

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт ядерных исследований Российской академии наук (ИЯИ РАН)

На правах рукописи

Дергачева Анна Евгеньевна

**Разработка и создание 3D сегментированного
сцинтилляционного детектора нейтрино СуперFGD**

Специальность 1.3.2 —

«Приборы и методы экспериментальной физики»

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физ.-мат. наук, профессор
Куденко Юрий Григорьевич

Москва — 2025

Оглавление

| | Стр. |
|--|------|
| Введение | 4 |
| Глава 1. Осцилляции нейтрино | 16 |
| 1.1 История открытия и феноменология нейтринных осцилляций . . . | 16 |
| 1.2 Эксперименты с солнечными и атмосферными нейтрино | 21 |
| 1.3 Ускорительные эксперименты с длинной базой | 27 |
| 1.4 Реакторные эксперименты | 31 |
| 1.5 Выводы по Главе 1 | 33 |
| Глава 2. Эксперимент T2K | 35 |
| 2.1 Схема эксперимента T2K и концепция внеосевого пучка нейтрино | 35 |
| 2.2 Монитор нейтринного пучка | 37 |
| 2.3 Детектор ND280 | 38 |
| 2.4 Дальний детектор Супер-Камиоканде | 44 |
| 2.5 Результаты эксперимента T2K | 45 |
| 2.6 Выводы по Главе 2 | 50 |
| Глава 3. Концепция детектора СуперFGD | 51 |
| 3.1 Идея модернизации ND280 и физическая мотивация создания детектора СуперFGD | 51 |
| 3.2 Описание детектора СуперFGD | 54 |
| 3.3 Сцинтилляционные элементы для СуперFGD | 55 |
| 3.4 Тесты со сцинтилляционными элементами | 57 |
| 3.5 Выводы по Главе 3 | 61 |
| Глава 4. Тесты с прототипами детектора СуперFGD на пучках заряженных частиц и нейтронов | 63 |
| 4.1 Тест с первым прототипом СуперFGD | 64 |
| 4.1.1 Световыход | 66 |
| 4.1.2 Временные характеристики | 72 |
| 4.1.3 Измерение crosstalk | 76 |

| | Стр. |
|--|------------|
| 4.2 Тест со вторым прототипом СуперFGD | 79 |
| 4.2.1 Описание теста | 79 |
| 4.2.2 Калибровка каналов электроники | 83 |
| 4.2.3 Восстановление прямых треков мюонов и измерение временного разрешения | 85 |
| 4.2.4 Восстановление треков остановившихся протонов и измерение crosstalk | 92 |
| 4.3 Тесты с прототипами СуперFGD на пучках нейтронов | 98 |
| 4.4 Выводы по Главе 4 | 100 |
| Глава 5. Подготовка детектора СуперFGD к установке в магнит ND280 | 101 |
| 5.1 Механический контейнер СуперFGD | 101 |
| 5.2 Микропиксельные счетчики фотонов | 103 |
| 5.3 Система калибровки | 105 |
| 5.4 Монтаж детектора СуперFGD в J-PARC | 107 |
| 5.5 Считывающая электроника | 115 |
| 5.6 Установка детектора СуперFGD в магнит ND280 и запуск в работу на нейтринном канале T2K | 119 |
| 5.7 Выводы по Главе 5 | 121 |
| Глава 6. Детектирование и восстановление событий с мюонными нейтрино в СуперFGD на пучке в J-PARC . | 123 |
| 6.1 Калибровка СуперFGD с использованием LED калибровочной системы и космических мюонов | 123 |
| 6.2 Длина ослабления света в волокне и временное разрешение | 126 |
| 6.3 Космические мюоны с остановкой в СуперFGD | 128 |
| 6.4 Детектирование мюонных нейтрино по реакции квазиупругого рассеяния | 129 |
| 6.5 Восстановление треков протонов с остановкой в СуперFGD | 133 |
| 6.6 Выводы по Главе 6 | 134 |
| Заключение | 135 |
| Список литературы | 138 |

Введение

Диссертация посвящена разработке и созданию 3D сегментированного сцинтилляционного детектора нейтрино СуперFGD (Супер Fine-Grained Detector), который является ключевым элементом модернизированного комплекса ближних нейтринных детекторов ND280, расположенного на расстоянии 280 м от протонной мишени ускорительного комплекса J-PARC (Japan Proton Accelerator Research Complex) в эксперименте T2K (Tokai-to-Kamioka). Модернизация ND280 направлена на снижение систематических ошибок осцилляционного анализа в эксперименте T2K с 6–7% до 3–4% и, как следствие, на повышение чувствительности эксперимента к CP-нечетной фазе.

В диссертации приводятся результаты работ по разработке и созданию детектора нейтрино СуперFGD, также результаты по анализу данных, полученных в тестах с двумя прототипами СуперFGD на пучках заряженных частиц в ЦЕРН, и результаты детектирования первых взаимодействий мюонных нейтрино в детекторе СуперFGD, установленном на нейтринном канале T2K в J-PARC.

Актуальность темы исследования

На сегодняшний день одним из наиболее актуальных вопросов в области физики высоких энергий является фундаментальный вопрос, выходящий за рамки Стандартной модели, о причинах нарушения симметрии между материей и антиматерией или, иначе говоря, барионной асимметрии Вселенной. В 1967 году А. Сахаров сформулировал три необходимых условия, при одновременном выполнении которых возможна генерация барионной асимметрии Вселенной [1] на ранней стадии космологического расширения из зарядово-нейтрального начального состояния [2]. Одним из таких необходимых условий является нарушение комбинированной зарядово-пространственной CP-четности.

На сегодняшний день известен физический эффект CP-нарушения в кварковом секторе, который характеризуется инвариантом Jarlskog: $J_{CP,q} = (3.12_{-0.12}^{+0.13}) \times 10^{-5}$ [3]. Эта величина в виду малости масс кварков по сравнению с характерным размером шкалы электрослабого взаимодействия ~ 100 ГэВ является недостаточной для генерации барионной асимметрии Вселенной. В случае лептонного сектора $J_{CP,\nu} = J_{CP,\nu}^{max} \times \sin \delta_{CP}$, где $J_{CP,\nu}^{max} = 0.0330 \pm 0.0006 (\pm 0.0019)$

на уровне $1\sigma(3\sigma)$ для обеих иерархий масс [3]. Принимая во внимание тот факт, что физический эффект CP-нарушения в лептонном секторе на три порядка выше по сравнению с кварковым сектором, наряду с отличными от нуля углами смешивания, явление нейтринных осцилляций, в основе которых лежит механизм смешивания нейтрино трех ароматов, представляет особый интерес в качестве нового источника CP-нарушения для объяснения барионной асимметрии Вселенной через механизм лептогенезиса в случае отличного от нуля $\sin \delta_{CP}$ [4, 5].

В настоящее время существует два эксперимента с длинной базой: T2K [6, 7] и NOvA [8], основной целью которых является поиск CP-нарушения в нейтринных осцилляциях. Оба эксперимента отдают предпочтение нормальной иерархии масс нейтрино. Однако, эксперимент T2K в случае нормальной иерархии масс наблюдает максимальное CP-нарушение ($\delta_{CP} = -\pi/2$ или $3\pi/2$) с ограничением на фазу CP-нарушения $\delta_{CP} = -1.97_{-0.70}^{+0.97}$, тогда как эксперимент NOvA, напротив, наблюдает сохранение CP-четности с наиболее вероятным значением $\delta_{CP} = 0.82\pi$ и исключает $\delta_{CP} = 3\pi/2$ на уровне 2σ . В случае обратной иерархии масс результаты обоих экспериментов находятся в хорошем согласии, а именно исключают CP-сохранение ($\delta_{CP} = 0, \pi$) на уровне $>3\sigma$. Кроме того, и в случае нормальной, и в случае обратной иерархий масс оба эксперимента исключают значение $\delta_{CP} = \pi/2$ на уровне $>3\sigma$. На Рисунке 1 показаны ограничения на δ_{CP} , полученные в ускорительных экспериментах T2K и NOvA, в зависимости от измеренного $\sin^2 \theta_{23}$ для нормальной и обратной иерархий масс нейтрино. Как видно из Рисунка 1 в случае нормальной иерархии масс расхождение данных двух экспериментов не превосходит 2σ , в случае обратной иерархии масс допустимые области δ_{CP} для T2K и NOvA находятся в хорошем согласии.

Эксперимент T2K, помимо такой важной задачи, как поиск CP-нарушения в нейтринных осцилляциях, нацелен на повышение точности измерения осцилляционных параметров в области атмосферных нейтрино: угла смешивания θ_{23} и разности квадратов масс Δm_{32}^2 . С целью уменьшения систематических погрешностей осцилляционного анализа в эксперименте T2K с 6-7% до уровня 3-4%, и, как следствие, повышения чувствительности эксперимента к CP-нарушению, коллаборацией T2K было принято решение о запуске обширной программы, направленной на модернизацию ближнего внеосевого нейтринного детектора ND280, в рамках которой был запущен процесс разработки и создания 3D сегментированного сцинтилляционного детектора СуперFGD, который

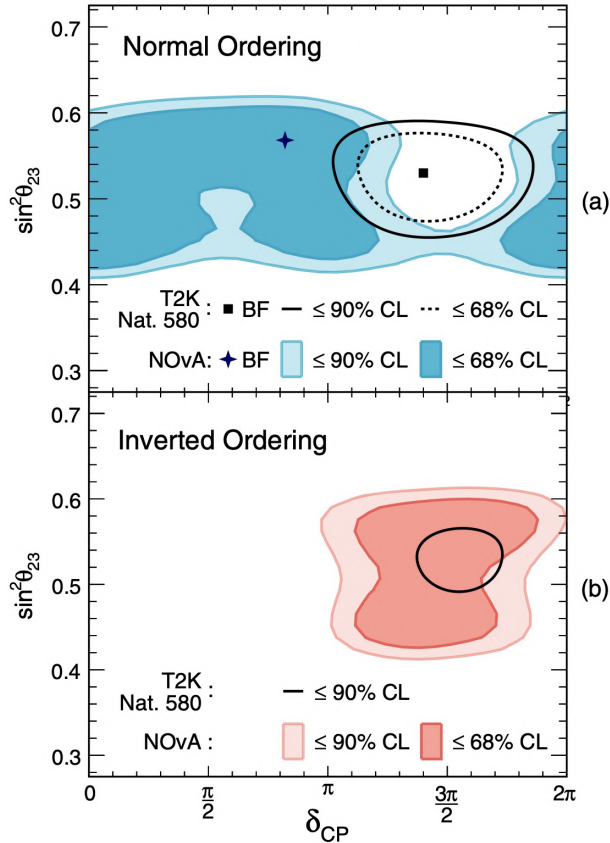


Рисунок 1 — Доверительные контуры 68% и 90%, полученные в экспериментах T2K и NOvA для нормальной (а) и обратной (б) иерархий масс нейтрино. Крестиком показано наиболее вероятное значение δ_{CP} для NOvA, квадратик — для T2K в случае нормальной иерархии масс [8].

в настоящий момент установлен и запущен в работу на нейтринном канале T2K в J-PARC.

Цели и задачи исследования

Целью данной работы является разработка, создание и запуск в работу на нейтринном канале T2K 3D сегментированного детектора нейтрино СуперFGD, который будет выполнять роль полностью активной нейтринной мишени в ближнем детекторе ND280 эксперимента T2K. Для достижения поставленных целей были выполнены следующие **задачи**:

1. Осуществлено постоянное измерение и контроль стабильности световых кубических сцинтилляторов объемом 1 см^3 на протяжении их изготовления методом литья под давлением для создания детектора СуперFGD.
2. Измерены основные параметры кубических сцинтилляторов: световый выход, временное разрешение и оптическая связь (crosstalk) между

- кубическими сцинтилляторами с использованием данных, полученных в тестах прототипов детектора СуперFGD на пучках заряженных частиц в ЦЕРН.
3. Осуществлено восстановление треков мюонов и остановившихся протонов в магнитном поле 0.2 Тл в прототипе СуперFGD, состоящем из ~ 10000 сцинтилляционных элементов, и изучены параметры треков.
 4. Разработан 3D сегментированный детектор СуперFGD, состоящий из $\sim 2 \times 10^6$ сцинтилляционных элементов со спектросмещающими волокнами. Выполнены монтаж, тестирование, настройка и запуск детектора на нейтринном канале T2K.
 5. Восстановлены и измерены треки космических мюонов, в том числе с остановкой, в СуперFGD. Измерен световыход сцинтилляционных элементов СуперFGD.
 6. На пучке мюонных нейтрино T2K зарегистрированы в СуперFGD первые взаимодействия нейтрино через реакцию квазиупругого рассеяния, идущую через заряженный ток.
 7. Восстановлены треки остановившихся протонов, образованных при взаимодействии мюонных нейтрино в детекторе СуперFGD и измерены параметры этих треков.

Методология и методы исследования

Для разработки и создания детектора СуперFGD были использованы следующие **методы**:

1. Изготовлены кубические сцинтилляторы объемом 1 см^3 с тремя ортогональными сквозными отверстиями с использованием метода литья под давлением, что позволило получить полностью активную сегментированную нейтринную мишень массой около двух тонн с 3D оптическим считыванием сигнала с каждого сцинтилляционного элемента с помощью спектросмещающих оптоволокон с общим числом каналов считывания ~ 56000 .
2. Разработан метод сборки $\sim 2 \times 10^6$ кубических сцинтилляторов объемом 1 см^3 в трехмерную структуру объемом $\sim 200 \times 200 \times 60 \text{ см}^3$, что позволило решить проблему, связанную с флуктуацией размеров сцинтилляторов и положений отверстий. 3D структура детектора формировалась с помощью калиброванной лески диаметром 1.3 мм,

которая была заменена спектросмещающими волокнами диаметром 1.0 мм в процессе сборки детектора СуперFGD.

3. Разработан метод восстановления и исследования треков мюонов и остановившихся протонов с использованием данных, полученных в тестах прототипов на пучках заряженных частиц в ЦЕРН, что позволило восстановить треки заряженных частиц, рожденных в нейтринных взаимодействиях, в полной конфигурации СуперFGD и измерить их параметры.

Научная новизна

1. Разработанный и созданный 3D сегментированный детектор нейтрино СуперFGD является принципиально новым ближним нейтринным детектором для ускорительных осцилляционных экспериментов с длинной базой за счет его полностью активной трехмерной структуры, созданной на основе $\sim 2 \times 10^6$ кубических сцинтилляторов объемом 1 см³ с тремя ортогональными отверстиями, что позволяет выполнять считывание сигнала с каждого сцинтиллятора в трех направлениях посредством спектросмещающих оптоволокон.
2. Детектор СуперFGD является центральным детектором модернизированного комплекса ND280 эксперимента T2K и позволяет:
 - повысить точность измерения спектра и состава нейтринного пучка до осцилляций;
 - повысить точность измерения сечений мюонных и электронных нейтрино и антинейтрино;
 - существенно уменьшить систематические погрешности и повысить чувствительность к CP-нарушению в нейтринных осцилляциях, а также повысить точность измерения осцилляционных параметров.
3. Впервые зарегистрированы взаимодействия мюонных нейтрино в полностью активном 3D сегментированном сцинтилляционном детекторе СуперFGD, установленном и запущенном в работу на нейтринном канале T2K в J-PARC. Восстановлены треки вторичных заряженных частиц, а именно мюонов и протонов, рожденных от нейтринных взаимодействий в полном телесном угле.

Практическая и теоретическая значимость

Технология изготовления кубических сцинтилляторов, разработанная для создания детектора СуперFGD, а также уникальный метод их сборки в изотропную структуру [9, 10], обеспечивающую 3D считывание сигнала с каждого из $\sim 2 \times 10^6$ сцинтилляционного элемента, представляет собой **практическую значимость** для методики эксперимента, разработки и создания новых детекторов в области нейтринной физики.

Детектор СуперFGD в составе модернизированного ND280 благодаря своей мелкозернистой структуре, обеспеченной $\sim 2 \times 10^6$ сцинтилляционных элементов с 3D оптическим считыванием, наряду с высоким световыходом ~ 40 фотоэлектронов/МIP/волокно [10] и временным разрешением менее 1 нс/волокно [11], способен обеспечить регистрацию коротких треков от протонов и пионов, снизив порог регистрации по импульсу с 450 МэВ/с до 300 МэВ/с. Кроме того, СуперFGD за счет своей изотропной структуры, обеспеченной 3D считыванием сигнала с каждого из $\sim 2 \times 10^6$ кубических сцинтилляторов с помощью спектросмещающих волокон, способен регистрировать треки заряженных частиц от нейтринных взаимодействий в полном телесном угле, что осуществляется в дальнем детекторе Супер-Камиоканде. До установки детектора СуперFGD два высоко-сегментированных детектора FGDs в трековой части ND280, состоящие из сцинтилляционных стрипов, ориентированных перпендикулярно оси пучка, позволяли с хорошей эффективностью регистрировать исключительно длинные треки заряженных частиц в направлении вперед, то есть вдоль оси пучка. Кроме того, для точного определения кинематических параметров заряженных частиц от нейтринных взаимодействий их необходимо было восстанавливать по крайней мере в одной из время-проекционных камер (TPCs). Как следствие, эффективность детектирования значительно падала при отклонении трека лептона более чем на 50 градусов от оси пучка. Также, благодаря высокому временному разрешению СуперFGD способен регистрировать нейтроны от антинейтринных взаимодействий и измерять их кинетическую энергию методом времени пролета, а также гораздо лучше идентифицировать электроны и гамма-кванты по сравнению с ND280 до его модернизации.

Перечисленные выше возможности модернизированной конфигурации ND280 обеспечивают практическую значимость разработанного и созданного 3D сегментированного детектора СуперFGD в виде снижения систематической ошибки осцилляционного анализа и повышения точности восстановления энер-

гии нейтрино в эксперименте T2K с 6-7% до 3-4%. Также, детектор СуперFGD будет основным элементом ближнего детектора в проекте Гипер-Камиоканде, запуск которого запланирован на 2028 год.

Теоретическая значимость состоит в том, что снижение систематической ошибки осцилляционного анализа в эксперименте T2K, а также в будущем проекте Гипер-Камиоканде [12], за счет использования детектора СуперFGD в качестве центрального элемента модернизированного ND280 позволит:

- повысить чувствительность эксперимента к поиску CP-нарушения и к CP-нечетной фазе, измерение которой приблизит нас к объяснению явления барионной асимметрии Вселенной;
- измерить сечения нейтринных взаимодействий через заряженные и нейтральные токи, что важно для разработки и оптимизации теоретических моделей взаимодействия нейтрино с нуклонами и легкими ядрами;
- повысить точность измерения осцилляционных параметров в области атмосферных нейтрино: угла смешивания θ_{23} и разности квадратов масс Δm_{32}^2 , что важно для понимания механизма смешивания активных нейтрино.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Алгоритм измерения светового выхода кубических сцинтилляторов и контроль за его стабильностью в процессе изготовления с использованием данных, полученных в тестах на стенде из 24 сцинтилляционных элементов с короткими спектросмещающими волокнами.
2. Измерение и анализ основных параметров кубических сцинтилляторов СуперFGD: световой выход, временное разрешение и crosstalk с использованием данных, полученных в тестах двух прототипов СуперFGD на пучках заряженных частиц в ЦЕРН.
3. Алгоритм восстановления треков мюонов с импульсом 2 ГэВ/с и треков остановившихся протонов с импульсом 0.8 ГэВ/с в магнитном поле 0.2 Тл на основе данных, полученных в тестах прототипа СуперFGD, состоящего из ~ 10000 сцинтилляционных элементов объемом $\sim 1 \text{ см}^3$ каждый. Измеренный световой выход релятивистских мюонов и остановившихся протонов в кубических сцинтилляторах.
4. Сборка из $\sim 2 \times 10^6$ кубических сцинтилляторов, объемом 1 см^3 каждый, в сегментированный детектор СуперFGD объемом $\sim 200 \times 200 \times 60 \text{ см}^3$

со спектросмещающими волокнами и микропиксельными лавинными фотодиодами в количестве ~ 56000 . Монтаж детектора в магните ND280 и запуск в работу на нейтринном канале T2K для набора статистики на пучке мюонных нейтрино.

5. Восстановление треков космических мюонов, в том числе остановившихся, в детекторе СуперFGD. Измерение и анализ параметров сцинтилляционных элементов СуперFGD с использованием космических мюонов: средний световыход и временное разрешение.
6. Регистрация взаимодействий мюонных нейтрино в детекторе СуперFGD в измерениях с нейтринным пучком T2K в первом сеансе в 2024 году.
7. Восстановление треков вторичных частиц: мюонов и остановившихся протонов, образованных в результате квазиупругого рассеяния мюонных нейтрино через заряженный ток в полной конфигурации СуперFGD. Измерение световыхода вдоль треков остановившихся протонов и среднего световыхода в точке остановки протонов.

Личный вклад автора

Все результаты, выносимые на защиту, получены автором лично, либо при его непосредственном участии.

