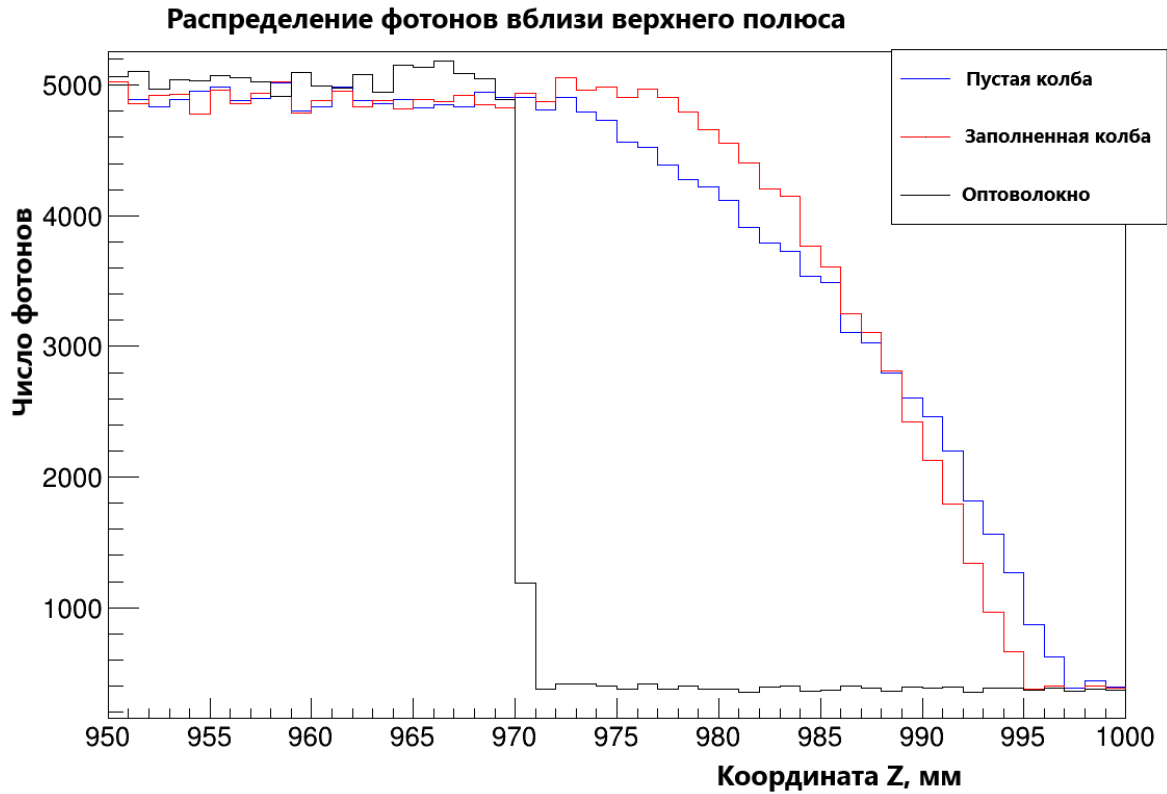


Рис. 23: Сравнение распределений вблизи верхнего полюса

мом секторе увеличивается на 70%. Во-вторых, область глубокой тени кончается в районе $Z_{кр} = 995$ мм для заполненной колбы. Данной координате соответствует угол $\theta_{кр} \approx 5.5^\circ$. В качестве оценочного параметра, характеризующего размер затемненной области, можно взять координату при которой число фотонов составляет 90% от числа фотонов незатемненной области, похожей на плато. Таким образом, $Z_0 \approx 982$ мм, $\theta_0 \approx 10.8^\circ$.

Аналогично для пустой колбы число фотонов в секторе уменьшается всего на 1%, наблюдаются лишь небольшие изменения в районе глубокой тени. $Z_0 = 978$ мм, $\theta_0 \approx 12^\circ$. Таким образом, наибольшее число фотонов и наименьшая тень наблюдается при заполненной гелем колбой.

Также по итогам сравнения конфигураций в отсутствии рассеивающего объекта и с его наличием можно отметить существенное увеличение числа фотонов в затемненной области. Это связано с тем, что в случае отсутствия колбы свет из оптоволокну переизлучается на расстоянии ~ 1 -100 микрон, что существенно меньше характерного размера оптоволокну (порядка 700 микрон), соответственно, оптоволокну влечет за собой немалую тень, что и было получено по результатам моделирования. Добавление объекта в форме колбы существенно минимизировало тень.