Достоверность результатов

1. Параметры кубических сцинтилляторов, измеренные в тестах двух прототипов на пучках заряженных частиц в ЦЕРН, обеспечивают возможность регистрации мюонных нейтрино в СуперFGD с использованием восстановленных треков мюонов и остановившихся протонов.
2. Результаты тестов прототипов СуперFGD на пучке нейтронов в LANL (США) показывают способность СуперFGD к регистрации и восстановлению энергии нейтронов от взаимодействий мюонных антинейтрино в детекторе.
3. Восстановленные в СуперFGD треки мюонов и протонов, образованные в результате взаимодействий мюонных нейтрино через заряженный ток, подтверждают возможность использования разработанного и созданного детектора в качестве нейтринной мишени в модернизированном ND280 эксперимента T2K.

Апробация работы

Результаты диссертационной работы опубликованы в 7 статьях, которые индексируются базами данных Web of Science и/или Scopus:

1. Scintillator cubes for 3D neutrino detector SuperFGD / S. Fedotov, A. Dergacheva, A. Filik, M. Khabibullin, A. Khotjantsev, Yu. Kudenko, O. Mineev, N. Yershov // J. Phys. Conf. Ser. — 2022. — Vol. 2374, no. 1. — P. 012106.
2. 3D SuperFGD detector for the T2K experiment / A. Dergacheva, A. Khotjantsev, Y. Kudenko, A. Mefodiev // Nucl. Instrum. Meth. A. — 2022. — Vol. 1041. — P. 167219.
3. SuperFGD prototype time resolution studies / I. Alekseev, T. Arihara, V. Baranov, L. Bartoszek, L. Bernardi, A. Blondel, A.V. Boikov, M. Buizza-Avanzini, F. Cadoux, J. Capó, J. Cayo, J. Chakrani, P.S. Chong, A. Chvirova, M. Danilov, Yu.I. Davydov, A. Dergacheva, N. Dokania, D. Douqa, O. Drapier, A. Eguchi, Y. Favre, D. Fedorova, S. Fedotov, Y. Fujii, F. Gastaldi, A. Gendotti, V. Glagolev, R. Guillaumat, K. Iwamoto, M. Jakkapu, C. Jesús-Valls, C.K. Jung, H. Kakuno, S.P. Kasetti, M. Khabibullin, A. Khotjantsev, H. Kikutani, T. Kobayashi, S. Kodama, A. Korzenev, U. Kose, Y. Kudenko, T. Kutter, D. Last, B. Li, Z. Li, L.S. Lin, S. Lin, M. Louzir, T. Lux, L. Maret, S. Martynenko, T. Matsubara, C. Mauger, C. McGrew, A. Mefodiev, O. Mineev, T. Nakadaira, K. Nakagiri, J. Nanni, L. Nicola, E. Noah, V. Paolone, S. Parsa, R. Pellegrino, M.A. Ramirez, M. Reh, C. Ricco, A. Rubbia, K. Sakashita, F. Sanchez, D. Sgalaberna, A. Shvartsman, N. Skrobova, I.A. Suslov, S. Suvorov, D. Svirida, A. Teklu, V.V. Tereshchenko, M. Tzanov, I.I. Vasilyev, K. Wood, G. Yang, N. Yershov, M. Yokoyama, Y. Yoshimoto, X. Zhao, P. Zilberman, E. D. Zimmerman // Journal of Instrumentation. — 2023. — Vol. 18, no. 1. — P01012.
4. Total neutron cross-section measurement on CH with a novel 3D-projection scintillator detector / A. Agarwal, H. Budd, J. Capo, J. Chaves, P. Chong, G. Christodoulou, M. Danilov, A. Dergacheva, A. De Roeck, N. Dokania, D. Douqa, K. Dugas, S. Fedotov, S. Gwon, R. Howell, K. Iwamoto, C. Jesus-Valls, C. K. Jung, S. P. Kasetti, M. Khabibullin, A. Khotjantsev, T. Kikawa, U. Kose, Y. Kudenko, S. Kuribayashi, T. Kutter, D. Last, S. Lin, T. Lux, S.

- Manly, D. A. Martinez Caicedo, S. Martynenko, T. Matsubara, C. Mauger, K. McFarland, C. McGrew, A. Mefodiev, O. Mineev, T. Nakadaira, E. Noah, A. Olivier, V. Paolone, S. Palestini, A. Paul-Torres, M. A. Ramirez, C. Riccio, J. Rodriguez Rondon, F. Sanchez, D. Sgalaberna, W. Shorrock, A. Sitraka, K. Siyeon, N. Skrobova, S. Suvorov, A. Teklu, M. Tzanov, Y. Uchida, C. Wret, G. Yang, N. Yershov, M. Yokoyama, P. Zilberman // *Phys. Lett. B.* — 2023. — Vol. 840. — P. 137843.
5. Current status of the novel 3D SuperFGD detector for the T2K experiment / A. Dergacheva, D. Chernov, A. Chvirova, G. Erofeev, D. Fedorova, S. Fedotov, M. Khabibullin, A. Khotjantsev, Y. Kudenko, A. Mefodiev, O. Mineev, N. Yershov // *Physics (Switzerland).* — 2023. — Vol. 5, no. 3. — Pp. 690–703.
 6. Новый высокосегментированный нейтринный детектор SuperFGD для эксперимента T2K / С.А. Федотов, А.Е. Дергачева, Н.В. Ершов, Ю.Г. Куденко, А.В. Мефодьев, О.В. Минеев, Д.В. Федорова, М.М. Хабибуллин, А.Н. Хотянцев, А.А. Чвирова // *Ученые записки физического факультета Московского университета.* — 2023. — Т. 2. — С. 2320205.
 7. Ближний нейтринный детектор SuperFGD эксперимента T2K / А.Е. Дергачева, М.А. Колупанова, А.В. Мефодьев, Ю.Г. Куденко, А.Н. Хотянцев, Д.В. Федорова, С.А. Федотов, А.А. Чвирова, А.С. Шварцман // *Физика элементарных частиц и атомного ядра (ЭЧАЯ).* — 2025. — Т. 56, вып. 3.

Результаты диссертационной работы были представлены в виде устных докладов на следующих всероссийских и международных конференциях:

1. Анализ данных теста прототипа детектора SuperFGD на пучке в CERN. Международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых «Ломоносов-2021», Москва, Россия, 12-23 апреля 2021.
2. Исследование характеристик сцинтилляционных сегментов ближнего нейтринного детектора SuperFGD для эксперимента T2K. Международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых «Ломоносов-2021», Москва, Россия, 12-23 апреля 2021.

3. Scintillator cubes for 3D neutrino detector SuperFGD. International Conference on Technology and Instrumentation in Particle Physics (TIPP 2021), 24-28 May 2021, online.
4. Результаты теста прототипа нейтринного детектора SuperFGD на пучке заряженных частиц в CERN. Молодежная конференция по теоретической и экспериментальной физике МКТЭФ-2021, Москва, Россия, 15-18 ноября 2021.
5. Реконструкция треков заряженных частиц в прототипе нейтринного детектора SuperFGD в магнитном поле. 64-я Всероссийская научная конференция МФТИ, Москва, Россия, 29 ноября-3 декабря 2021.
6. 3D SuperFGD detector for the T2K experiment. The 16th Vienna Conference on Instrumentation (VCI 2022), 21-25 February 2022, online.
7. 3D scintillator neutrino detector SuperFGD of the T2K experiment. The 14th International School on Neutrino Physics and Astrophysics, Sarov, Russia, 18-23 July 2022.
8. Current status of the novel 3D SuperFGD detector for the T2K experiment. The 6th International Conference on Particle Physics and Astrophysics (ICPPA-2022), Moscow, Russia, 29 Nov-2 Dec 2022.
9. Текущий статус 3D сегментированного детектора нейтрино SuperFGD для эксперимента T2K. 65-я Всероссийская научная конференция МФТИ в честь 115-летия Л.Д. Ландау, Москва, Россия, 3-8 апреля 2023.
10. Исследование треков заряженных частиц в прототипе нейтринного детектора SuperFGD для эксперимента T2K. Международная научная конференция студентов, аспирантов и молодых учёных «Ломоносов-2023», Москва, Россия, 10-21 апреля 2023.
11. Исследование протонных треков в прототипе нейтринного детектора SuperFGD для эксперимента T2K. II Всероссийская школа для студентов старших курсов и молодых учёных по физике высоких энергий и ускорительной технике, Саров, Россия, 24-29 июля 2023.
12. Segmented scintillator neutrino detector SuperFGD for T2K experiment. The 06th Technology and Instrumentation in Particle Physics conference (TIPP 2023), Cape Town, South Africa, 4-8 September 2023.
13. Ближний нейтринный детектор SuperFGD эксперимента T2K. Научная сессия секции ядерной физики ОФН РАН, Дубна, Россия, 1-5 апреля 2024.

14. Detection of muon neutrinos using 3D segmented scintillator detector SuperFGD. XVI International School on Neutrino Physics and Astrophysics, Sarov, Russia, 23-27 September 2024.

Объем и структура работы

Диссертация состоит из введения, 6 глав и заключения. Полный объем диссертации составляет 147 страниц, включая 105 рисунков и 2 таблицы. Список литературы содержит 119 наименований.

Глава 1. Осцилляции нейтрино

В **Главе 1** описана история открытия и феноменология осцилляций нейтрино с отдельно рассмотренным случаем смешивания нейтрино двух типов в вакууме. Кроме того, приведены описание и результаты экспериментов по поиску осцилляций нейтрино и измерению параметров смешивания.

1.1 История открытия и феноменология нейтринных осцилляций

Впервые гипотеза о существовании электрически нейтральной частицы с массой порядка массы электрона и с полуцелым спином, которая не регистрируется детекторами, была выдвинута в начале 1930-х годов В. Паули (Нобелевский лауреат по физике в 1945 году) для объяснения таких экспериментальных проблем XX века, как непрерывный характер спектра испущенных в β -распаде электронов и “азотная катастрофа”, выражавшаяся в “неправильной” статистике ядер азота ${}^{14}_7\text{N}$ [13]. Эту частицу Паули назвал “нейтроном”. Позже, в 1934 году, Э. Ферми (Нобелевский лауреат по физике в 1938 году) использовал частицу, предложенную Паули, в своей теории β -распада, известной как четырехфермионная теория слабого взаимодействия, и переименовал ее в “нейтрино”. Получить экспериментальное подтверждение существования нейтрино удалось в 1956 году американским физикам Ф. Райнесу и К. Коуэну на атомном реакторе в Саванна-Ривер (Южная Каролина, США) по реакции обратного β -распада [14]:

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n. \quad (1.1)$$

В эксперименте были впервые зарегистрированы электронные антинейтрино в качестве продуктов β -распада осколков деления урана.

Что касается осцилляций нейтрино, впервые идея об их существовании была выдвинута в 1957 году Б. Понтекорво. В одной из своих первых работ Понтекорво, по аналогии с предположением Гелл-Манна и Пайса о возможности перехода $K^0 \Leftrightarrow \bar{K}^0$, вследствие того, что K^0 и \bar{K}^0 не являются идентичными частицами [15], рассмотрел связанную систему (μ^+e^-) под названием мюоний,

в качестве системы, представляющей собой смешанную нейтральную частицу, для которой переходы к античастице, то есть к антимюонию ($\mu^- e^+$), не были бы строго запрещены [16]. В следующей работе [17] Понтекорво рассмотрел возможность нейтринных осцилляций и пришел к выводу о том, что нейтрино в вакууме может переходить в антинейтрино, и наоборот, при несохранении лептонного заряда, а значит нейтрино и антинейтрино являются «смешанными» частицами, то есть симметричной и антисимметричной комбинацией двух истинно нейтральных частиц Майораны ν_1 и ν_2 с разной комбинированной четностью. Также, в этой работе Понтекорво предложил проверить возможность нейтринных осцилляций экспериментально, а именно, с помощью ядерного реактора в качестве источника антинейтрино, в предположении, что на некотором расстоянии $R \lesssim 1$ м от реактора поток, изначально состоявший только из нейтрино, будет состоять наполовину из нейтрино и наполовину из антинейтрино. Кроме того, в работе [18] Понтекорво для описания нейтринных осцилляций впервые ввел понятие стерильного нейтрино, практически ненаблюдаемого из-за его «неправильной» спиральности. Таким образом, работы Понтекорво заложили фундамент для экспериментального поиска осцилляций нейтрино.

Нейтринные осцилляции описываются Стандартной нейтринной моделью, включающей в себя смешивание трех типов (ароматов) нейтрино. Связь собственных массовых состояний нейтрино (ν_1, ν_2, ν_3), которым соответствуют массы (m_1, m_2, m_3), с тремя типами активных нейтрино, обладающих левой спиральностью (ν_e, ν_μ, ν_τ), осуществляется через унитарную матрицу смешивания размером 3×3 , иначе называемую матрицей Понтекорво-Маки-Накагавы-Сакаты (PMNS) [19]:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}. \quad (1.2)$$

Матрица U_{PMNS} , параметризованная тремя углами смешивания θ_{12} , θ_{13} , θ_{23} и дираковской фазой CP-нарушения δ_{CP} , имеет следующий вид [20]:

$$U_{PMNS} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta_{CP}} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{-i\delta_{CP}} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (1.3)$$

где $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$, $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$ ($i, j = 1, 2, 3$).

Вероятность осцилляций нейтрино определяется тремя углами смешивания θ_{12} , θ_{13} , θ_{23} , двумя разностями квадратов масс $\Delta m_{21}^2 = m_2^2 - m_1^2$, $\Delta m_{32}^2 = m_3^2 - m_2^2$ и дираковской CP-нарушающей фазой δ_{CP} .

Первая из трех матриц описывает осцилляции нейтрино с атмосферными параметрами: $\theta_{23} \sim 45^\circ$ и $|\Delta m_{32}^2| \simeq 2.4 \times 10^{-3} \text{ эВ}^2$. Вторая матрица соответствует реакторным осцилляциям нейтрино с углом $\theta_{13} \sim 8.5^\circ$ вследствие того, что первое указание на ненулевую величину θ_{13} было получено эксперименте Double Chooz [21], где источником нейтрино является ядерный реактор. Осцилляции нейтрино с солнечными параметрами: $\theta_{12} \sim 34^\circ$ и $\Delta m_{21}^2 \simeq 7.5 \times 10^{-3} \text{ эВ}^2$ описываются третьей матрицей. Знак Δm_{32}^2 , определяющий иерархию масс нейтрино, на данный момент остается неизвестным. Возможна как нормальная: $m_3 \gg m_2 > m_1$, так и обратная: $m_2 > m_1 \gg m_3$ иерархия масс нейтрино.

Рассмотрим случай смешивания нейтрино двух ароматов ν_e и ν_μ в вакууме с параметризацией углом θ и с сохранением CP-четности. В этом случае связь двух типов активных нейтрино (ν_e, ν_μ) с собственными массовыми состояниями (ν_1, ν_2) выглядит следующим образом:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix}. \quad (1.4)$$

При этом, векторы состояний ν_e и ν_μ представляют собой линейные суперпозиции векторов состояний нейтрино с определенными массами ν_1 и ν_2 . Так, для ν_e , родившегося в точке $x=0$ в момент времени $t=0$ с импульсом \mathbf{p} , волновая функция в виде суперпозиции волновых функций двух плоских волн, соответствующих массовым состояниям ν_1 и ν_2 , имеет следующий вид:

$$|\nu_e(t=0)\rangle = \cos \theta |\nu_1\rangle + \sin \theta |\nu_2\rangle. \quad (1.5)$$

При прохождении нейтрино через вакуум при $t > 0$ волновая функция принимает вид:

$$\nu_e(\mathbf{x}, t)\rangle = \exp[i(\mathbf{p}\mathbf{x} - E_1 t)] \cos \theta |\nu_1\rangle + \exp[i(\mathbf{p}\mathbf{x} - E_2 t)] \sin \theta |\nu_2\rangle, \quad (1.6)$$

где:

$$E_i = \sqrt{p^2 + m_i^2} = p\sqrt{1 + m_i^2/p^2} \sim p + m_i^2/2p \quad (i = 1, 2), \quad (1.7)$$

при условии, что $m_i \ll p$. Таким образом, при $t > 0$ волновая функция нейтрино принимает следующий вид:

$$|\nu_e(t)\rangle = \cos\theta|\nu_1\rangle + \exp(i\varphi)\sin\theta|\nu_2\rangle, \quad (1.8)$$

$$\varphi = \frac{m_1^2 - m_2^2}{2p}t.$$

Нейтрино, которое в момент времени $t = 0$ было электронным, при прохождении через вакуум при $t > 0$ приобретает примесь мюонного нейтрино за счет фазы φ . Вероятность перехода ν_e в ν_μ задается следующим выражением:

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = |\langle \nu_\mu | \nu(t) \rangle|^2 = \sin^2 2\theta \sin^2(\pi x/L), \quad (1.9)$$

где L — длина осцилляций, которая выражается через энергию нейтрино:

$$L = 4\pi E_\nu / \Delta m^2, \quad (1.10)$$

$$\Delta m = m_2^2 - m_1^2.$$

Вероятность, что ν_e не изменит аромат за время прохождения пути L имеет следующий вид:

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2(\pi x/L). \quad (1.11)$$

При этом, максимальному смешиванию соответствует угол $\theta = \pi/4$, в отсутствие смешивания $\theta = 0, \pi$.

Общее выражение для вероятности осцилляций между двумя типами нейтрино ν_α в ν_β в вакууме выглядит следующим образом:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{k>j} \text{Re}[U_{\alpha j}^* U_{\beta j} U_{\alpha k} U_{\beta k}^*] \sin^2 \frac{\Delta m_{jk}^2 L}{4E_\nu} + \quad (1.12)$$

$$\pm 2 \sum_{k>j} \text{Im}[U_{\alpha j}^* U_{\beta j} U_{\alpha k} U_{\beta k}^*] \sin^2 \frac{\Delta m_{jk}^2 L}{2E_\nu},$$

где $\alpha, \beta = e, \mu, \tau$; E_ν — энергия нейтрино; L — расстояние от источника нейтрино до детектора (пролетная база). Знак “+” соответствует осцилляциям нейтрино, “−” соответствует осцилляциям антинейтрино. Из выражения (1.12) следует, что осцилляции между двумя типами нейтрино возможны только при наличии у нейтрино отличной от нуля массы. В противном случае, при $\Delta m_{jk}^2 = 0$: $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \delta_{\alpha\beta}$.

Для измерения осцилляций нейтрино существует два метода, которые применяются в ускорительных и реакторных экспериментах: “на появление” и “на исчезновение”. Метод “на появление” заключается в детектировании ν_β в пучке, изначально состоящем только из ν_α . Метод “на исчезновение” заключается в измерении потока ν_α в пучке, изначально состоящем из нейтрино того же аромата. При этом, вследствие осцилляций должны наблюдаться два эффекта: дефицит измеренного потока ν_α по сравнению с ожидаемым потоком в отсутствие осцилляций и искажение формы энергетического спектра зарегистрированного потока ν_α по отношению к ожидаемому спектру в отсутствие осцилляций.

В ускорительных экспериментах с длинной базой, к которым относятся К2К [22–24], Т2К [25, 26] и NOvA [8, 27], извлечение атмосферных параметров осцилляций: θ_{23} и Δm_{32}^2 осуществляется по каналу “на исчезновение”: $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu)$, а поиск CP-нарушения, измерение CP-нечетной фазы δ_{CP} и угла θ_{13} осуществляется по каналу “на появление”: $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$. Выражения для вероятностей осцилляций мюонных нейтрино, пучок которых используется в ускорительных экспериментах с длинной базой, в вакууме выглядят следующим образом [28]:

$$\begin{aligned}
P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) &= 1 - 4 \sum_{k>j} \text{Re}|U_{\mu j}|^2 |U_{\mu k}|^2 \sin^2 \frac{\Delta m_{jk}^2 L}{4E_\nu} = \\
&= 1 - \sin^2 2\theta_{23} \sin^2 \frac{\Delta m_{13}^2 L}{4E_\nu} + \left(\frac{1}{2} \cos^2 \theta_{12} \sin^2 2\theta_{23} - \right. \\
&\quad \left. - \sin \theta_{13} \sin^2 \theta_{23} \sin 2\theta_{23} \sin 2\theta_{12} \cos \delta \right) \times \\
&\quad \times \sin \frac{\Delta m_{12}^2 L}{4E_\nu} \sin \frac{\Delta m_{13}^2 L}{4E_\nu} + O\left(\frac{\Delta m_{12}^2}{\Delta m_{13}^2}\right) + O(\sin^2 \theta_{13}),
\end{aligned} \tag{1.13}$$

$$\begin{aligned}
P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) &= \sin^2 \theta_{23} \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \frac{\Delta m_{13}^2 L}{4E_\nu} + \\
&\quad + \frac{1}{2} \sin 2\theta_{23} \sin 2\theta_{12} \cos^2 \theta_{13} \sin \theta_{13} \sin \frac{\Delta m_{12}^2 L}{2E_\nu} \times \\
&\quad \times \sin \frac{\Delta m_{13}^2 L}{2E_\nu} \cos \delta - \sin 2\theta_{23} \sin 2\theta_{12} \cos^2 \theta_{13} \sin \theta_{13} \times \\
&\quad \times \sin \frac{\Delta m_{12}^2 L}{2E_\nu} \sin^2 \frac{\Delta m_{13}^2 L}{4E_\nu} \sin \delta + O\left(\frac{\Delta m_{12}^2}{\Delta m_{13}^2} \sin^2 \theta_{13}\right).
\end{aligned} \tag{1.14}$$

С учетом аппроксимации $|\Delta m_{31}^2| \approx |\Delta m_{32}^2|$ и ввиду того, что для ускорительных экспериментов с длинной базой $\sin^2\left(\frac{\Delta m_{12}^2 L}{4E_\nu}\right) \ll 1$, выражения для вероятностей осцилляций мюонных нейтрино в вакууме (1.13) и (1.14) преобразовываются к

следующему виду [28, 29]:

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) \simeq 1 - 4 \cos^2 \theta_{13} \sin^2 \theta_{23} (1 - \cos^2 \theta_{13} \sin^2 \theta_{23}) \times \sin^2 \frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E_\nu}, \quad (1.15)$$

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) \simeq \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \theta_{23} \sin^2 \frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E_\nu}. \quad (1.16)$$

При этом, если энергия нейтрино и длина пролетной базы настроены на осцилляционный максимум: $\frac{\Delta m_{13}^2 L}{4E_\nu} = \pi/2 + \pi n$, то:

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) \approx \frac{1}{2} \sin^2 2\theta_{13}. \quad (1.17)$$

Таким образом, в случае поиска CP-нарушения в ускорительных экспериментах с длинной базой определяющим является параметр смешивания θ_{13} , который был успешно измерен в реакторных экспериментах, таких как Double Chooz [21, 30–32], Daya Bay [33–36] и RENO [37, 38].

В разделе 1.2 приведены описание и результаты экспериментов, нацеленных на поиск осцилляций нейтрино, а также на прецизионное измерение параметров осцилляций, таких как θ_{12} , θ_{13} , θ_{23} и Δm_{32}^2 .

1.2 Эксперименты с солнечными и атмосферными нейтрино

Радиохимические эксперименты

Впервые проблема дефицита солнечных нейтрино была поставлена в хлор-аргоновом эксперименте Р. Дэвиса [39, 40] и обуславливалась разницей между наблюдаемой и предсказанной Стандартной солнечной моделью (ССМ) скоростями захвата ν_e от Солнца.

Радиохимический метод в эксперименте Дэвиса, предложенный Понтекорово в 1946 году [41, 42], был основан на возможности регистрации солнечных нейтрино по реакции захвата нейтрино на ядрах стабильного изотопа ^{37}Cl с образованием радиоактивного изотопа ^{37}Ar :



с последующим извлечением и подсчетом числа атомов ^{37}Ar . Пороговая энергия такой реакции составляет 814 кэВ, что делало эксперимент чувствительным к высокоэнергетичным солнечным нейтрино от распада ^8B и к части нейтрино от распада ^7Be . Мишень представляла собой контейнер, содержащий 4×10^5 литров перхлорэтилена C_2Cl_4 , и находилась в шахте Хоумстейк на глубине 1478 метров под землей [43]. За 25 лет эксперимента было зарегистрировано 2200 атомов ^{37}Ar , что соответствует среднему значению потока нейтрино от Солнца $2.56 \pm 0.16(\text{stat.}) \pm 0.16(\text{syst.})$ SNU (Solar Neutrino Units) [44]. С учетом того, что теоретическое предсказание ССМ дает величину $7.6_{-1.1}^{+1.3}$ SNU [45], эксперимент Дэвиса зарегистрировал лишь $\sim 1/3$ часть потока нейтрино от Солнца, что указало на проблему дефицита солнечных нейтрино.

Результат эксперимента Дэвиса получил подтверждение в двух радиохимических галлий-германиевых экспериментах: Советско-Американском SAGE (Soviet-American Gallium Experiment) [46] и Западно-Европейском GALLEX/GNO (GALLium EXperiment) [47, 48]. В экспериментах измерялась скорость захвата солнечных нейтрино по реакции $^{71}\text{Ga}(\nu_e, e^-)^{71}\text{Ge}$ с пороговой энергией 233 кэВ [49], что обеспечивало чувствительность ко всем компонентам нейтринного спектра от Солнца, включая нейтрино от pp-реакций. В эксперименте SAGE в качестве мишени использовались 50 тонн металлического галлия, в эксперименте GALLEX/GNO — 30.3 тонны галлия в виде раствора хлорида галлия GaCl_3 в соляной кислоте. Атомы ^{71}Ga , образованные в результате радиоактивного распада изотопа германия ^{71}Ge с периодом полураспада 11.4 суток, регистрировались в пропорциональных счетчиках по К- и L- пикам.

Измеренная в эксперименте SAGE скорость захвата нейтрино от Солнца составила (65.4 ± 3.8) SNU, в эксперименте GALLEX/GNO: (67.6 ± 5.1) SNU [50], тогда как ожидаемая в соответствии со ССМ величина составляет 128_{-7}^{+9} SNU [45]. Средневзвешенная величина, полученная в экспериментах SAGE и GALLEX/GNO, равняется (66.1 ± 3.1) SNU [51], что составляет около 50% от величины, предсказываемой ССМ.

Таким образом, галлиевые эксперименты SAGE и GALLEX/GNO подтвердили дефицит электронных нейтрино от Солнца, предсказанный ранее в эксперименте Дэвиса.

Камиоканде и Супер-Камиоканде

Следующим экспериментом, подтвердившим дефицит потока борных нейтрино от Солнца, был эксперимент Камиоканде — KamiokaNDE (Kamioka Nucleon Decay Experiment) [52], изначально нацеленный на поиск распада протона. Камиоканде представлял собой черенковский детектор, содержащий 3 килотонны воды, очищенной от естественных радиоактивных примесей. Детектирование нейтрино от Солнца осуществлялось по реакции квазиупругого рассеяния на электронах воды:

$$\nu_e + e^- \rightarrow \nu'_e + e^{-'}. \quad (1.19)$$

Для детектирования черенковского света, излучаемого электроном отдачи, было задействовано около 1000 фотоэлектронных умножителей (ФЭУ).

После модификации Камиоканде, которая заключалась в снижении порога детектирования электронов отдачи с 15 МэВ до 9.3 МэВ, эксперимент получил название Камиоканде-II. По сравнению с радиохимическими экспериментами Камиоканде-II обладал следующими преимуществами: возможность регистрации событий в реальном времени с восстановлением направления нейтрино от Солнца, а также способность к детектированию всех трех типов нейтрино: ν_e — через заряженные и нейтральные токи, ν_μ и ν_τ — только через нейтральные токи. Отношение измеренного в Камиоканде-II потока борных нейтрино к предсказанному ССМ составило $0.46 \pm 0.13(stat.) \pm 0.08(syst.)$ [53]. Таким образом, результат Камиоканде-II подтвердил дефицит нейтрино от Солнца, полученный в радиохимических экспериментах.

Кроме того, в эксперименте Камиоканде-II было исследовано число нейтрино ν_μ , рожденных в верхних слоях земной атмосферы от распадов пионов и каонов, образованных в результате взаимодействия протонов космических лучей с атмосферой Земли. Пионы и каоны распадаются с образованием мюонного нейтрино (антинейтрино) и антимюона (мюона), который, в свою очередь, претерпевает распад на позитрон (электрон), электронное нейтрино (антинейтрино) и мюонное антинейтрино (нейтрино). Таким образом, поток мюонных нейтрино из атмосферы должен в два раза превышать поток электронных нейтрино. Камиоканде-II исследовал в общей сложности 277 событий

с атмосферными нейтрино. Результаты показали, что отношение наблюдаемого количества событий к расчетной величине составило 1.05 ± 0.11 для однокольцевых электроноподобных событий и 0.59 ± 0.07 для однокольцевых мюноподобных событий [54]. Таким образом, в эксперименте Камиоканде-II был зафиксирован дефицит потока мюонных нейтрино при неизменном потоке электронных нейтрино, что свидетельствовало о возможных осцилляциях атмосферных нейтрино на пути к Земле.

Усовершенствованным проектом Камиоканде-II стал черенковский детектор Супер-Камиоканде (СК) на основе чистой воды общей массой 50 килотонн [55]. Порог для регистрации электронов отдачи в СК был снижен до 4.5 МэВ. СК с увеличенной в 4 раза статистикой подтвердил результаты Камиоканде-II по наблюдаемому дефициту мюонных нейтрино [56]. Кроме того, результаты СК, показавшие зависимость числа зарегистрированных мюонных нейтрино от преодолеваемого ими расстояния [57], наряду с полученными ограничениями на параметры осцилляций ν_μ в ν_τ : $\sin^2 2\theta > 0.82$ и $5 \times 10^{-4} < \Delta m^2 < 6 \times 10^{-3} \text{ эВ}^2$, на уровне достоверности 90% подтвердили существование осцилляций атмосферных нейтрино [56].

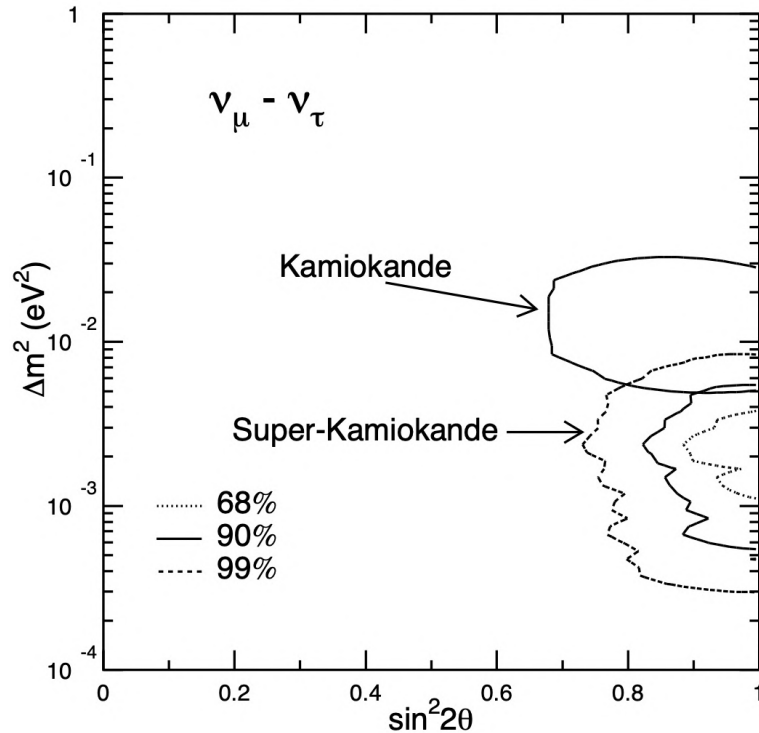


Рисунок 1.1 — Доверительные контуры 68%, 90% и 99%, полученные в эксперименте Супер-Камиоканде для параметров $\sin^2 2\theta$ и Δm^2 в случае смешивания нейтрино двух типов $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$, а также доверительный контур 90%, полученный в эксперименте Камиоканде [56].

Результаты СК для солнечных параметров осцилляций: $\sin^2 \theta_{12} = 0.334_{-0.023}^{+0.027}$, $\Delta m_{21}^2 = 4.8_{-0.8}^{+1.5} \times 10^{-5} \text{ эВ}^2$ [58]. Последние результаты измерений атмосферных параметров смешивания в СК с учетом ограничений реакторных экспериментов на $\sin^2 \theta_{13}$: $\sin^2 \theta_{23} = 0.45_{-0.03}^{+0.06}$ ($0.45_{-0.03}^{+0.08}$), $\Delta m_{32}^2 = 2.40_{-0.09}^{+0.07} \times 10^{-3} \text{ эВ}^2$ ($2.40_{-0.12}^{+0.06} \times 10^{-3} \text{ эВ}^2$) и $\delta_{CP} = -1.75_{-1.25}^{+0.76}$ ($1.75_{-1.22}^{+0.89}$) для нормальной (обратной) иерархии масс нейтрино [59]. СК отдает предпочтение нормальной иерархии масс на уровне достоверности 92.3% [59].

SNO

Проблема дефицита солнечных нейтрино была окончательно разрешена в эксперименте SNO (Sudbury Neutrino Observatory) [60, 61]. SNO представлял собой черенковский детектор на основе тяжелой воды в виде оксида дейтерия D_2O .

SNO был чувствителен ко всем трем типам нейтрино по реакции через нейтральные токи с пороговой энергией 2.2 МэВ (энергия связи дейтрона) с одинаковой вероятностью, что позволяло измерять суммарное число нейтрино трех типов. По реакции через заряженные токи с пороговой энергией 1.4 МэВ SNO был чувствителен только к электронным нейтрино. Кроме того, по реакции упругого рассеяния нейтрино на электроны, которое происходит как через заряженный, так и через нейтральный токи, SNO мог детектировать все три типа нейтрино, однако сечение такой реакции для электронного нейтрино в 6 раз превышало сечение для мюонного и тау нейтрино.

На Рисунке 1.2 представлены результаты измерений эксперимента SNO, полученные с добавлением соляной кислоты HCl в мишень D_2O , что повысило эффективность захвата нейтрона, образованного по реакции через нейтральные токи [62]. Результаты SNO: суммарный поток трех активных типов нейтрино, образованных в распаде 8B , от Солнца составил $4.94_{-0.21}^{+0.21}(\text{stat.})_{-0.34}^{+0.38}(\text{syst.})$, интегральный поток электронных нейтрино для неискаженного спектра 8B : $1.68_{-0.06}^{+0.06}(\text{stat.})_{-0.09}^{+0.08}(\text{syst.})$, поток нейтрино по каналу упругого рассеяния: $2.35_{-0.22}^{+0.22}(\text{stat.})_{-0.15}^{+0.15}(\text{syst.})$ [62]. Таким образом, было получено экспериментальное подтверждение того, что электронные нейтрино, которые являются

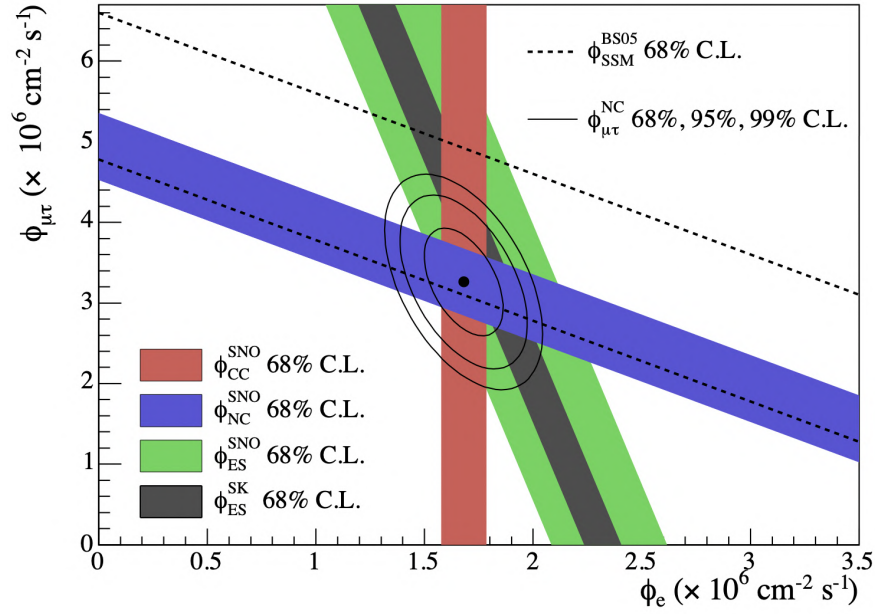


Рисунок 1.2 — Поток $\nu_\mu + \nu_\tau$ в зависимости от потока ν_e в эксперименте SNO. Суммарный поток ${}^8\text{B}$ нейтрино, соответствующий предсказаниям ССМ, показан пунктирной линией. Суммарный поток ${}^8\text{B}$ нейтрино, измеренный по реакции через нейтральные токи, показан сплошной фиолетовой полосой [62]. Результаты эксперимента Супер-Камиоканде показаны в виде сплошной серой полосы [63].

единственным типом нейтрино, возникающим в солнечном цикле, переходят в нейтрино других типов (ν_μ и ν_τ) при движении от Солнца к Земле.

Осцилляционные параметры, полученные в эксперименте SNO в случае смешивания нейтрино двух типов: $\Delta m^2 = (8.0^{+0.6}_{-0.4}) \times 10^{-5} \text{ эВ}^2$ и $\theta = 33.9^{+2.4}_{-2.2}$ градусов [62].

Реакторный эксперимент KamLAND

Независимое подтверждение осцилляций солнечных нейтрино было получено в реакторном эксперименте с длинной базой ~ 180 км KamLAND (Kamioka Liquid scintillator Anti-Neutrino Detector) [64–66], который был создан на месте Kamiokande-II.

Задача эксперимента заключалась в разрешении проблемы осцилляций солнечных нейтрино путем детектирования антинейтрино от японских и южнокорейских ядерных реакторов по реакции обратного β -распада (1.1). Ан-

тинейтрино регистрировалось по времени задержки между аннигиляционными γ -квантами с энергией 0.511 МэВ и γ -квантами с энергией 2.2 МэВ от захвата нейтрона протоном. За 150 дней эксперимента было зарегистрировано 54 антинейтрино, тогда как расчетная величина составляет 86 антинейтрино от ядерных реакторов. Отношение числа наблюдаемых событий с $\bar{\nu}_e$ от реактора к числу ожидаемых в отсутствие нейтринных осцилляций составило $0.611 \pm 0.085(stat.) \pm 0.041(syst.)$ для $E_\nu > 3.4$ МэВ [67]. Таким образом, в эксперименте KamLAND было проведено первое наблюдение исчезновения потока реакторных антинейтрино $\bar{\nu}_e$ на уровне достоверности 99.95%. Полученный дефицит в потоке антинейтрино от ядерных реакторов непосредственно указывал на существование нейтринных осцилляций.

Результаты эксперимента KamLAND в случае смешивания нейтрино трех типов с θ_{13} в качестве свободного параметра: $\Delta m_{21}^2 = 7.50_{-0.20}^{+0.19} \times 10^{-5}$ эВ², $\text{tg}^2 \theta_{12} = 0.452_{-0.033}^{+0.035}$ и $\sin^2 \theta_{13} = 0.020_{-0.016}^{+0.016}$ [68].

1.3 Ускорительные эксперименты с длинной базой

К2К

Эксперимент К2К (КЕК to Kamioka) [22, 23] — первый ускорительный эксперимент с длинной базой, нацеленный на изучение осцилляций мюонных нейтрино в области атмосферных параметров. За время набора данных, с 1999 по 2004 годы, интегральный поток протонов на мишени составил 1.05×10^{20} . В эксперименте К2К детектор Супер-Камиоканде (СК) использовался в качестве дальнего детектора. Ближний детектор включал в себя аналогичный СК черенковский детектор весом 1 килотонна и сегментированный сцинтилляционный детектор. Всего было зарегистрировано 112 событий, из которых 58 были идентифицированы как однокольцевые мюоноподобные события. При этом, энергия мюонов полностью выделялась во внутреннем детекторе СК. Ожидаемое число событий в СК в отсутствие осцилляций за все время набора статистики составило $158_{-8.6}^{+9.2}$ на основе измеренного числа нейтринных событий в ближнем детекторе массой 1 килотонна [28].

Результаты K2K: при $\sin^2 2\theta = 1.0$ допустимая область для разности квадратов масс Δm^2 составила $(1.9 - 3.5) \times 10^{-3} \text{ эВ}^2$ на уровне достоверности 90%. Отсутствие осцилляций исключено на уровне 4.3σ . Экспериментальные данные наиболее точно описывает величина: $\Delta m^2 = 2.8 \times 10^{-3} \text{ эВ}^2$ [24].

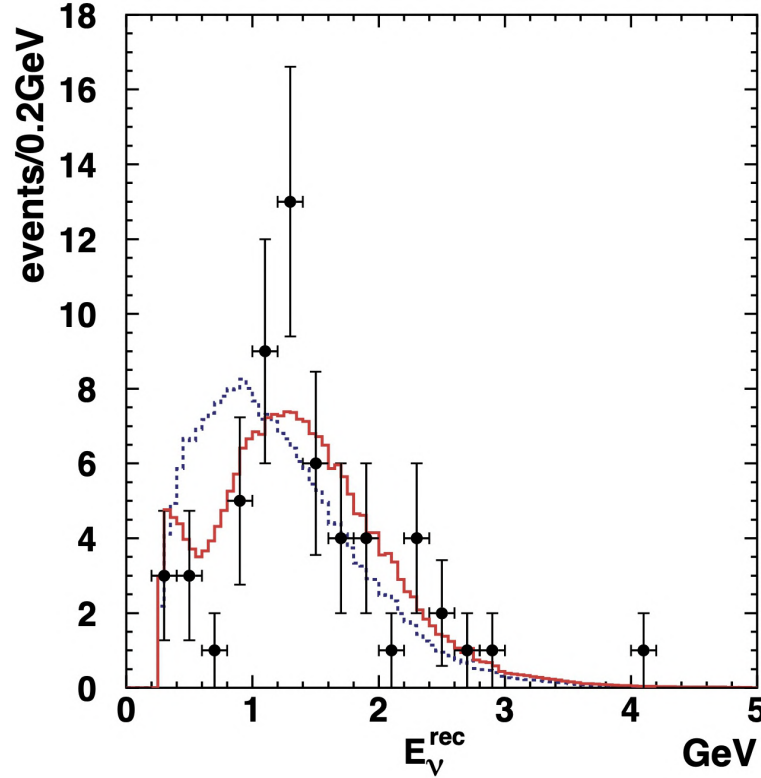


Рисунок 1.3 — Спектр восстановленной энергии нейтрино для 58-ми событий, идентифицированных как однокольцевые мюноподобные события в детекторе Супер-Камиоканде. Сплошная кривая показывает наилучшее соответствие экспериментального спектра с осцилляционными параметрами $\sin^2 2\theta = 1.0$ и $\Delta m^2 = 2.8 \times 10^{-3} \text{ эВ}^2$. Пунктирная кривая показывает ожидаемый спектр мюонных нейтрино в отсутствие осцилляций [24].