4.2.2 Моделирование с диффузором

В качестве диффузора выступает сапфировый шарик (рис.24), обладающий хорошей прозрачностью к ультрафиолету и коэффициентом преломления $n = 1.81$ при $\lambda = 265$ нм. Предполагаемая конструкция диффузора представлена на рис. 24.

В шарике просверливается лунка, в которую наливается гель, обладающий клейкими свойствами и идентичный с упомянутым выше гелем в колбе. В данную область помещается оптоволокно. В ходе ряда преломлений направленный конус от оптоволокна распространяется до границы со сцинтиллятором, где аналогичным образом переизлучается по поверхности шарика. Так как данный диффузор необходимо правильно сконструировать, задача стояла тщательно промоделировать излучение данной конструкции в зависимости от радиуса шарика $R_{ш}$, а также глубины лунки $d_{л}$.

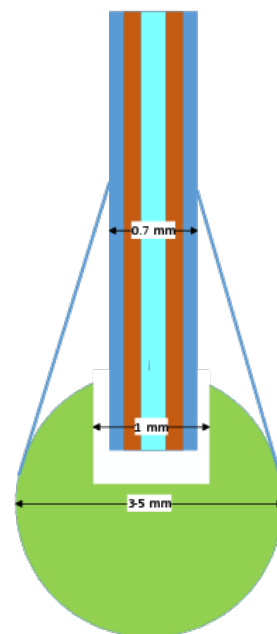


Рис. 24: Конструкция диффузора с использованием сапфирового шарика

Распределения по координатам качественно совпадают с рис.18,21, отвечающими распределениям по координатам в случае использования колбы, различия появляются в распределении вблизи полюса. На рис.25 представлен результат (красная линия) с использованием шарика радиуса 2 мм с цилиндрической лункой радиуса 700 микрон и глубиной 2 мм. Число фотонов $N \approx 1.37 \cdot 10^5$. Данное число существенно меньше числа фотонов при использовании колбы.

$$Z_{кр} \approx 978 \text{ мм}, \theta_{кр} \approx 12^\circ.$$

$$Z_0 \approx 975 \text{ мм}, \theta_{кр} \approx 12.8^\circ.$$

Соответственно, данная конфигурация явно уступает колбе и необходимо провести сканирование по размерам лунки (табл. 1) и шарика (табл. 2).

Моделирование показало, что чем выше находится конец оптоволокна в шарике, а значит и чем меньше глубина лунки, тем больше фотонов вблизи верхнего полюса. Стоит напомнить, что θ_0 -параметр характеризующий затемненную область в целом, а $\theta_{кр}$ - лишь область глубокой тени.

На рис.25 представлено сравнение трех конфигураций:

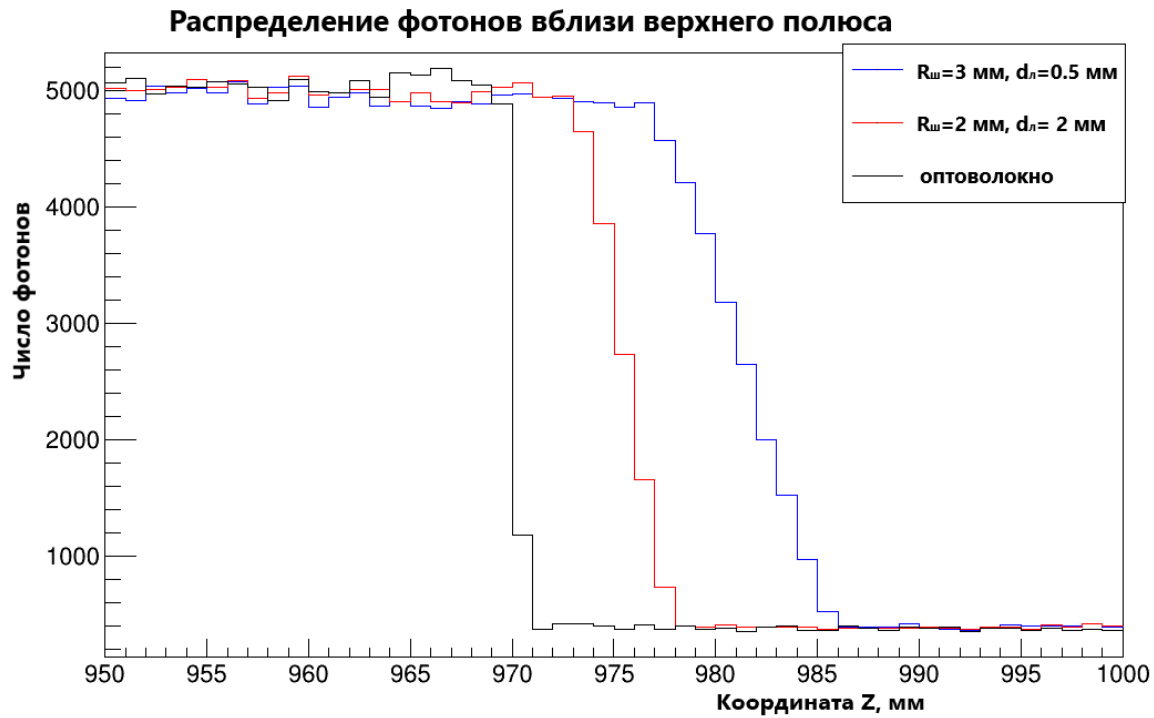


Рис. 25: Сравнение распределений фотонов вблизи верхнего полюса

Глубина лунки, мм	2	1.5	1	0.5
Число фотонов $N, 10^5$	1.37	1.41	1.45	1.49
$\theta_{кр}$	12°	11.6°	11.4°	10.9°
θ_0	12.8°	12.6°	12.5°	12.3°

Таблица 1: Сканирование по глубине лунки при фиксированном радиусе шарика, $R = 2$ мм

- 1) тестовая симуляция из рис. 20 (черная линия),
- 2) шарик радиусом 2 мм и с глубиной лунки 2 мм (красная),
- 3) шарик радиусом 3 см и с глубиной лунки 0.5 мм (синяя). Для последней конфигурации имеем:
 $Z_{кр} \approx 985$ мм, $\theta_{кр} \approx 9.5^\circ$,
 $Z_0 \approx 979$ мм, $\theta_0 \approx 11.7^\circ$.

Как видно, увеличение радиуса шарика до 3 мм существенно увеличивает число фотонов и уменьшает критический угол. Таблица 2 представляет собой сканирование по размеру шарика при фиксированном размере лунки. Таблица 3 - сводная по всем конфигурациям.

Можно наблюдать, что область глубокой тени в случае использования диффузора существенно больше, чем в случае использования колбы. Это связано с тем, что площадь поверхности колбы, переизлучающей вторичное

Радиус шарика, мм	1	2	3	3.5
Число фотонов $N, 10^5$	1.33	1.49	1.63	1.68
$\theta_{кр}$	12.3°	10.9°	9.5°	8.8°
θ_0	13.3°	12.3°	11.7°	11.4°

Таблица 2: Сканирование по радиусу шарика при фиксированной глубине лунки, $d = 2$ мм

	Оптоволокно	Пустая колба	Заполненная колба	Диффузор
$N, 10^5$	1.13	1.90	1.92	1.63
$\theta_{кр}$	14°	4.4°	5.5°	9.5°
θ_0	14°	12°	10.8°	11.7°

Таблица 3: Сравнение симуляций

излучение, больше чем площадь соответствующей поверхности шарика. При этом непосредственно размер тени соизмерим с результатами для колбы. Таким образом, моделирование показало, что оптимальной рассеивающей конструкцией является заполненная колба в связи с наименьшими размерами тени и наибольшим числом фотонов.

Тщательный анализ наличия тени необходим для правильного внедрения калибровочной системы в сферически симметричные детекторы, где важен равномерный светосбор, например, для точности восстановления положения "точечного" события в детекторе. В случае цилиндрического детектора iDREAM светосбор неравномерен, и его конструкционные особенности позволяют допустить, что данная тень не вносит существенных изменений в корректность имитации события, так как ФЭУ располагаются исключительно наверху. Ожидается, что затемненность области над калибровочным каналом должна минимизироваться в связи с многократным отражением фотонов от дна и боковых стенок детектора, которые покрыты светоотражающим материалом Lumirror E6SR с коэффициентом отражения 0.9.