Таким образом, K2K подтвердил результат по осцилляциям атмосферных нейтрино, полученный ранее в эксперименте Супер-Камиоканде, а также открыл возможность изучения осцилляций нейтрино в ускорительных экспериментах с длинной базой.

MINOS

Эксперимент MINOS (Main Injector Neutrino Oscillation Search), расположенный в Национальной ускорительной лаборатории имени Э. Ферми (Фермилаб, США), производил набор данных с 2003 по 2012 годы с интегральным числом протонов на мишени: 10.71×10^{20} для пучка нейтрино и 3.36×10^{20} для пучка антинейтрино [69, 70]. MINOS был нацелен на измерение атмосферных параметров в нейтринных осцилляциях: θ_{23} и Δm_{32}^2 . В эксперименте были задействованы ближний и дальний детекторы, представляющие собой трековые сэмплинг-калориметры с чередующимися слоями сталь-сцинтиллятор. Детекторы были расположены на расстояниях 1 км и 725 км от протонной мишени. Мюонные нейтрино взаимодействовали с веществом детектора через заряженные токи: $\nu_{\mu} + Fe \rightarrow \mu^{-} + X$, порождая мюонный трек и адронный ливень, а также через нейтральные токи: $\nu_{\mu} + Fe \rightarrow \nu_{\mu}^{-} + X$, порождая только адронный ливень [28].

Результаты MINOS (Рисунок 1.4): $|\Delta m_{32}^2| = 2.40_{-0.09}^{+0.08} \times 10^{-3} \text{ эВ}^2$ (68%) и $\sin^2 \theta_{23} = 0.43_{-0.04}^{+0.20}$ (90%) для нормальной иерархии, и $|\Delta m_{32}^2| = 2.45_{-0.08}^{+0.07} \times 10^{-3} \text{ эВ}^2$ (68%) и $\sin^2 \theta_{23} = 0.42_{-0.03}^{+0.07}$ (90%) для обратной иерархии масс нейтрино [71].

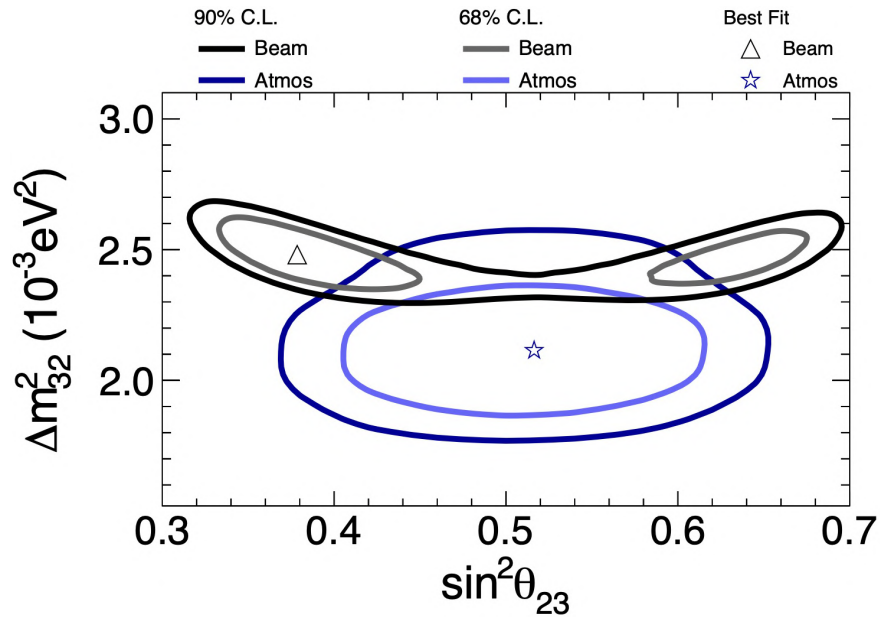


Рисунок 1.4 — Доверительные интервалы 68% и 90% для параметров Δm_{32}^2 и $\sin^2 \theta_{23}$, полученные в эксперименте MINOS на пучке и с атмосферными данными для нормальной иерархии масс нейтрино [71].

OPERA

Эксперимент OPERA (Oscillation Project with Emulsion-tRacking Apparatus), расположенный в подземной лаборатории Гран Сассо (Италия), исследовал появление тау-нейтрино в пучке мюонных нейтрино из ЦЕРНа с длиной пролетной базы 730 км [72, 73]. Набор данных проводился с 2008 по 2012 годы с интегральным числом протонов на мишени: 17.97×10^{19} [74]. В эксперименте был задействован только дальний детектор, включающий в себя два супер-модуля с чередующимися пластинами из пассивного (железо, свинец) и активного (ядерная эмульсия) материалов. Основной реакцией для детектирования ν_τ являлась реакция казиупругого рассеяния: $\nu_\tau + n \rightarrow \tau + p$, для реализации которой минимальная энергия нейтрино составляет ~ 3.5 ГэВ [28]. OPERA наблюдал первое появление ν_τ в пучке мюонных нейтрино в 2010 году [75].

Результаты OPERA: открытие осцилляций $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ подтверждено на уровне 6.1σ [74]. При условии $\sin^2 \theta_{23} = 1$, получен первый результат для разности квадратов масс $|\Delta m_{32}^2| = 2.7_{-0.6}^{+0.7} \times 10^{-3}$ эВ² в эксперименте “на появление” с точностью 20% [74]. Сечение взаимодействия ν_τ через заряженные токи на свинцовой мишени составило $5.1_{-2.0}^{+2.4} \times 10^{-36}$ см² с фиксированным значением $|\Delta m_{32}^2| = 2.50 \times 10^{-3}$ эВ² [73]. Последние ограничения на атмосферные параметры осцилляций: $|\Delta m_{32}^2| < 4.1 \times 10^{-3}$ эВ² для нормальной и обратной иерархий масс нейтрино на уровне достоверности 90%, $\theta_{23} = 0.78_{-0.31}^{+0.32}$ радиан на уровне 1σ [76].

NOvA

NOvA (NuMI Off-axis ν_e Appearance) [27] — ускорительный эксперимент с длинной базой второго поколения, нацеленный на определение иерархии масс нейтрино с использованием пучков мюонных нейтрино и антинейтрино, а также на измерение CP-нарушающей фазы δ_{CP} и октанта угла смешивания θ_{23} . NOvA использует пучок мюонных нейтрино NuMI (Neutrinos at the Main Injector), отклоненный от оси протонного пучка ускорительного комплекса Fermilab на

угол 14.6 мрад, с пиковой энергией 1.8 ГэВ. Набор данных на пучке мюонных антинейтрино выполнялся с 2016 по 2019 годы с интегральным числом протонов на мишени: 12.5×10^{20} , на пучке мюонных нейтрино — с 2014 по 2020 годы с интегральным числом протонов на мишени: 13.6×10^{20} .

В эксперименте используются два детектора: ближний детектор весом 0.3 кт, расположенный на расстоянии 1 км от мишени на глубине 100 м под землей, и дальний детектор весом 14 кт, расположенный на расстоянии 810 км от мишени. Детекторы представляют собой высоко-сегментированные трековые калориметры и состоят из 20,000 ячеек (ближний детектор) и 344,000 ячеек (дальний детектор) из экструдированного пластика (поливинилхлорида) с высокой отражающей способностью, заполненных жидким сцинтиллятором. Размер одной ячейки: $3.9 \times 6.0 \times 1550 \text{ см}^3$.

Результаты NOvA: эксперимент отдает предпочтение нормальной иерархии масс на уровне 1.0σ и верхнему октанту $\theta_{23} > \pi/4$ на уровне 1.2σ со следующими ограничениями на атмосферные параметры осцилляций и CP-нарушающую фазу: $\Delta m_{32}^2 = (2.41 \pm 0.07) \times 10^{-3} \text{ эВ}^2$, $\sin^2 \theta_{23} = 0.57_{-0.04}^{+0.03}$ и $\delta_{CP} = 0.82_{-0.87}^{+0.27}\pi$ [8].

1.4 Реакторные эксперименты

Реакторные эксперименты регистрируют $\bar{\nu}_e$ от реакторов на атомных станциях по реакции обратного β -распада (1.1). В качестве мишени в экспериментах используется жидкий сцинтиллятор с добавлением гадолиния. Позитрон от β -распада взаимодействует с веществом мишени, испуская аннигиляционные γ -кванты, что дает мгновенный сигнал с энергией в диапазоне 1-8 МэВ для оценки энергии антинейтрино: $E_{\bar{\nu}_e} \sim E_{e^+} + 0.8 \text{ МэВ}$. Нейтрон после термализации захватывается ядром гадолиния с испусканием γ -лучей, суммарная энергия которых составляет $\sim 8 \text{ МэВ}$, что формирует запаздывающий сигнал $\sim 30 \text{ мкс}$ [31, 77].

Основной целью реакторных экспериментов с длиной пролетной базы $\sim 1 \text{ км}$ является измерение угла смешивания θ_{13} по каналу “на исчезновение”, поскольку вероятность “выживания” электронных антинейтрино определяется

величиной θ_{13} [33, 37]:

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) \simeq 1 - \sin^2(2\theta_{13}) \sin^2(1.267\Delta m_{31}^2 L/E), \quad (1.20)$$

$$\Delta m_{31}^2 = \Delta m_{32}^2 \pm \Delta m_{21}^2,$$

где L — расстояние в метрах от источника антинейтрино до реактора, E — энергия антинейтрино в МэВ.

Эксперимент Double Chooz [30, 31] измеряет $\bar{\nu}_e$ от двух реакторов, расположенных на атомной электростанции Chooz, с тепловой мощностью 4.25 ГВт. Double Chooz состоит из двух детекторов с идентичной структурой: один вблизи максимума колебаний на расстоянии ~ 1.05 км от реакторов, другой на расстоянии ~ 400 м от реакторов. Первое указание на ненулевую величину θ_{13} было получено в 2011 году [21]. Результат эксперимента Double Chooz: $\sin^2(2\theta_{13}) = 0.105 \pm 0.014$ [32].

Эксперимент Daya Bay [34, 35] состоит из 8 детекторов антинейтрино идентичной конструкции, которые регистрируют $\bar{\nu}_e$ в общей сложности от шести реакторов мощностью 2.9 ГВт. Детекторы расположены в двух ближних и одном дальнем экспериментальных залах на расстояниях ~ 500 м и ~ 1.6 км от реакторов. Первое указание на ненулевую величину θ_{13} было получено в 2012 году [33]. Кроме того, Daya Bay оценил эффективную разность квадратов масс Δ_{ee} через искажение энергетического спектра $\bar{\nu}_e$ с использованием замены $(\cos^2 \theta_{12} \sin^2 \Delta_{31} + \sin^2 \theta_{12} \sin^2 \Delta_{32})$ на $\sin^2 \Delta_{ee}$:

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) = 1 - \cos^4 \theta_{13} \sin^2 \theta_{12} \sin^2 \Delta_{21} - \sin^2 2\theta_{13} (\cos^2 \theta_{12} \sin^2 \Delta_{31} + \sin^2 \theta_{12} \sin^2 \Delta_{32}) \simeq 1 - \cos^4 \theta_{13} \sin^2 \theta_{12} \sin^2 \Delta_{21} - \sin^2 \theta_{13} \sin^2 \Delta_{ee}, \quad (1.21)$$

где $\Delta_{ji} = 1.267\Delta m_{ji}^2(\text{эВ}^2)[L(\text{м})/E(\text{МэВ})]$ [78]. Результаты эксперимента Daya Bay за 3158 дней сбора данных (Рисунок 1.5): $\sin^2(2\theta_{13}) = 0.0851 \pm 0.0024$, $\Delta m_{32}^2 = (2.466 \pm 0.060) \times 10^{-3} \text{ эВ}^2$ ($\Delta m_{32}^2 = -(2.571 \pm 0.060) \times 10^{-3} \text{ эВ}^2$) для нормальной (обратной) иерархии масс нейтрино, $\Delta m_{ee}^2 = (2.519 \pm 0.060) \times 10^{-3} \text{ эВ}^2$ [36].

Эксперимент RENO (Reactor Experiment for Neutrino Oscillation) [37] регистрирует антинейтрино от шести реакторов мощностью 2.8 ГВт на атомной электростанции Yonggwang в Корее. RENO состоит из двух идентичных детекторов, расположенных на расстояниях 294 м и 1383 м от реакторов. Результаты эксперимента RENO за ~ 2200 дней сбора данных: $\sin^2(2\theta_{13}) =$

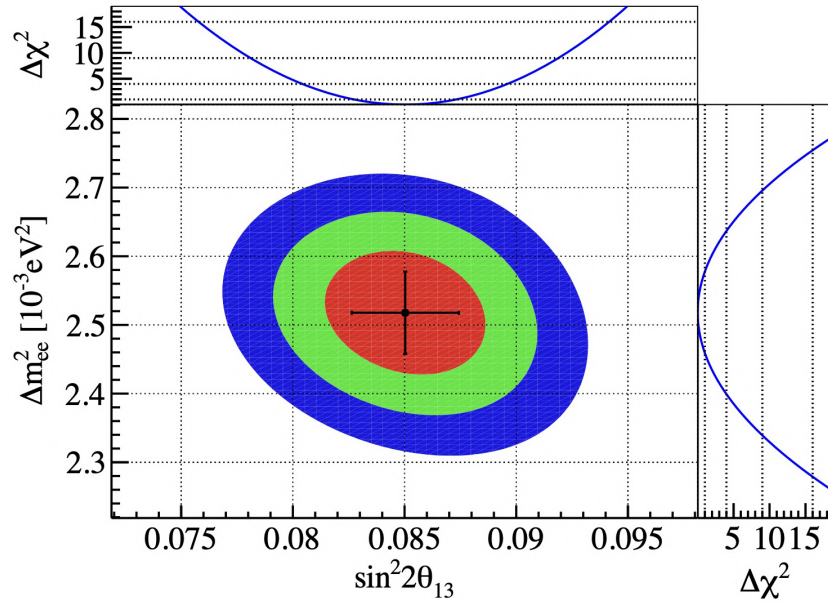


Рисунок 1.5 — Результаты эксперимента Daya Bay за 3158 дней сбора данных [36].

$0.0896 \pm 0.0048(stat.) \pm 0.0047(syst.)$ и $\Delta m_{ee}^2 = [2.68 \pm 0.12(stat.) \pm 0.07(syst.)] \times 10^{-3} \text{ эВ}^2$ [38].

1.5 Выводы по Главе 1

Открытие нейтринных осцилляций в экспериментах с солнечными, атмосферными, реакторными и ускорительными нейтрино предоставило убедительные доказательства ненулевых масс нейтрино и лептонного смешивания. По результатам экспериментов получены следующие ограничения на параметры осцилляций [3]:

- солнечные параметры: $\sin^2 \theta_{12} = 0.307_{-0.012}^{+0.013}$, $\Delta m_{21}^2 = (7.53 \pm 0.18) \times 10^{-5} \text{ эВ}^2$,
- атмосферные параметры: $\sin^2 \theta_{23} = 0.558_{-0.021}^{+0.015}$ ($0.553_{-0.024}^{+0.016}$) в предположении нормальной (обратной) иерархии масс нейтрино, $\Delta m_{32}^2 = (2.455 \pm 0.028) \times 10^{-3} \text{ эВ}^2$ для нормальной и $(-2.529 \pm 0.029) \times 10^{-3} \text{ эВ}^2$ для обратной иерархий масс нейтрино,
- реакторный угол смешивания: $\sin^2 \theta_{13} = 0.0219 \pm 0.0007$,
- фаза CP-нарушения: $\delta_{CP} = 1.19 \pm 0.22\pi$ радиан.

Измеренная в реакторных экспериментах, отличная от нуля, величина угла θ_{13} открыла возможность для поиска и измерения CP-нарушения в лептонном секторе в экспериментах с длинной базой следующего поколения, таких как T2K и NOvA.

Согласно последним результатам экспериментов с длинной базой для нормальной иерархии масс нейтрино, эксперимент T2K наблюдает CP-нарушение близкое к максимальному с $\delta_{CP} \sim -\pi/2$ [6], NOvA, напротив, склоняется к сохранению CP-четности [8]. Кроме того, остается открытым вопрос знака Δm_{32}^2 , определяющего иерархию масс нейтрино, и октанта θ_{23} . Последние результаты T2K, NOvA и Супер-Камиоканде отдают предпочтение нормальной иерархии масс нейтрино [12].

Глава 2. Эксперимент T2K

В **Главе 2** приведено детальное описание эксперимента T2K и его основных элементов, также выделены преимущества используемой в эксперименте концепции внеосевого пучка нейтрино. Кроме того, приведены последние ограничения T2K для атмосферных параметров осцилляций: Δm_{32}^2 и θ_{23} , угла смешивания θ_{13} и CP-нечетной фазы δ_{CP} .

2.1 Схема эксперимента T2K и концепция внеосевого пучка нейтрино

T2K (Tokai to Kamioka) [79] — первый ускорительный эксперимент с длинной базой второго поколения, нацеленный на изучение нейтринных осцилляций на пучке мюонных нейтрино от ускорительного комплекса J-PARC (Japan Proton Accelerator Research Complex). Основными элементами T2K являются нейтринный канал, комплекс ближних детекторов ND280 [80], расположенный на расстоянии 280 м от протонной мишени, и дальний детектор Супер-Камиоканде (СК) [55], расположенный на расстоянии 295 км от J-PARC. Схема эксперимента T2K показана на Рисунке 2.1. Комплекс ближних детекторов

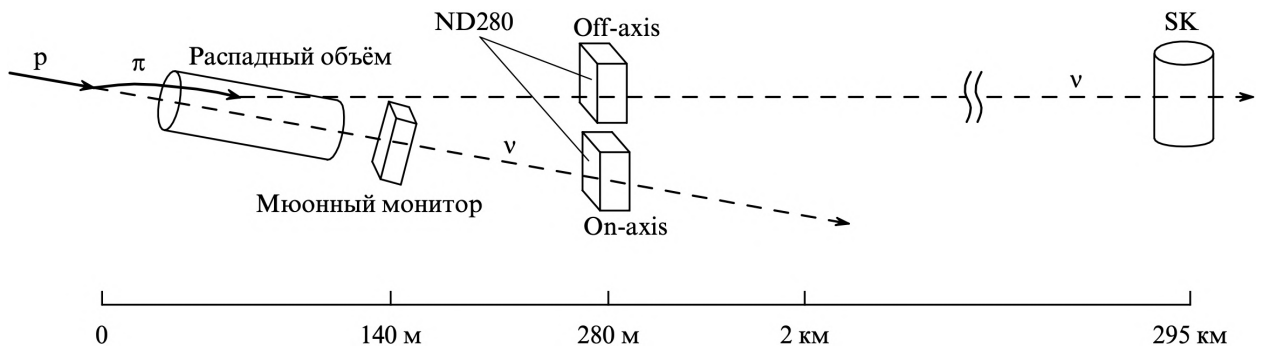


Рисунок 2.1 — Схема эксперимента T2K [80].

включает монитор нейтринного пучка INGRID (Interactive Neutrino GRID), расположенный на оси протонного пучка, и детектор ND280, расположенный на оси, соединяющей распадный объем и дальний детектор СК, то есть под углом 2.5 градуса к оси протонного пучка.

В качестве источника мюонных нейтрино используется пучок протонов высокой интенсивности, генерируемый протонным синхротроном ускорительного комплекса J-PARC, с энергией 30 ГэВ. В результате ядерных взаимодействий пучка протонов с графитовой мишенью образуются вторичные частицы, преимущественно пионы и каоны, которые фокусируются тремя тороидальными импульсными магнитами (горнами) [81] в направлении распадного объема длиной ~ 96 м, в котором претерпевают распад с образованием мюона и мюонного нейтрино. За распадным объемом следует бетонный поглотитель, который задерживает все адроны, а также мюоны с импульсом ниже 5 ГэВ/с.

В эксперименте T2K была впервые принята концепция квазимоноэнергетичного внеосевого (off-axis) пучка нейтрино, отклоненного от оси протонного пучка на угол $\Theta = 2.5^\circ$ [28, 82]. Выбор такой концепции позволяет получить достаточно чистый пучок мюонных нейтрино в узком диапазоне энергий, а также настроить его на первый осцилляционный максимум с $\Delta m_{32}^2 \simeq 2.4 \times 10^{-3}$ эВ² и пиковой энергией 600 МэВ. На Рисунке 2.2 представлены расчетные спектры мюонных нейтрино для четырех значений угла Θ : 0° , 2° , 2.5° и 3° .

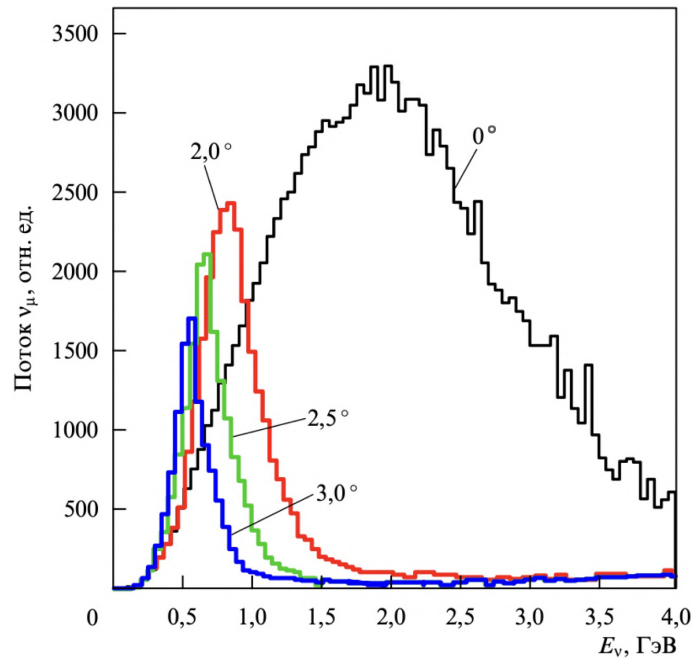


Рисунок 2.2 — Расчетные спектры мюонных нейтрино для различных углов относительно оси протонного пучка [28].

Одной из главных задач эксперимента является поиск нового источника нарушения комбинированной зарядово-пространственной CP-четности в нейтринном (лептонном) секторе, что является необходимым элементом для объяснения физических явлений, выходящих за рамки Стандартной Модели,

в частности, барионной асимметрии Вселенной. Еще одной задачей Т2К является прецизионное измерение атмосферных параметров осцилляций, таких как разность квадратов масс массовых состояний Δm_{32}^2 с точностью $\delta(\Delta m_{32}^2) \sim 10^{-4} \text{ эВ}^2$ и угол смешивания между массовыми и активными состояниями нейтрино θ_{23} с точностью $\delta(\sin^2 2\theta_{23}) \sim 0.01$, а также измерение угла смешивания θ_{13} с чувствительностью $\delta(\sin^2 2\theta_{13}) \sim 0.006$ (на уровне достоверности 90%) [20].

2.2 Монитор нейтринного пучка

Монитор нейтринного пучка INGRID (Interactive Neutrino GRID) [83], расположенный на оси протонного пучка, измеряет профиль и контролирует направление и интенсивность пучка нейтрино до предполагаемых осцилляций. INGRID состоит из 14-ти идентичных модулей, расположенных в виде креста (7 + 7), и двух дополнительных внеосевых модулей для проверки осевой симметрии нейтринного пучка (Рисунок 2.3).

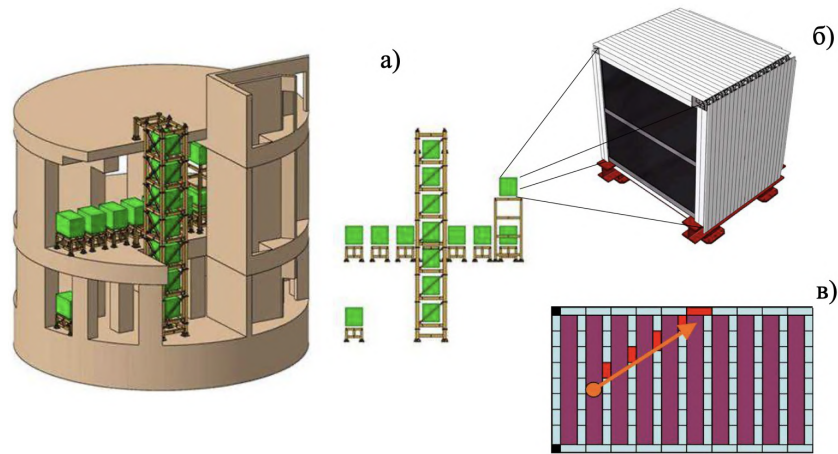


Рисунок 2.3 — (а) Общий вид монитора нейтринного пучка INGRID; (б) один из 16-ти сэндвич-модулей; (в) пример взаимодействия мюонного нейтрино через заряженный ток с образованием трека мюона [80].

Каждый модуль имеет сэндвич-структуру из 9-ти слоев железа в качестве мишени, чередующихся с 11-ю трековыми сцинтилляционными плоскостями, и окружен вето-системой из четырех сцинтилляционных плоскостей. Трековые плоскости и плоскости для вето-системы состоят из

сцинтилляционных пластин, изготовленных методом экструзии из полистирола, легированного 1% PPO (2,5-дифенилоксазолом) и 0.03% POPOP (1,4-бис(5-фенил-2-оксазоллил)бензолом), со светоотражающим покрытием на основе TiO_2 . Отверстие диаметром около 3-х мм в центре стержня предназначено для установки спектросмещающего WLS (Wave-Length Shifting) волокна для сбора света. Тип волокна в INGRID: Kuraray Y-11(200)M диаметром 1.0 мм. В качестве приемника используется микропиксельный счетчик фотонов MPPC (Multi Pixel Photon Counter) Hamamatsu S10362-13-050C. Общий вес INGRID составляет около 160 тонн.

2.3 Детектор ND280

Детектор ND280 предназначен для измерения потока, энергетического спектра и состава нейтринного пучка до предполагаемых осцилляций, а также для измерения нейтринных сечений на нуклонах и легких ядрах. До модернизации ND280 состоял из следующих элементов (Рисунок 2.4): магнит UA1, детектор нейтральных пионов PØD (π^0 Detector) [84], электромагнитный калориметр ECal (Electromagnetic CALorimeter) [85], детектор пробега мюонов SMRD (Side Muon Range Detector) [86], а также трековой части: три время-проекционные камеры TPCs (Time Projection Chambers) [87], чередующиеся с двумя высоко-сегментированными детекторами FGDs (Fine-Grained Detectors) [88]. Магнит UA1 обеспечивает дипольное магнитное поле величиной 0.2 Тл, что позволяет измерять импульсы с хорошим разрешением и определять знак заряженных частиц, образующихся при взаимодействии нейтрино с веществом детектора. Размеры ND280: 6.5(длина) \times 2.6(ширина) \times 2.5(высота) м³.

Все детекторы в составе ND280 используют волокна WLS Kuraray Y-11 [89] для передачи светового сигнала со сцинтилляционных пластин на MPPCs Hamamatsu (S10362-13-050C) [90]. Типы используемых WLS волокон: Y-11(175) S-35 J (PØD), Y-11(200) S-35 J (FGDs), Y-11(200) CS-35 J (ECal) и Y-11(150) S-70 S (SMRD).

Материалом, используемым в сцинтилляционных пластинах для PØD, FGDs и ECal, является полистирол Dow Styron 663 (W), легированный 1% PPO и 0.03% POPOP. Сцинтилляционные пластины для PØD, FGDs и ECal покры-

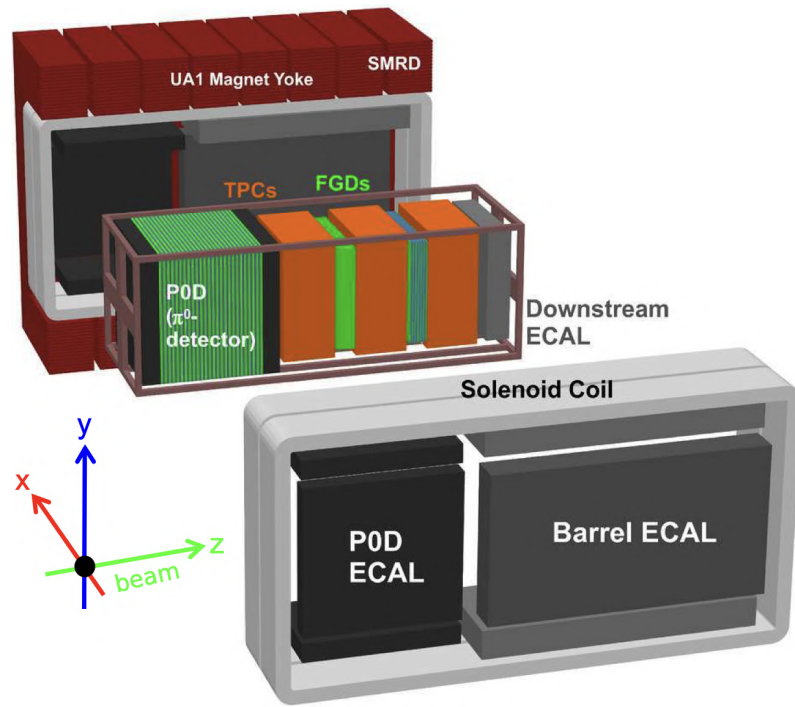


Рисунок 2.4 — Схема ближнего нейтринного детектора ND280 до модернизации в эксперименте T2K [85].

ты диффузным отражателем с содержанием TiO_2 15-20%. Сцинтилляционные пластины для SMRD изготовлены из полистирола, легированного 1.5% РТР (1,4-дифенилбензолом) и 0.01% РОРОР, и покрыты отражающим слоем путем химического травления поверхности пластины. Пластины были изготовлены компанией «Унипласт» (Владимир, Россия).

Детектор нейтральных пионов

Детектор нейтральных пионов PØD [84] измеряет сечения взаимодействия нейтрино на нуклонах воды через нейтральный ток с образованием π^0 :

$$\nu_\mu + N \rightarrow \nu_\mu + \pi^0 + N, \quad (2.1)$$

где N – нуклон. Идентификация π^0 имеет высокую значимость в определении фона при измерении спектра электронных нейтрино в дальнем детекторе Супер-Камиоканде. Это связано с тем, что распад π^0 на два гамма-кванта является одним из основных фоновых процессов, при котором один из γ -квантов может быть ошибочно идентифицирован как электрон от квазиупругого рассеяния электронного нейтрино.

В центральной части детектора находится водная мишень, состоящая из чередующихся слоев воды и трековых плоскостей, разделенных латунными пластинами с целью эффективной регистрации фотонов. В передней и задней частях детектора расположены электромагнитные калориметры, выступающие в качестве активной вето-системы, в виде 7 трековых модулей каждый, с чередующимися слоями сцинтиллятора и свинцовых листов толщиной 4 мм. Всего PØD содержит 40 трековых модулей, каждый из которых состоит из двух наборов сцинтилляционных пластин треугольного сечения, расположенных в X и Y направлениях перпендикулярно оси пучка. Каждый PØD-модуль содержит 134 вертикальных пластины длиной 2.272 мм и 126 горизонтальных — длиной 2.133 мм. На электромагнитные калориметры приходится 14 таких модулей, на водную мишень — 26. В каждой сцинтилляционной пластине имеется одно коаксиальное отверстие диаметром 2.6 мм для установки WLS волокна диаметром 1.0 мм. Один конец волокна с вакуумным напылением алюминия переотражает свет, а другой считывается MPPC Hamamatsu. Всего задействовано 10,400 каналов считывания. Активная область PØD составляет $2103 \times 2239 \times 2400$ мм³, общая масса детектора — 16.1 тонны, масса водной мишени — 3 тонны.

Время-проекционные камеры TPCs

Три время-проекционные камеры TPCs [87] в составе трековой части ND280 измеряют заряды и импульсы заряженных частиц от нейтринных взаимодействий, что позволяет определять частоту событий как функцию энергии нейтрино до начала осцилляций. Кроме того, по энергии, оставленной каждой частицей в веществе, в совокупности с измеренным импульсом возможна селекция типов заряженных частиц, в частности, определение относительного содержания электронных нейтрино в пучке.

Каждая TPC (Рисунок 2.5) состоит камеры с газовой смесью на основе аргона, расположенной внутри внешней камеры. Между стенками камер в качестве изолирующего газа содержится CO₂. Внутренние стенки TPC изготовлены из композитных панелей с медной обшивкой G10, что обеспечивает однородное электрическое поле дрейфа, внешние — из алюминия. Заряженные частицы, проходящие через TPC, создают в газе электроны ионизации, которые дрейфу-

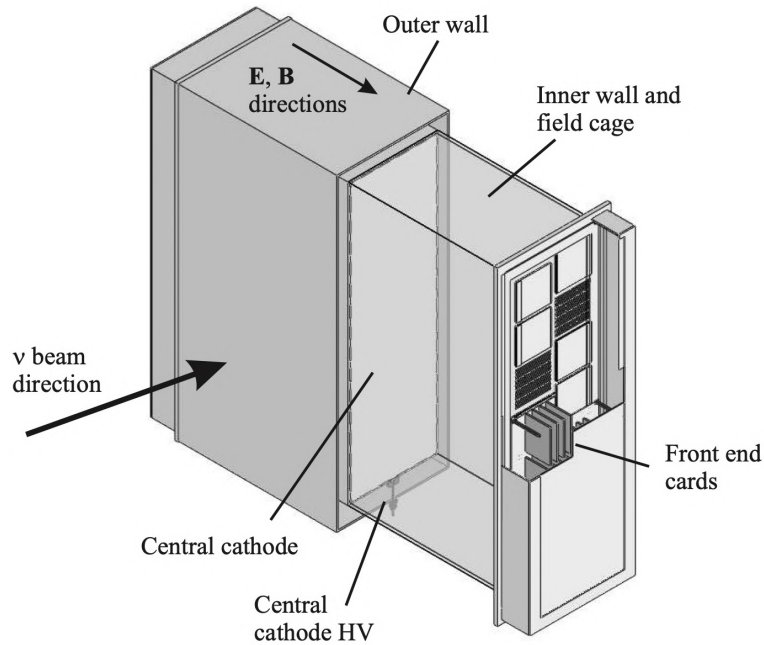


Рисунок 2.5 — Схематичный вид время-проекционной камеры TPC (Time Projection Chamber) [87].

ют от центрального катода к одной из плоскостей считывания, где электроны умножаются и отбираются с помощью детекторов Micromegas с размером анодной ячейки $7.0 \times 9.8 \text{ мм}^2$. В трех TPCs задействованы в общей сложности 72 модуля Micromegas ($\sim 124,000$ каналов) с активной площадью $342 \times 359 \text{ мм}^2$ каждый, что составляет почти 9 м^2 активной поверхности. Внешний размер TPC составляет $2.3 \times 2.4 \times 1.0 \text{ м}^3$. Пространственное разрешение $\sim 0.7 \text{ мм}$. Энергетическое разрешение при измерении dE/dx составляет $7.8 \pm 0.2 \%$, что позволяет идентифицировать мюоны и электроны на уровне 5σ в диапазоне импульсов $0.3\text{--}1.0 \text{ ГэВ}/c$.

Высоко-сегментированные детекторы FGDs

Два высоко-сегментированных детектора FGDs [88] в составе трековой части ND280 выступают в роли нейтринной мишени, а также отслеживают заряженные частицы, рожденные в вершине нейтринных взаимодействий. FGDs состоят из экструдированных сцинтилляционных пластин размером $9.61 \times 9.61 \times 1864.3 \text{ мм}^3$, ориентированных перпендикулярно оси пучка в направлениях X и Y. Пластины организованы в модули. Каждый XY-модуль состоит из двух

слоев. Первый слой содержит 192 вертикальных пластины, второй — 192 горизонтальных пластины. FGD1 содержит 15 таких модулей, FGD2 — 7. В FGD2 XY-модули чередуются с 6 модулями, заполненными водой, толщиной 2.5 см. Внешний размер каждого FGD составляет $230 \times 240 \times 36.5 \text{ см}^3$ с содержанием материала мишени 1.1 тонна. Пластины покрыты отражателем, содержащим TiO_2 , толщиной $0.25 \pm 0.05 \text{ мм}$ и имеют центральное отверстие диаметром $1.8 \pm 0.3 \text{ мм}$ для установки WLS оптоволокна. Свет с одного конца волокна регистрируется MPPC, другой конец покрыт отражателем с помощью вакуумного напыления алюминия.

Такая конфигурация двух детекторов FGDs позволяет проводить измерения сечений нейтринных взаимодействий на углероде и на воде, сравнивая события в двух детекторах.

Электромагнитный калориметр ECal

Электромагнитный калориметр ECal [85], расположенный внутри дипольного магнита UA1, дополняет внутренние детекторы ND280 (PØD, TPCs, FGDs) для полной реконструкции событий посредством детектирования фотонов и измерения их энергии и направления, а также детектирования и идентификации заряженных частиц. ECal состоит из 13 независимых модулей трех типов: объем трекера с четырех сторон окружен шестью модулями Barrel-ECal, расположенными параллельно оси пучка, один модуль Ds-ECal закрывает выход из объема трекера и шесть модулей PØD-ECal, расположенных параллельно оси пучка, окружают объем PØD с четырех сторон. Ds-ECal расположен в том же объеме, что и внутренние детекторы. Остальные 12 модулей ECal установлены внутри магнита UA1.

В качестве активного материала в ECal используются слои пластиковых сцинтилляционных пластин с сечением $40 \times 10 \text{ мм}^2$, разделенных листами свинцового поглотителя толщиной 1.75 мм (Barrel-ECal и Ds-ECal) и 4.00 мм (PØD-ECal), что позволяет регистрировать частицы, выходящие из внутреннего объема ND280. Каждая пластина имеет отверстие диаметром 2 мм для установки WLS волокна. Еще одной функцией ECal является восстановление π^0 , образующихся во взаимодействиях нейтрино внутри трековой части ND280.

В случае рождения π^0 внутри PØD, PØD-ECal дополняет реконструкцию в PØD информацией об утечке энергии.

Детектор пробега мюонов SMRD

SMRD [86] детектирует мюоны, вылетающие под большими углами относительно направления пучка, и измеряет их импульсы, а также является триггером мюонов космических лучей, что помогает идентифицировать связанные с пучком взаимодействия.

Детектор SMRD состоит из 440 сцинтиляционных модулей, которые установлены в воздушных зазорах диаметром 1.7 см между железными пластинами толщиной 4.8 см, образующими хомуты магнита UA1. Магнит UA1 содержит 16 С-образных хомутов, которые сгруппированы попарно, образуя кольцо, окружающее внутренние детекторы ND280 с четырех сторон. 192 горизонтальных модуля состоят из четырех сцинтиляционных счетчиков с размерами $875 \times 167 \times 7$ мм³, 248 вертикальных модуля состоят из пяти сцинтиляционных счетчиков с размерами $875 \times 175 \times 7$ мм³. Схематичный вид счетчика SMRD показан на Рисунке 2.6. В каждом счетчике вырезана S-образная канавка с

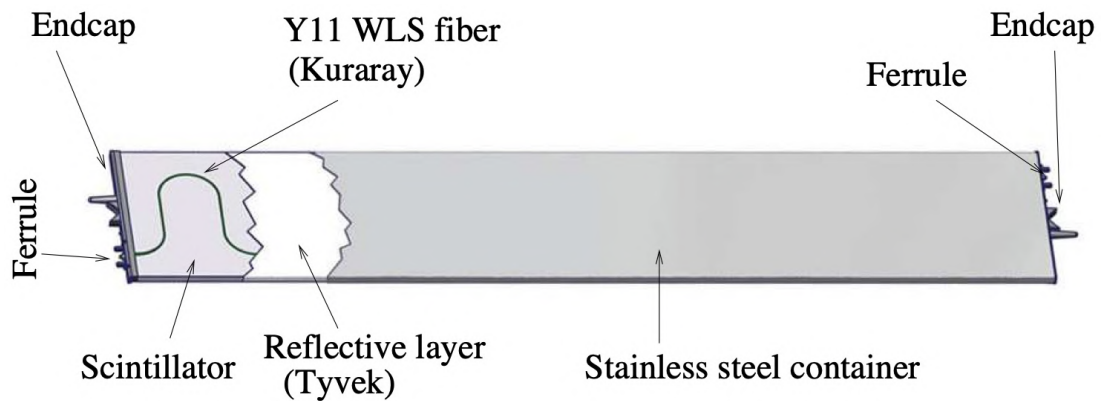


Рисунок 2.6 — Схематичный вид сцинтиляционного счетчика в детекторе SMRD (Side Muon Range Detector) [86].

радиусом изгиба 2.9 см и глубиной 2.5 мм, которая углубляется на противоположных концах до 4 мм. Двухслойное WLS волокно Kuraray Y-11 диаметром 1.0 мм вклеено с помощью Viscon BC600 в каждую канавку и выходит с обеих сторон сцинтиллятора через наконечник, который является частью торцевой

крышки. Сцинтилляционные счетчики обернуты слоем Tyvek [91] толщиной 0.1 мм для повышения светового выхода примерно на 15%.