4.3 Дополнение. Измерение потерь в колбе

При прохождении ультрафиолета через оптоволокно, гель и колбу сигнал может ослабиться, соответственно, числа фотонов может не хватить для полноценной имитации событий. Непрозрачность геля и затухание в оптоволокне [20] можно оценить исходя из паспортных характеристик, что нельзя сделать в случае колбы произвольного размера. В связи с этим был произведен качественный анализ потерь в тестовом образце кварцевой колбы. Для этого были проведены измерения с колбой и без нее. Схематически экспери-

ментальная установка представлена на рис.26.

Оптоволокно вводилось в светоизолирующий ящик, где находилась свинцовая защита, внутри которой находился резервуар со сцинтиллятором (отмечен синим на рис.26), куда опускалось оптоволокно и под которым располагался ФЭУ-85. Важно уточнить, что резервуар был идентичного с ФЭУ радиуса и был обмотан светоотражающим материалом с высоким коэффициентом отражения для минимизации потерь. Результаты измерений представлены на рис.27.

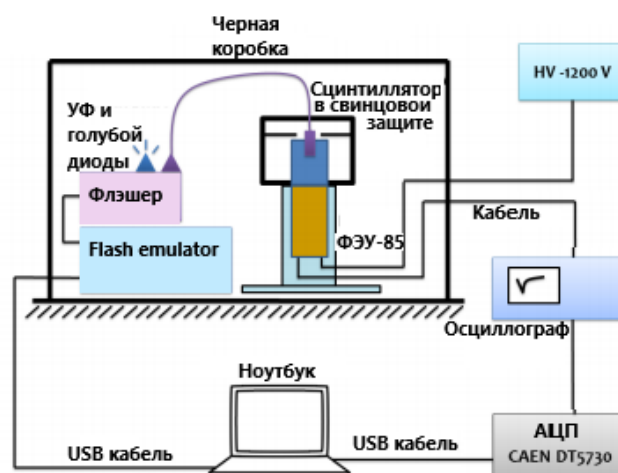


Рис. 26: Схема установки

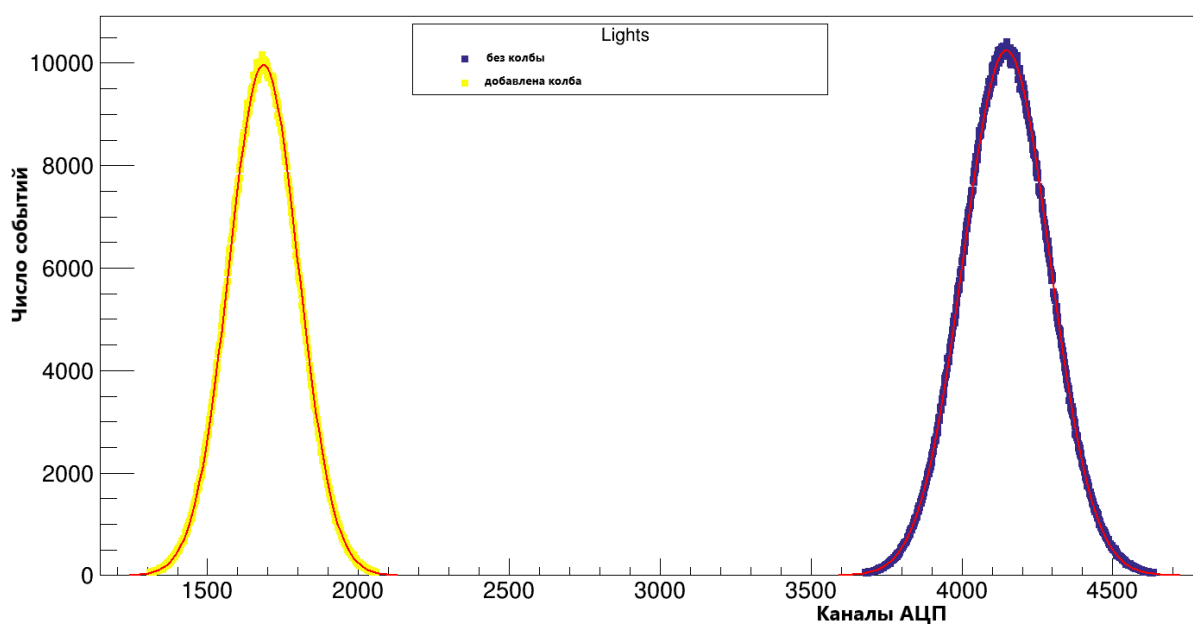


Рис. 27: График, характеризующий потери в кварце

Основываясь на предположении, что $E = \sum_{i=1}^n \hbar\omega_i$, можно оценить потери исходя из отношения положения пиков, полученных аппроксимацией нормальным распределением для двух данных измерений. Таким образом, качественно можно сказать, что фотонов до ФЭУ дошло почти в 2.5 раза меньше. Основываясь на расчетах (5a,5b), можно предположить, что на полноценную имитацию большинства событий колба не должна повлиять, так как порядок величин остается прежним, следовательно колба может быть внедрена в калибровочную систему.