2.4 Дальний детектор Супер-Камиоканде

Супер-Камиоканде (СК), расположенный на расстоянии 295 км от J-PARC, выполняет в эксперименте T2K роль дальнего детектора нейтрино [55, 58, 92]. СК представляет собой черенковский детектор на основе сверхчистой воды общей массой 50 килотонн. Активная масса детектора составляет 22.5 килотонны. Детектор расположен под землей на глубине 1 км в шахте Камиока в виде цилиндрического бака диаметром 39 м и высотой 42 м (Рисунок 2.7). Внутренний объем детектора просматривается фотоэлектронными умножи-

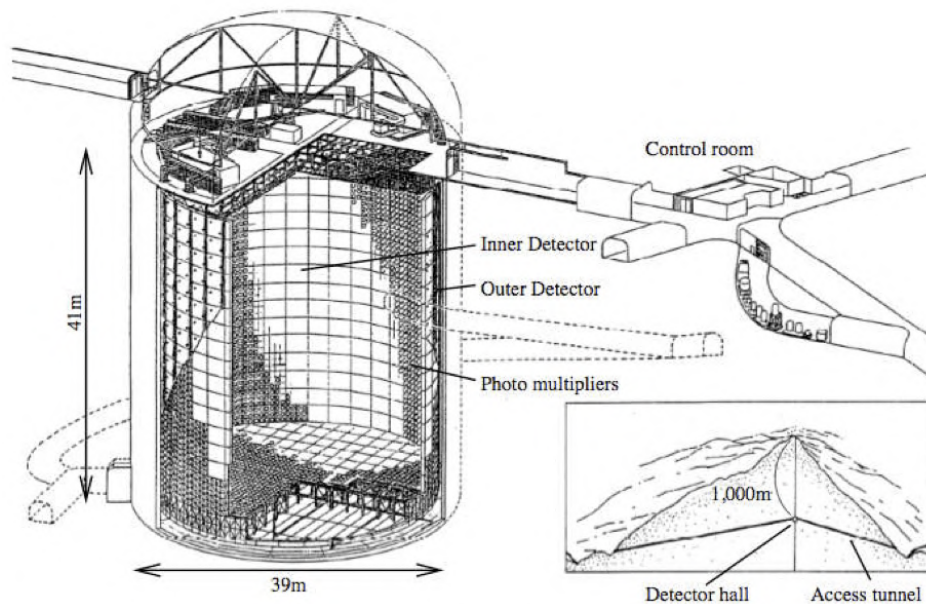


Рисунок 2.7 — Схематическое изображение детектора Супер-Камиоканде [79].

телями (ФЭУ) в количестве 11129 с диаметром фотокатода 50 см, при этом активная часть ФЭУ составляет 40% всей поверхности детектора. Внешний оптически изолированный объем детектора просматривается 1885 ФЭУ с диаметром фотокатода 20 см.

СК способен к регистрации нейтрино в энергетическом диапазоне от 4.5 МэВ до 1 ТэВ. Детектор обладает способностью различать электронные и мюонные нейтрино по типу черенковских колец: электроноподобное (e-like) или мюноподобное (μ -like) кольца (Рисунок 2.8). Кольцо μ -like имеет более четкие

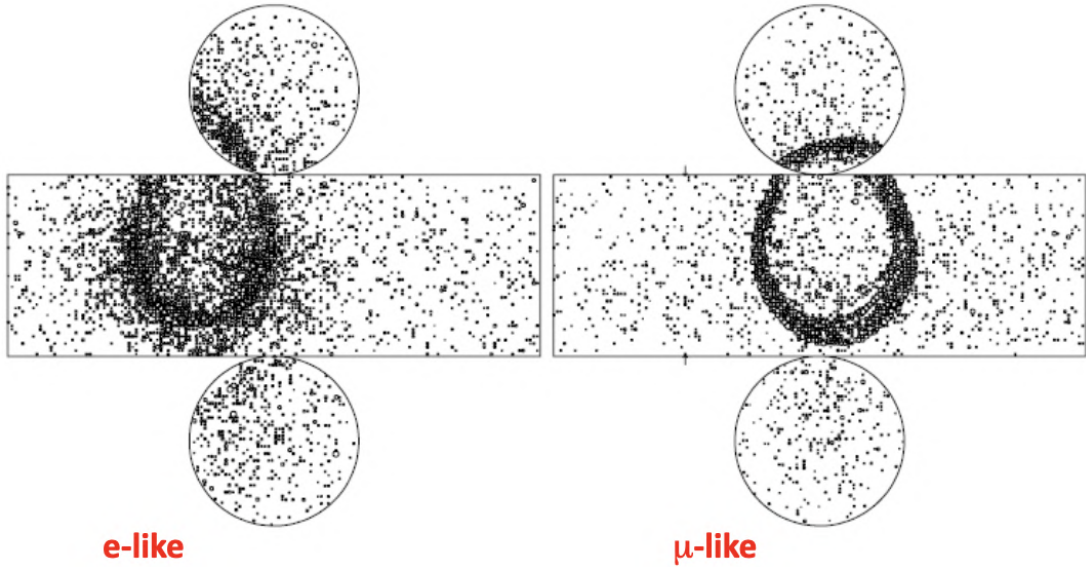


Рисунок 2.8 — Электроподобное (e-like) и мюноподобное (μ -like) кольца черенковского излучения в детекторе Супер-Камиоканде.

контуры вследствие отсутствия электромагнитных ливней. Размер, форма и направление черенковского конуса используются для идентификации событий.

2.5 Результаты эксперимента T2K

Эксперимент T2K начал набор данных в 2010 году. Всего за период с марта 2010 года по апрель 2021 было проведено 11 физических сеансов. Первое указание на появление ν_e в пучке ν_μ было получено в 2011 году [25] с интегральным числом протонов на мишени 1.43×10^{20} : шесть событий с электронными нейтрино были зарегистрированы в дальнем детекторе СК на уровне 2.5σ при ожидаемом фоне $1.5 \pm 0.3(syst.)$.

Поиск CP-нарушения в лептонном секторе

Впервые эффект нарушения CP-симметрии в слабых взаимодействиях экспериментально наблюдался в 2π -распаде нейтральных K_2^0 мезонов в 1964 году в Брукхейвенской лаборатории (США) [93]. Физический эффект CP-нарушения определяется инвариантом Jarlskog $J_{CP,\nu}$, параметризованным CP-нарушающей

фазой, как $\sin \delta_{CP}$, и тремя углами смешивания [94]:

$$J_{CP,\nu} = \sin \theta_{13} \cos^2 \theta_{13} \sin \theta_{12} \cos \theta_{12} \sin \theta_{23} \cos \theta_{23} \sin \delta_{CP}, \quad (2.2)$$

значения которых отличны от нуля как в случае кварков, так и для нейтрино. Таким образом, единственным условием, при котором $J_{CP,\nu}$ будет отличен от нуля, является ненулевое значение $\sin \delta_{CP}$ ($\delta_{CP} \neq 0, \pm \pi$).

Прямое измерение CP-асимметрии в нейтринных осцилляциях осуществляется через сравнение вероятностей $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ и $P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e)$ в ускорительных экспериментах с длинной базой [28]. Для энергии нейтрино $E_\nu \sim 0.6$ ГэВ и длины пролетной базы 295 км с учетом параметров осцилляций: $\theta_{13} \simeq 8.5^\circ$ и $\sin^2 2\theta_{13} = 1.0$ формула для расчета CP-асимметрии с учетом эффекта вещества выглядит следующим образом [12]:

$$A_{CP} = \frac{P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) - P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e)}{P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) + P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e)} \simeq -0.29 \sin \delta_{CP} \pm 0.09. \quad (2.3)$$

Эффект CP-нарушения может достигать 29%, тогда как эффект вещества составляет $\pm 9\%$, где “+” соответствует нормальной иерархии, а “−” обратной иерархии масс нейтрино.

В 2013 году в эксперименте T2K было получено первое указание на максимальное нарушение CP-четности в нейтринных осцилляциях ($\delta_{CP} = -\pi/2$) с учетом ограничений, полученных в реакторных экспериментах [95]. Было зарегистрировано 28 событий с электронными нейтрино на уровне значимости 7.3 σ при ожидаемом фоне в 4.92 ± 0.55 [95].

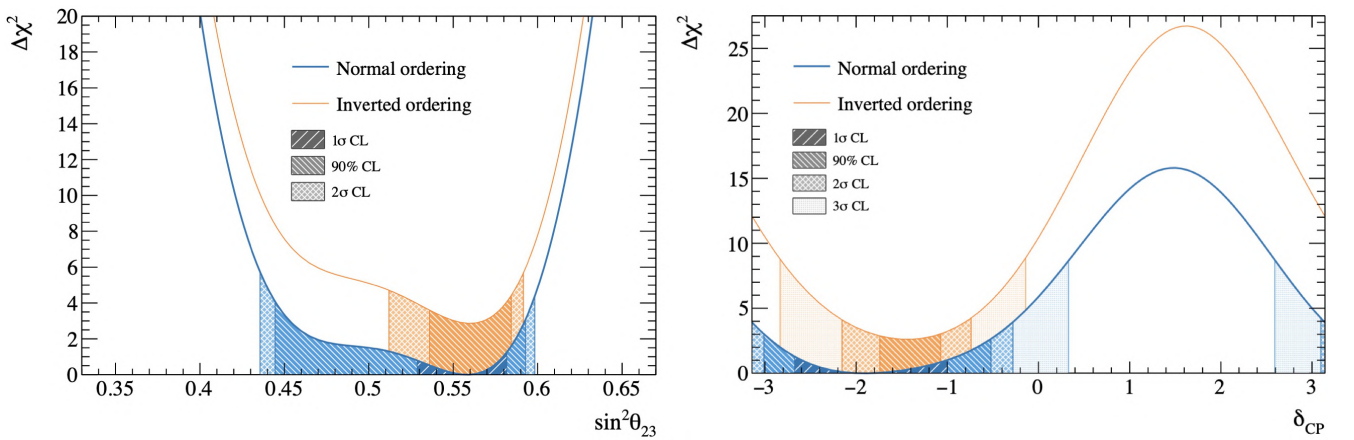


Рисунок 2.9 — Слева: Распределение $\Delta\chi^2(\sin^2 \theta_{23})$ для нормальной и обратной иерархий масс нейтрино. Справа: Распределение $\Delta\chi^2(\delta_{CP})$ для нормальной и обратной иерархий масс нейтрино [7, 96].

Последние результаты Т2К, показанные на Рисунке 2.9 (справа), исключают сохранение CP-четности ($\delta_{CP} = 0, \pi$) на уровне достоверности более 90% [6, 7]. В частности, $\delta_{CP} = \pi$ лежит в интервале 2σ . При этом, значительная область $\sin \delta_{CP} > 0$ исключена на уровне достоверности 3σ . Получено ограничение на фазу CP-нарушения: $\delta_{CP} = -1.97_{-0.70}^{+0.97}$ для нормальной иерархии масс нейтрино [7]. Т2К отдает предпочтение нормальной иерархии масс и верхнему октанту θ_{23} : $\Delta m_{32}^2 > 0$ и $\sin^2 \theta_{23} > 0.5$ (Рисунок 2.9, слева).

Измерение параметров осцилляций

Доверительные интервалы в 90% и точки наилучшего соответствия, полученные в экспериментах с ускорительными (Т2К, MINOS, NOvA) и атмосферными (Ice-Cube и Super-Kamiokande) нейтрино для параметров осцилляций Δm_{32}^2 и $\sin^2 \theta_{23}$, показаны на Рисунке 2.10. Результаты экспериментов с уско-

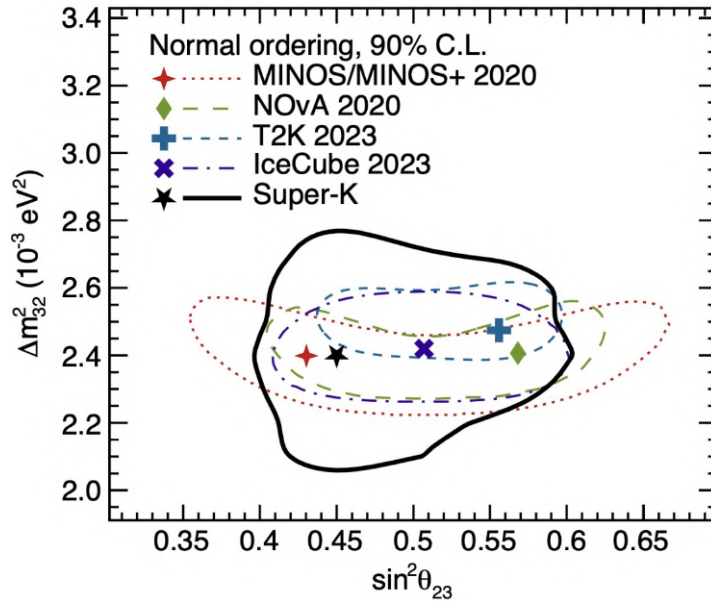


Рисунок 2.10 — Сравнение доверительных интервалов в 90%, полученных в экспериментах с ускорительными и атмосферными нейтрино для параметров осцилляций Δm_{32}^2 и $\sin^2 \theta_{23}$ в случае нормальной иерархии масс [12].

рительными и атмосферными нейтрино согласуются на уровне достоверности 90% [12]. Ограничения Т2К на атмосферные параметры осцилляций нейтрино для нормальной иерархии масс: $\sin^2 \theta_{23} = 0.561_{-0.032}^{+0.021}$, $\Delta m_{32}^2 = 2.494_{-0.058}^{+0.041} \times 10^{-3} \text{ эВ}^2$ [7]. Ограничение на угол смешивания θ_{13} : $\sin^2 \theta_{13} = 28.0_{-6.5}^{+2.8} \times$

10^{-3} ($31.0_{-6.9}^{+3.0} \times 10^{-3}$) для нормальной (обратной) иерархии масс находится в согласии с реакторными экспериментами [3]. Ненулевая величина $J_{CP,\nu}$ исключена на уровне 2σ и область $J_{CP,\nu} > 0.17$ исключена на уровне $>3\sigma$ [7].

Измерение сечений взаимодействия нейтрино с веществом

Измерения осцилляций нейтрино в T2K основаны на сравнении скоростей взаимодействия нейтрино в ближнем детекторе ND280 и в дальнем детекторе Супер-Камиоканде в зависимости от энергии и аромата нейтрино в пучке до осцилляций. Неопределенности, связанные с сечениями нейтринных взаимодействий, влияют на осцилляционный анализ изменяя ожидаемую скорость взаимодействия, точность восстановления энергии нейтрино и экстраполяцию ограничений модели взаимодействий от ND280 к Супер-Камиоканде. Суммарные сечения нейтринных взаимодействий на водной мишени NEUT [97], разделенные по каналам взаимодействий, в зависимости от энергии нейтрино показаны на Рисунке 2.11. Поток мюонных нейтрино, наблюдаемый в дальнем

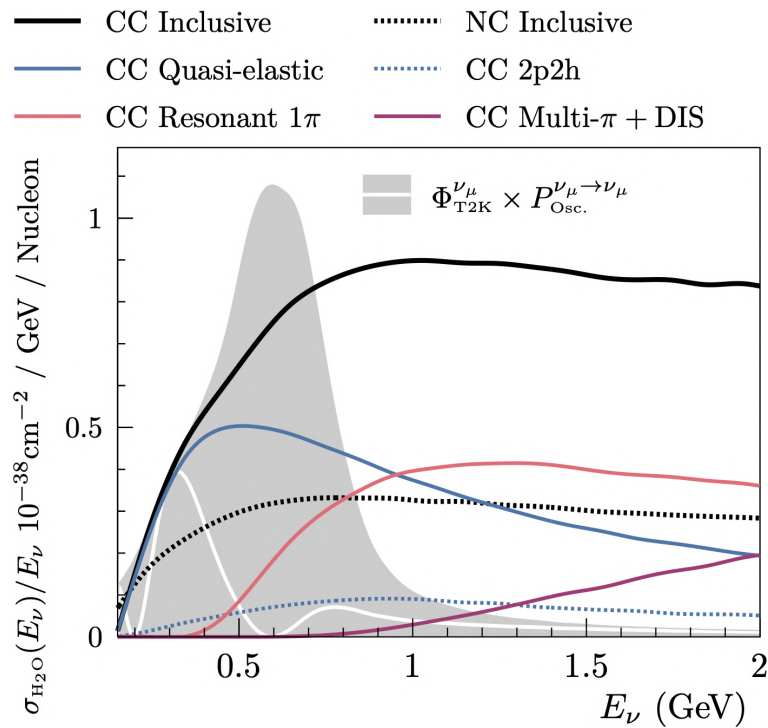


Рисунок 2.11 — Сечения мюонных нейтрино, взаимодействующих на водной мишени в NEUT [97], разделенные по каналам взаимодействий, в зависимости от энергии нейтрино [7].

детекторе Супер-Камиоканде (после осцилляций) показан белой линией. Поток мюонных нейтрино, наблюдаемый в ближнем детекторе ND280 (до осцилляций), показан в виде области, заштрихованной серым цветом [7].

В осцилляционном анализе T2K основными каналами являются взаимодействия через заряженный ток (CC – Charged Current): CCQE (Charged Current Quasi Elastic) и 2p2h (two-particle two-hole). Важным фактором также являются нейтринные взаимодействия с образованием одиночного пиона, который пропускается либо из-за его кинематики, либо вследствие поглощения ядерной средой.

Поиск стерильных нейтрино

В эксперименте T2K получено ограничение на параметр $\sin^2 \theta_{24}$ для модели “3+1”, которая включает три типа активных нейтрино и одно легкое стерильное нейтрино [98]. Для ограничений использовались взаимодействия по каналам через заряженный ток (CC): $\nu_\mu/\bar{\nu}_\mu$ CC-0 π , $\nu_e/\bar{\nu}_e$ CC-1 π , ν_e CC-0 π^+ и через нейтральный ток (NC-Neutral Current): $\nu/\bar{\nu}$ NC π^0 , ν NC γ в дальнем детекторе Супер-Камиоканде.

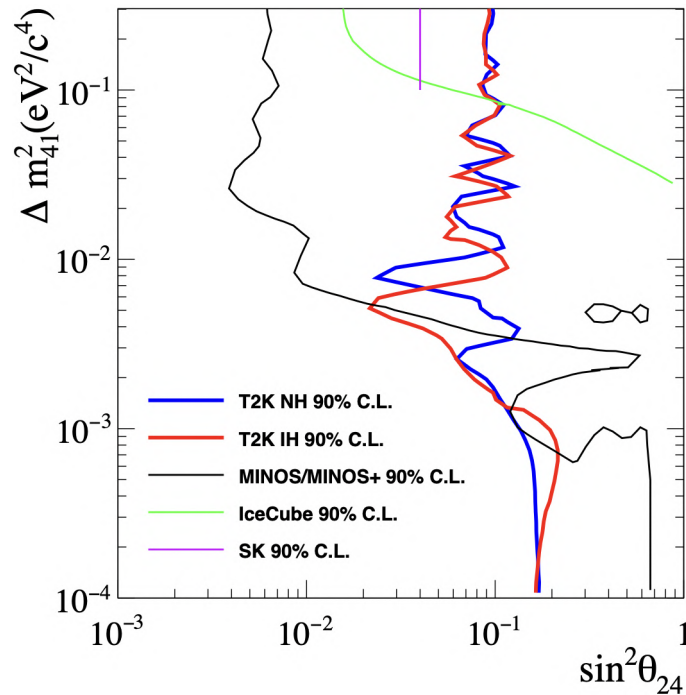


Рисунок 2.12 — Доверительный контур 90% для параметра $\sin^2 \theta_{24}$ в зависимости от Δm^2_{41} для модели “3+1” с легким стерильным нейтрино [98].

Ограничение Т2К на параметр $\sin^2 \theta_{24}$: $\Delta m_{41}^2 < 10^{-3} \text{ эВ}^2/c$.

2.6 Выводы по Главе 2

На сегодняшний день результаты Т2К исключают сохранение CP-четности на доверительном уровне 90% с предпочтением к максимальному CP-нарушению ($\delta_{CP} = -\pi/2$ или $3\pi/2$) для нормальной иерархии масс нейтрино. Т2К отдает предпочтение нормальной иерархии масс нейтрино и верхнему октанту угла θ_{23} , при этом обратная иерархия масс исключена на уровне 1σ [6, 7].

Основной задачей Т2К является повышение чувствительности к CP-нечетной фазе, чего можно достичь за счет снижения систематических неопределенностей в предсказании событий на дальнем детекторе Супер-Камиоканде, связанных с сечениями взаимодействия нейтрино. С этой целью была предложена программа по модернизации ближнего детектора ND280, где в качестве ключевого элемента был выбран 3D сегментированный сцинтилляционный детектор СуперFGD. Кроме того, в активной стадии разработки находится проект Гипер-Камиоканде с черенковским детектором, чувствительный объем которого в 8.4 раза выше по сравнению с действующим детектором Супер-Камиоканде. Таким образом, мы ожидаем достичь снижения ошибок осцилляционного анализа с 3-4% до 6-7% в эксперименте Т2К.

Глава 3. Концепция детектора СуперFGD

В **Главе 3** описана физическая мотивация создания детектора СуперFGD (Супер Fine-Grained Detector) в рамках программы модернизации ND280 и рассмотрены новые возможности конфигурации детекторов в модернизированном ND280 по сравнению с его предыдущей версией. Также приведены результаты тестов сцинтилляционных элементов СуперFGD с космическими мюонами.

3.1 Идея модернизации ND280 и физическая мотивация создания детектора СуперFGD

Последние результаты Т2К исключают сохранение CP-четности ($\delta_{CP} = 0, \pi$) на доверительном уровне более 90%, отдавая предпочтение максимальному CP-нарушению с $\delta_{CP}^{max} = -\pi/2$ [6]. В настоящее время основной задачей Т2К является повышение чувствительности к CP-нечетной фазе δ_{CP} за счет снижения систематических погрешностей осцилляционного анализа при измерении числа событий в дальнем детекторе Супер-Камиоканде с 6-7% до 3-4%. В связи с этим был запущен проект, направленный на модернизацию ближнего детектора ND280, в качестве ключевого элемента которого был разработан и создан 3D сегментированный сцинтилляционный детектор СуперFGD [10, 99], выполняющий роль полностью активной мишени для нейтринных взаимодействий.

Идея модернизации ND280 предполагала замену детектора нейтральных пионов P \emptyset D на новый трекер, включающий детектор СуперFGD, расположенный в центральной части между двумя горизонтальными время-проекционными камерами HA-TPCs (High-Angle Time Projection Chambers) [100], и шесть сцинтилляционных плоскостей, составляющих время-пролетную систему ToF (Time-of-Flight) [101]. Общий вид ND280 до и после модернизации показан на Рисунке 3.1.

Одной из важных задач СуперFGD является идентификация и восстановление треков заряженных частиц, рожденных в вершине нейтринных взаимодействий. Масса СуперFGD составляет около двух тонн, что соответ-

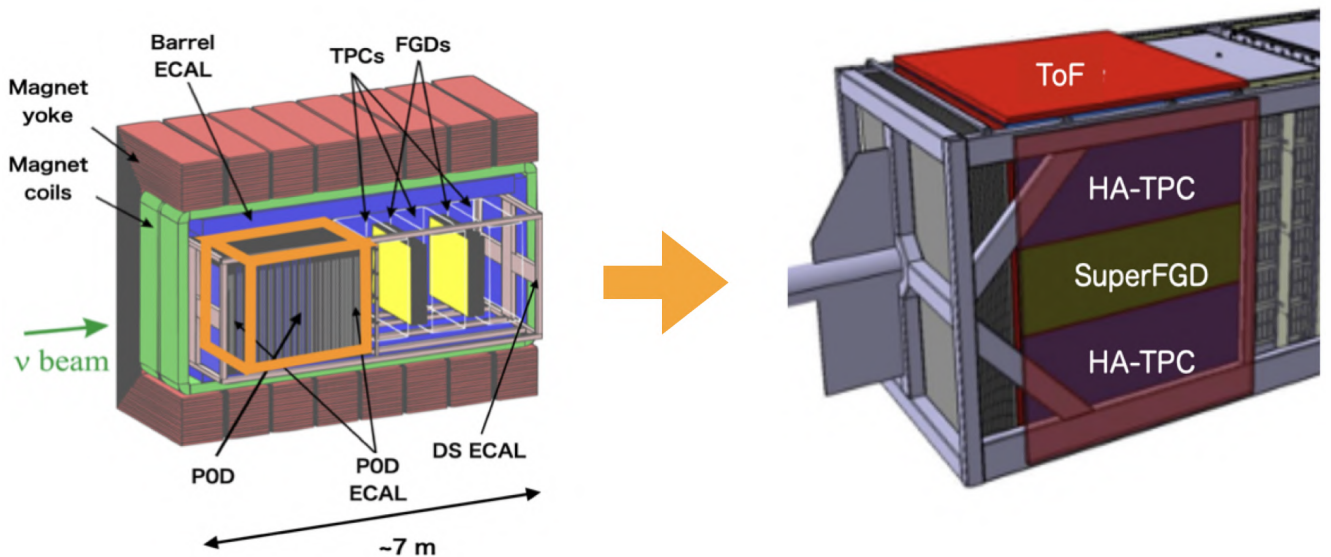


Рисунок 3.1 — Схема ближнего детектора нейтрино ND280 до и после модернизации [102].

ствует массе сцинтиллятора в детекторах FGDs и обеспечивает достаточное число нейтринных взаимодействий.

До установки детектора СуперFGD два высоко-сегментированных детектора FGDs в трековой части ND280, состоящие из сцинтилляционных стрипов, ориентированных перпендикулярно оси пучка, позволяли с хорошей эффективностью регистрировать исключительно длинные треки заряженных частиц в направлении вперед, то есть вдоль оси пучка. Для точного определения свойств лептонов от нейтринных взаимодействий их треки необходимо было восстанавливать по крайней мере в одной из время-проекционных камер (TPCs). Как следствие, эффективность детектирования значительно падала при отклонении трека лептона более чем на 50 градусов от оси пучка. Детектор СуперFGD за счет изотропной структуры, обеспеченной 3D считыванием сигнала с каждого из ~ 2 млн кубических сцинтилляторов с помощью спектросмещающих волокон, способен регистрировать треки заряженных лептонов от нейтринных взаимодействий в полном телесном угле, что осуществляется в дальнем детекторе Супер-Камиоканде благодаря 4π симметрии. На Рисунке 3.2 (слева) показано сравнение эффективностей детектирования мюонов, полученных на основе результатов Монте-Карло моделирования, в ND280 до модернизации, в TPC и в TPC с добавлением информации от СуперFGD в зависимости от угла трека мюона относительно оси пучка мюонных нейтрино.

До модернизации ND280 обладал порогом по импульсу ~ 450 МэВ/с для детектирования протонов и пионов. При этом регистрация частиц с малым

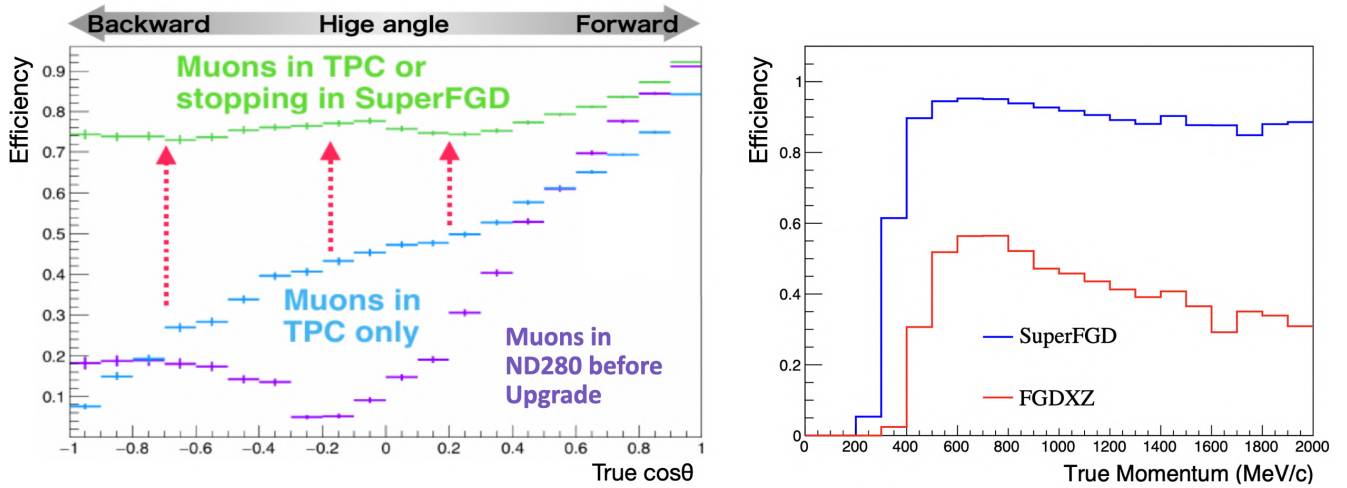


Рисунок 3.2 — Слева: Эффективность восстановления треков мюонов в зависимости от угла трека мюона относительно оси пучка мюонных нейтрино в ND280 до модернизации, в TPC и в TPC + СуперFGD на основе результатов Монте-Карло моделирования [103]. Справа: Эффективность восстановления треков протонов в зависимости от импульса протона в СуперFGD и в FGD-XZ (сцинтилляционные пластины ориентированы в направлениях X и Z) на основе результатов Монте-Карло моделирования [104].

пробегом вдоль сцинтилляционных стрипов FGDs была затруднена, что приводило к зависимости систематической ошибки осцилляционного анализа от угла рассеяния частицы, образующейся в результате нейтринного взаимодействия. Реконструкция треков пионов и протонов с низким импульсом является фундаментальной задачей для изучения ядерных эффектов в нейтринных взаимодействиях. Благодаря мелкозернистой структуре, обеспеченной ~ 2 млн кубических сцинтилляторов с 3D оптическим считыванием, наряду с достаточно высоким световыходом около 40 фотоэлектронов/МIP/волокно [105] и временным разрешением ниже 1 нс/волокно [11] СуперFGD способен обеспечить регистрацию коротких треков протонов и пионов, снизив порог по импульсу с 450 МэВ/с до 300 МэВ/с. На Рисунке 3.2 (справа) показано сравнение эффективностей восстановления треков протонов и пионов в зависимости от импульса в СуперFGD и в FGD-XZ (сцинтилляционные пластины ориентированы в направлениях X и Z). Результаты получены с использованием Монте-Карло генератора GENIE [106].

Кроме того, за счет временного разрешения ниже 1 нс/волокно [11] СуперFGD имеет возможность детектировать и восстанавливать энергию нейтронов от антинейтринных взаимодействий методом времени пролета. Также,

благодаря высокой степени сегментации детектор СуперFGD способен разделять электроны, образованные в результате взаимодействий электронных нейтрино, и гамма-кванты.

Таким образом, мы ожидаем снизить систематические неопределенности осцилляционного анализа в Т2К с текущего уровня в 6-7% до 3-4% [99].

3.2 Описание детектора СуперFGD

Детектор СуперFGD представляет собой полностью активную нейтринную мишень, состоящую из 1,956,864 оптически изолированных кубических сцинтилляторов со стороной грани 1 см. Полный размер СуперFGD составляет $192(x) \times 182(z) \times 56(y)$ см³, а его общий вес — около 2-х тонн. Кубические сцинтилляторы для СуперFGD были собраны в виде 56-ти плоскостей размером 192×182 см² с использованием калиброванной лески диаметром 1.3 мм в ИЯИ РАН (Троицк, Москва) в 2021 году (Рисунок 3.3). Использование калибро-



Рисунок 3.3 — 56 плоскостей 192×182 см² детектора СуперFGD, собранные с использованием калиброванной лески диаметром 1.3 мм. На этапе подготовки СуперFGD к установке в ND280 леска была заменена на WLS оптоволокна [107].

ванной лески позволило решить проблему, связанную с флуктуацией размеров сцинтилляторов и положений отверстий [10, 108].

Сигнал с каждого кубического сцинтиллятора СуперFGD собирается с помощью трех оптических волокон со сдвигом длины волны WLS (Wave-Length Shifting). В СуперFGD используются многослойные WLS волокна производства Kuraray Co. диаметром 1.0 мм серии Y11(200) MS-типа (повышенной прочности при изгибе) [89]. Спектр поглощения WLS волокна, пик которого приходится на 430 нм, хорошо согласуется с длиной волны синего света, излучаемого сцинтилляционными кубиками. Спектр излучения WLS волокна зависит от его длины ослабления и достигает максимума при ~ 505 нм для волокна длиной 1 м. Один из концов WLS волокна считывается микропиксельным счетчиком фотонов MPPC (Multi-Pixel Photon Counter) производства Hamamatsu Photonics К.К. серии S13360-1325PE [90]. В общей сложности в детекторе СуперFGD задействованы 55,888 каналов считывания MPPCs. Другой конец WLS волокна используется для калибровки СуперFGD с помощью калибровочной системы на основе световодной пластины LGP (Light Guide Plate) с импульсным светодиодным источником LED (Light Emitting Diode). Информация о времени и амплитуде импульса, полученная от срабатывающих волокон в трех направлениях, позволяет определять координаты взаимодействия заряженной частицы с веществом детектора СуперFGD с точностью, определяемой размером кубического сцинтиллятора.

В процессе подготовки детектора СуперFGD к установке в ND280 на базе ускорительного комплекса J-PARC калиброванная леска была заменена на WLS оптоволокна. Подробное описание всех этапов подготовки СуперFGD к установке в ND280 приведено в Главе 5.

3.3 Сцинтилляционные элементы для СуперFGD

Сцинтилляционные элементы для детектора СуперFGD [9, 108] представляют собой кубические сцинтилляторы размером $1 \times 1 \times 1$ см³, изготовленные на предприятии «Унипласт» (Владимир, Россия) методом литья под давлением. В качестве материала для изготовления кубических сцинтилляторов использовался полистирол со сцинтилляционными добавками: 1.5% паратерфенила (РТР)

и 0.01% 1,4-бис(5-фенил-2-оксазолил)бензола (РОРОР). После изготовления поверхность каждого сцинтиллятора протравливалась в химическом веществе с образованием светоотражающего слоя в виде микропористого белого полистирола толщиной от 50 до 80 мкм. Кроме того, в каждом сцинтилляторе с помощью прецизионных 3D фрезерно-гравировальных станков были просверлены три ортогональных сквозных отверстия диаметром 1.5 мм, предназначенные для установки WLS волокон диаметром 1.0 мм.

Вес и размер кубических сцинтилляторов измерялись в процессе их изготовления [10, 107]. В результате измерений 513-ти случайным образом выбранных сцинтилляторов средняя длина стороны грани составила $10.23 \text{ мм} \pm 0.03 \text{ мм}$ (Рисунок 3.4, слева). Средний вес 100 кубических сцинтилляторов составил $99.81 \text{ г} \pm 0.02 \text{ г}$ (Рисунок 3.4, справа). Одна точка на графике соответствует

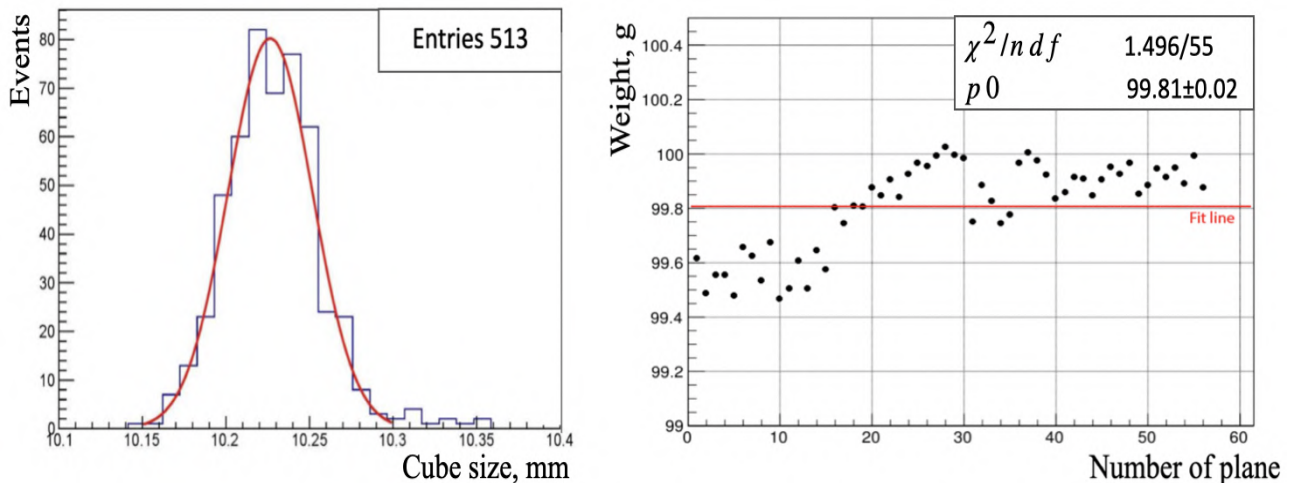


Рисунок 3.4 — Слева: Распределение длины стороны грани кубического сцинтиллятора. Всего измерено 513 сцинтилляторов, по одной стороне на сцинтиллятор. Справа: Средний вес 100 кубических сцинтилляторов. Одна точка соответствует суммарному весу 100 сцинтилляторов, произвольно выбранных для одной из 56-ти плоскостей детектора [107].

суммарному весу 100 сцинтилляторов, произвольно выбранных для одной из 56-ти плоскостей СуперFGD. Номер плоскости отложен по горизонтальной оси.

Производство всех сцинтилляционных элементов для детектора СуперFGD в количестве $\sim 2 \times 10^6$ было завершено в январе 2021 года.

3.4 Тесты со сцинтилляционными элементами

В процессе изготовления кубических сцинтилляторов для создания детектора СуперFGD производился контроль за их качеством [9, 108]. Для этой цели были проведены тесты на случайных выборках кубиков из разных партий с использованием космических мюонов.

Установка, схема которой показана на Рисунке 4.1, представляла собой 24 кубических сцинтиллятора в виде одного слоя $8 \times 3 \text{ см}^2$. Тестируемые сцинтилля-

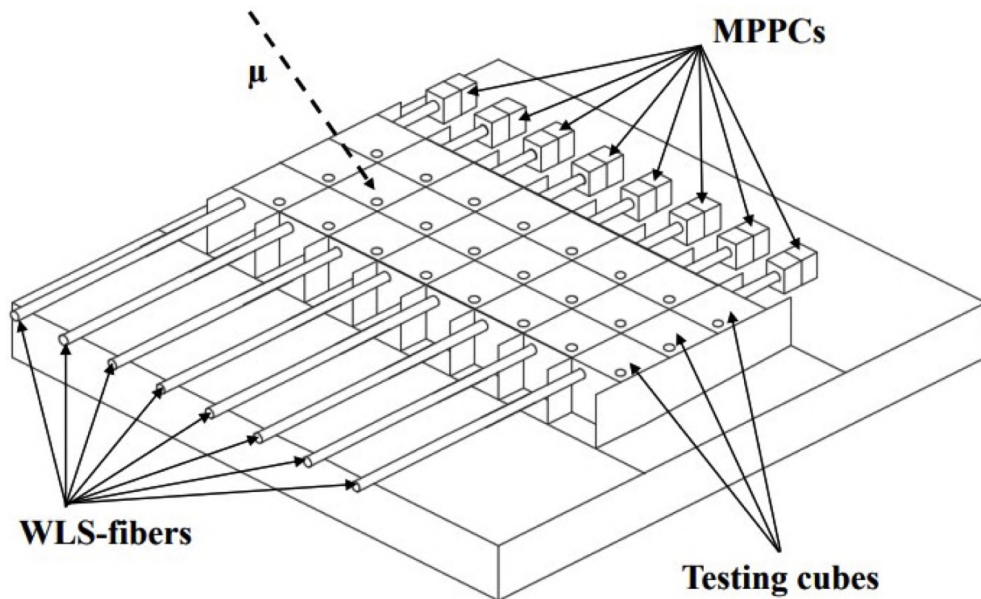


Рисунок 3.5 — Схема установки для тестов кубических сцинтилляторов СуперFGD с использованием космических мюонов.

торы были расположены между двумя триггерными счетчиками с размерами: $100 \times 100 \text{ мм}^2$ и $120 \times 100 \text{ мм}^2$. Сигнал собирался с трех сцинтилляторов с помощью одного WLS волокна Kuraray Y-11 длиной 35 см [89]. Один конец волокна просматривался Hamamatsu MPPC серии S13081-050C [90], другой был отполирован без отражателя. Всего в измерениях были задействованы 8 WLS волокон и MPPCs.