Заключение

В ходе моделирования калибровочная система была дополнена оптимальным с точки зрения минимизации тени рассеивателем. Данный рассеиватель необходим для правильной имитации событий калибровочной системой. Полученные результаты измерений в детекторе показали долговременную стабильность работы детектора и калибровочной системы. Проведенные эксперименты дают возможность утверждать, что данная система может быть встроена в детектор iDREAM, способна дополнить и отчасти заменить калибровки с использованием радиоактивных источников и обеспечить необходимый на АЭС автоматизированный режим работы в течение всей кампании измерений.

Список литературы

- [1] М. Б. Громов, Г. А. Лукьянченко, Д. С. Марков, Г. Я. Новикова, Б. А. Обиняков, А. Ю. Оралбаев, М. Д. Скорохватов, С. В. Сухотин, А. С. Чепурнов, and А. В. Этенко. Промышленный детектор idream для мониторинга режимов работы атомных реакторов нейтринным методом. Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон., 3, Р.26, 2015.
- [2] Borovoi A., Mikaelyan L. // Atomic Energy. 1978. 44. P. 508.
- [3] Скорохватов М.Д., Нурахов Н.Н., Сухотин С.В., Этенко А. // Докл. РАН. 2011. 436, № 6. С. 1.
- [4] Бакулина Н.И., Безруков Л.Б., Волжанина А.Б. и др. // Препринт ИЯИ РАН 1387/2014.
- [5] The angular distribution of the reaction $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$ // P. Vogel, J. F. Beacom, 1999 arXiv:hep-ph/9903554v1 Phys.Rev. D60 (1999) 053003 doi: 10.1103/PhysRevD.60.053003
- [6] Precise quasielastic neutrino/nucleon cross section // A. Strumia, F. Vissani, Phys. Lett. B 564:42-54, 2003 doi: 10.1016/S0370-2693(03)00616-6 arXiv:astro-ph/0302055.
- [7] Reines F. // Science. 1979. 203, N 4375. P. 11.
- [8] A. Chepurnov et al. // J. Phys.: Conf. Series. 2017. Vol. 798, No 1. P. 012118.
- [9] Chepurnov A. S., Gromov M. B., Shamarin A. F. // J. Phys.: Conf. Series. 2016. Vol. 675, No 1. P. 012008.

- [10] Громов М. Б. // Кандидатская Диссертация "Регистрация нейтрино с энергиями от 1 до 50 МэВ с помощью детектора Borexino."
- [11] White T. O. // Nucl. Instr. Meth. A. 1988. Vol. 273. P. 820.
- [12] J. B. Birks // The Theory and Practice of Scintillation Counting P.39, 1964.
- [13] Lakowicz J. R. // Principles of fluorescence spectroscopy - 3-rd ed. - New York : Springer Science + Business Media, LLC, P.5, 2006.
- [14] J. S. Kapustinsky et al. // NIMPA. 1985. Vol. 241, No 2-3. Pp. 612-13.
- [15] Lubsandorzhiev B. K., Vyatchin Y. E. // Stability studies of nanosecond light sources based on blue ultra bright LEDs. 2004.
- [16] O. Ju.Smirnov // Nucl.Instrum.Meth.A595:410-418,2008.
- [17] Geant4 Collaboration // Book For Application Developers Release 10.5, Rev3.1: March 5th, 2019
- [18] S. Agostinelli et al., Nucl. Instrum. Meth. in Physics Research. A. 506. P. 250-303. 2003.
- [19] The Monte-Carlo method // S.M. Ulam, N. Metropolis // J. Amer. Statist. Assoc. 1949 , 44 Vol 247, 335-341
- [20] Ю.М. Нойкин, П.В. Махно // Физические основы оптической связи, 2011.