Для обработки сигналов с 8-ми MPPCs были задействованы 8 каналов 16-канального цифрового преобразователя CAEN DT5742 с частотой дискретизации 5 ГГц и 12-битным разрешением [109]. Задача заключалась в измерении светового выхода с каждого WLS волокна в единицах фотоэлектронов (ф.э.). Для измерения светового выхода была выполнена калибровка каналов цифрового преобразователя в единицах фотоэлектронов. Для этой цели сигнал,

измеренный с одного из каналов DT5742, преобразовывался в амплитудный одноэлектронный спектр с использованием метода dCFD (digital Constant Fraction Discrimination) [110]. Пример сигнала, измеренного с одного из 8-ми каналов цифрового преобразователя, и результат его преобразования по методу dCFD в амплитудный спектр показаны на Рисунке 3.6. По методу dCFD время прихода

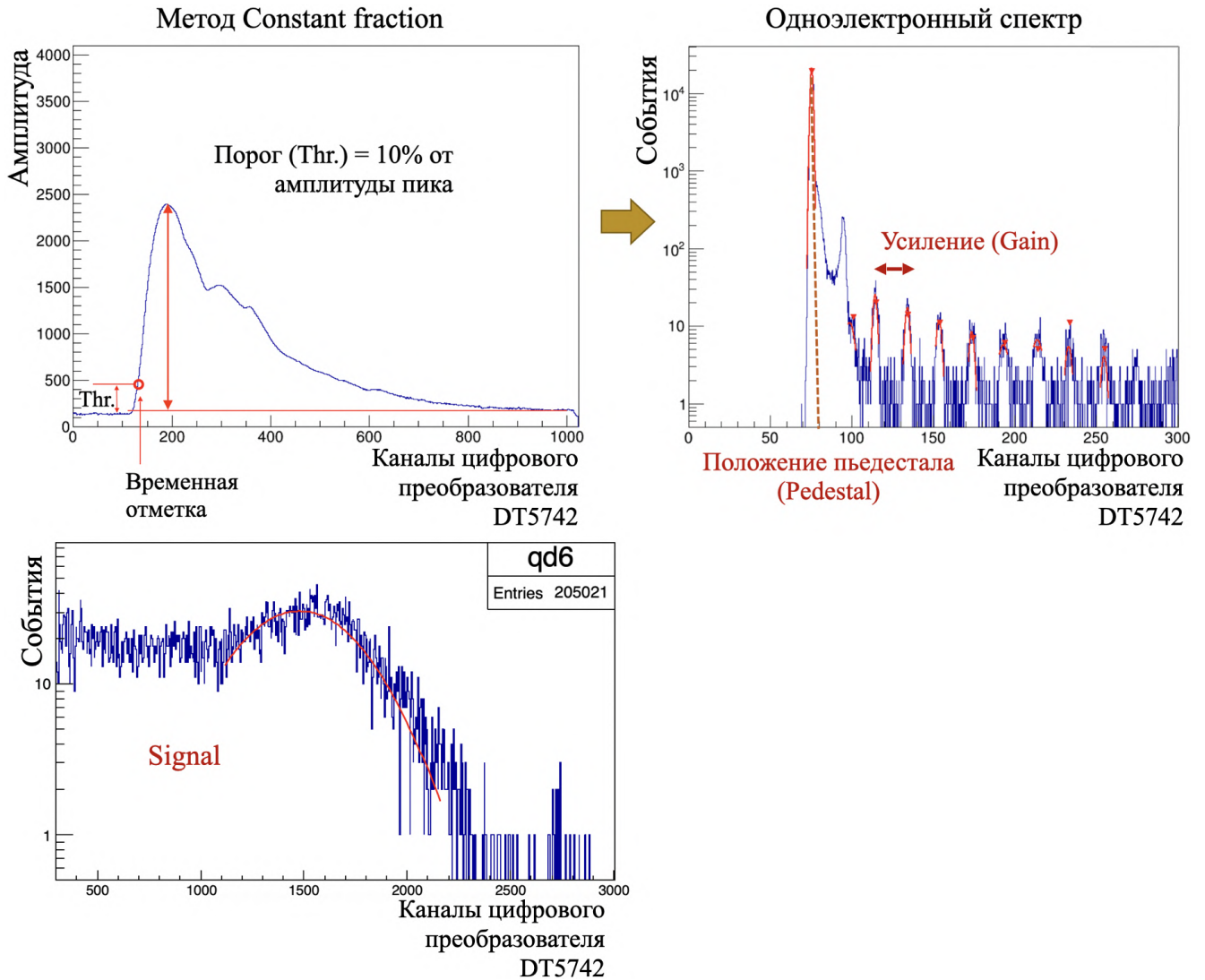


Рисунок 3.6 — Сверху: Исходный сигнал, измеренный с одного канала цифрового преобразователя (слева), и результат его преобразования в амплитудный одноэлектронный спектр (справа) по методу dCFD (digital Constant Fraction Discrimination) [110]. Снизу: Измерение сигнала с 6-го канала (qd6) цифрового преобразователя.

сигнала определяется точкой пересечения оцифрованного сигнала с пороговым значением, которое является постоянной долей (constant fraction) от амплитуды импульса. В данном случае постоянная доля от амплитуды импульса составляет 10%. Область одноэлектронного спектра от ~ 100 до 300 каналов

использовалась для измерения коэффициента усиления (Gain) и определения положения пьедестала (Pedestal). Gain измерялся как среднее расстояние между двумя соседними пиками в единицах каналов цифрового преобразователя на один фотон. Pedestal определялся как положение нулевого пика в единицах каналов цифрового преобразователя. Область одноэлектронного спектра от ~ 500 до 3000 каналов использовалась для измерения сигнала (Signal).

Световой выход LY (Light Yield) с одного волокна измерялся в единицах фотоэлектронов следующим образом:

$$LY = (\text{Signal} - \text{Pedestal}) / \text{Gain}, (\text{p.e.}) \quad (3.1)$$

Световой выход, измеренный с использованием данных, полученных в период с августа по ноябрь 2020 года, показан на Рисунке 3.7. Одна точка

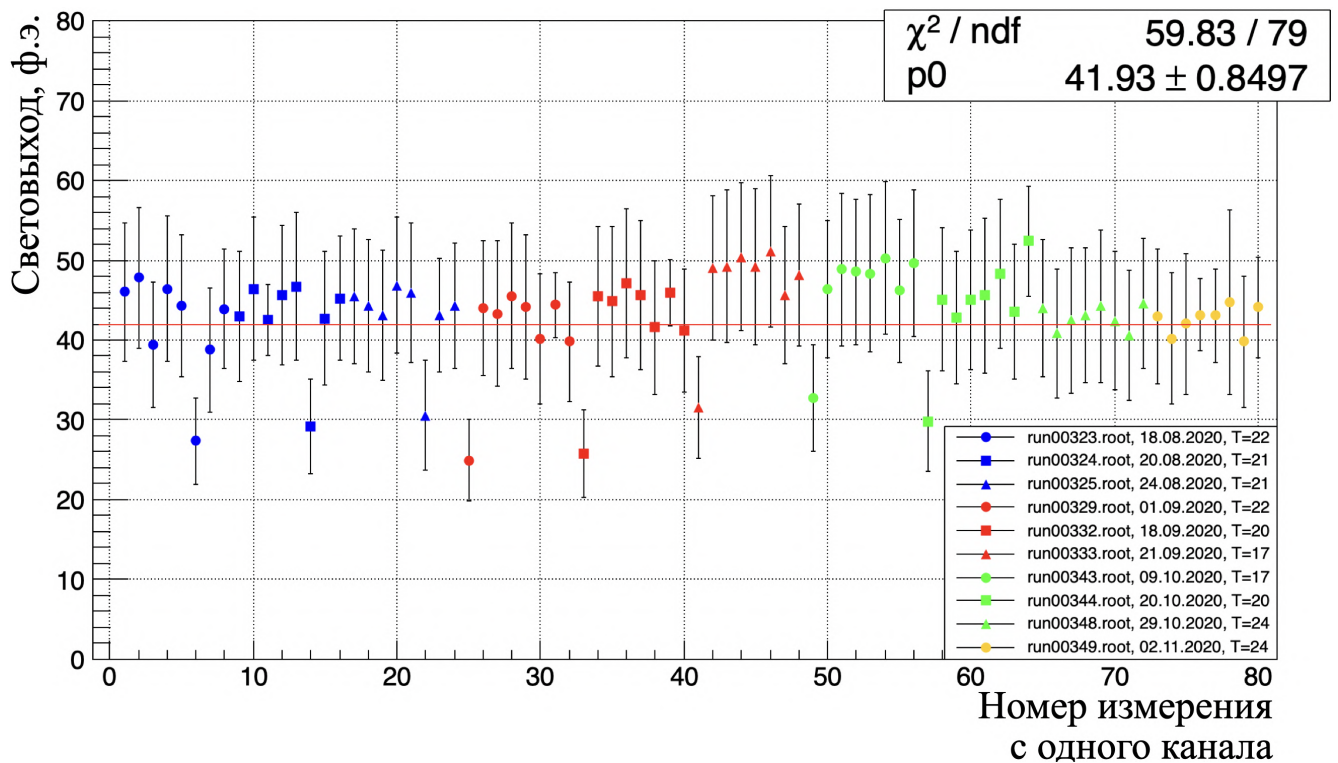


Рисунок 3.7 — Световой выход, измеренный по результатам 10-ти наборов данных с учетом поправок коэффициента усиления и эффективности регистрации фотонов на температуру в помещении для тестов.

на графике показывает световой выход, измеренный с одного канала цифрового преобразователя. Измерения были выполнены с учетом поправок двух параметров: коэффициента усиления и эффективности регистрации фотонов на температуру в помещении для тестов [90]. Это связано с тем, что температура в помещении за время проведения тестов варьировалась в диапазоне от 17

до 25 градусов. Средний световой выход по результатам 10 наборов данных с поправкой на температуру составил 41.9 ± 0.9 ф.э./МIP/волокно.

На Рисунке 3.8 приведено сравнение распределений по измеренному световыходу, аппроксимированных функцией Гаусса, для 10-ти наборов данных с учетом (справа) и без учета (слева) поправок на температуру. Учет температур-

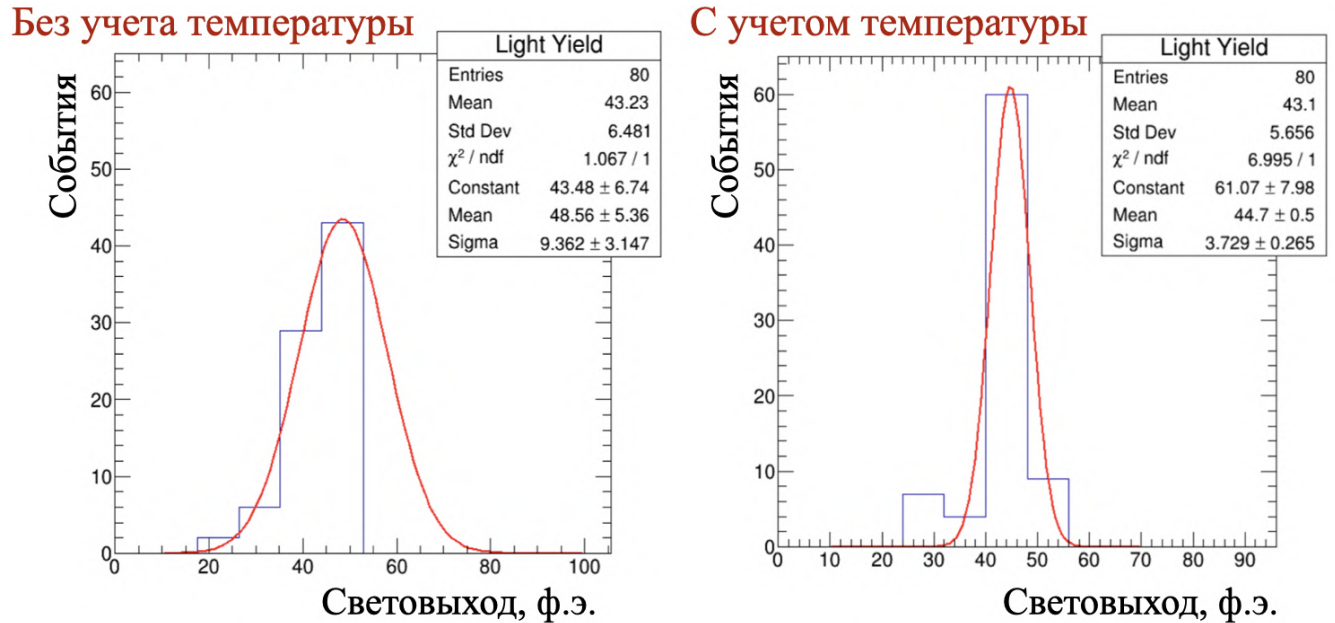


Рисунок 3.8 — Распределения светового выхода, измеренного по результатам 10-ти наборов данных с учетом (справа) и без учета (слева) поправок на температуру в помещении для тестов.

ной зависимости привел к уменьшению ширины распределения с $\sigma = 9.4 \pm 3.2$ до $\sigma = 3.7 \pm 0.3$, тем самым повысив точность измерения светового выхода с WLS волокна.

На Рисунке 3.9 приведены результаты по измерению световыхода с использованием данных тестов общей длительностью 6 месяцев с учетом поправок на температуру.

По результатам тестов кубических сцинтилляторов СуперFGD с использованием космических мюонов средний световой выход с учетом поправок коэффициента усиления и эффективности регистрации фотонов на температуру составил 44.1 ± 0.6 ф.э./МIP/волокно.

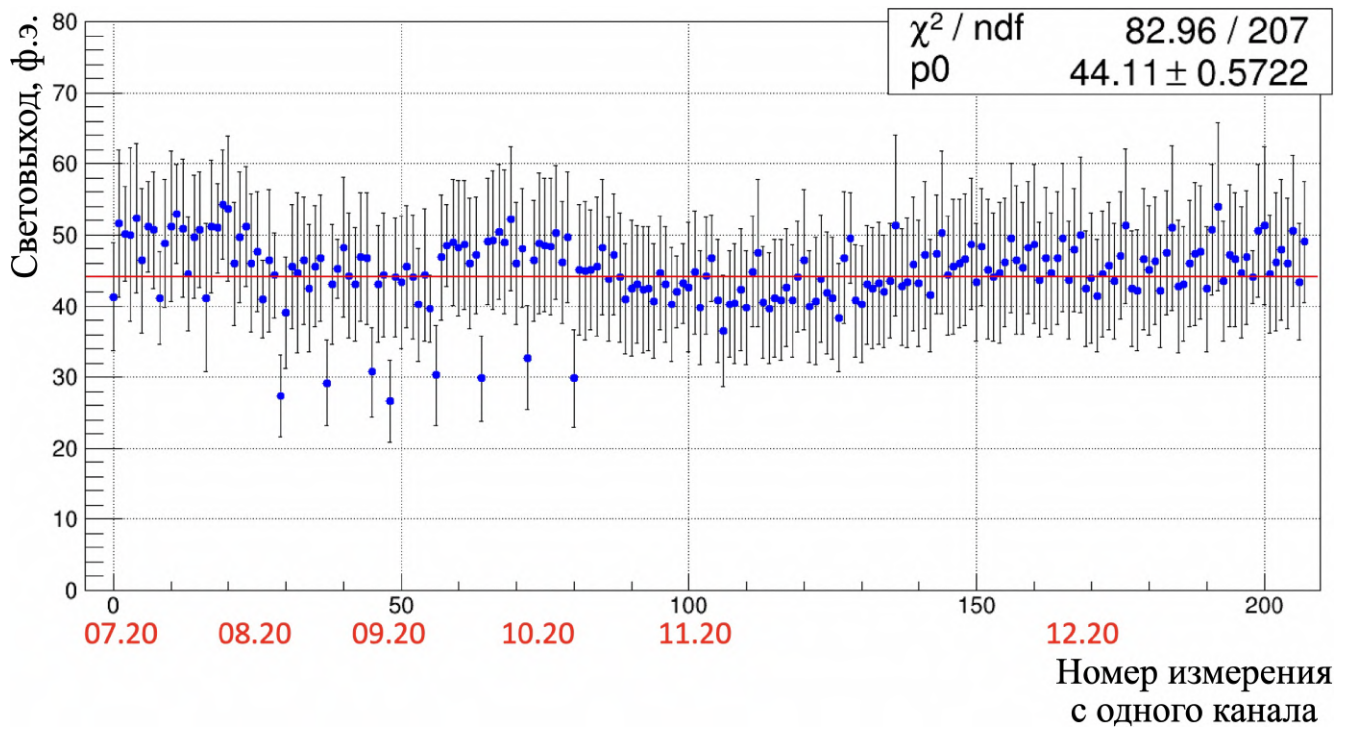


Рисунок 3.9 — Световой выход, измеренный в тестах со сцинтилляционными элементами СуперFGD общей длительностью 6 месяцев с использованием космических мюонов.

3.5 Выводы по Главе 3

Детектор СуперFGD, выбранный в качестве активной нейтринной мишени для модернизированного ND280, позволит снизить систематические погрешности осцилляционного анализа в эксперименте T2K за счет: снижения порога по импульсу для регистрации протонов и пионов, детектирования лептонов от нейтринных взаимодействий в 4π , разделения электронов и гамма-квантов, а также детектирования нейтронов. Структура детектора массой ~ 2 тонны включает около 2-х миллионов сцинтилляционных элементов (сцинтилляционных кубических детекторов объемом 1 см^3 каждый с тремя ортогональными отверстиями), ~ 56000 спектросмещающих волокон и микропиксельных лавинных фотодиодов MPPCs.

Для контроля качества кубических сцинтилляторов в процессе их изготовления для детектора СуперFGD был предложен и реализован алгоритм измерения световых выходов с использованием данных, полученных в тестах с космическими мюонами на стенде из 24 сцинтилляционных элементов с короткими спектросмещающими волокнами длиной 35 см. Средний световой выход,

измеренный с учетом поправок на температуру помещения, составил ~ 45 фотоэлектронов/МIP/волокно. Световыход отобранных для СуперFGD сцинтилляторов отклоняется не более чем на 10% от этой величины. Полученный результат подтверждает стабильность процесса изготовления сцинтилляционных элементов СуперFGD методом литья под давлением. Разработанный метод измерения световыхода позволил контролировать качество производства кубических сцинтилляторов на протяжении двух лет. Измеренный световыход удовлетворяет требованиям эксперимента T2K к новому детектору СуперFGD в качестве активной нейтринной мишени для модернизированного ND280.

Глава 4. Тесты с прототипами детектора СуперFGD на пучках заряженных частиц и нейтронов

В **Главе 4** описаны результаты измерений основных параметров кубических сцинтилляторов СуперFGD: световой выход, временное разрешение и crosstalk между кубическими сцинтилляторами. Приведены результаты по восстановлению и исследованию свойств треков мюонов и остановившихся протонов в магнитном поле 0.2 Тл в прототипе СуперFGD, состоящем из ~ 10000 сцинтилляционных элементов. Результаты получены с использованием данных тестов прототипов СуперFGD на пучках заряженных частиц в ЦЕРН. Кроме того, приведены результаты измерений сечения взаимодействия нейтронов на углеводороде в зависимости от кинетической энергии нейтронов в тестах прототипов детектора СуперFGD на пучке нейтронов в LANL.

Тесты с двумя прототипами СуперFGD: 125 кубических сцинтилляторов ($5 \times 5 \times 5 \text{ см}^3$) с использованием 75 WLS волокон и MPPCs и 9216 кубических сцинтилляторов ($24 \times 8 \times 48 \text{ см}^3$) с использованием 1728 WLS волокон и MPPCs были выполнены на пучках заряженных частиц в ЦЕРН в 2017 [105] и в 2018 [111] годах, соответственно.



Рисунок 4.1 — Слева: первый прототип СуперFGD ($5 \times 5 \times 5 \text{ см}^3$) с установленными WLS волокнами [105]. Справа: вид снизу частично инструментированного второго прототипа СуперFGD ($24 \times 8 \times 48 \text{ см}^3$) [111].

Сцинтилляционные элементы для прототипов по составу и размерам аналогичны элементам детектора СуперFGD за исключением способа их изготовления. В случае прототипов, элементы были изготовлены из длинных

экструдированных плит толщиной 1 см с последующей их нарезкой на кубические сцинтилляторы размером $1 \times 1 \times 1 \text{ см}^3$, тогда как для изготовления сцинтилляционных элементов для детектора СуперFGD использовался метод литья под давлением.

4.1 Тест с первым прототипом СуперFGD

Первый прототип детектора СуперFGD, представляющий собой массив из 125 кубических сцинтилляторов размером $5 \times 5 \times 5 \text{ см}^3$, был протестирован на пучке заряженных частиц протонного синхротрона в ЦЕРН осенью 2017 года [105]. Пучок с импульсом 6 ГэВ/с состоял преимущественно из положительно заряженных позитронов и протонов. Сцинтилляторы для прототипа были изготовлены методом экструзии на предприятии «Унипласт» (Владимир, Россия) с тремя ортогональными сквозными отверстиями диаметром 1.5 мм, предназначенными для размещения спектросмещающих волокон Kuraray Y-11(200) MS-типа длиной 1.3 м и диаметром 1 мм [89]. Для считывания сигнала, вызванного взаимодействием заряженной частицы в кубическом сцинтилляторе, с одного конца WLS волокна использовались микропиксельные счетчики фотонов Hamamatsu MPPCs S12571-025C с активной площадью $1 \times 1 \text{ мм}^2$ и общим количеством пикселей — 1600 [90]. Другой конец WLS волокна был покрыт светоотражающей краской на основе алюминия.

В тесте, схема которого представлена на Рисунке 4.2, были последовательно задействованы два типа электроники. Все каналы MPPCs считывались многоканальными платами, разработанными на основе ASIC-модуля OMEGA “CITIROC” для спектрометра Baby-MIND [112]. Для измерения основных параметров прототипа с высоким временным разрешением использовались изготовленные на заказ предусилители и 16-канальный цифровой преобразователь CAEN DT5742 с частотой дискретизации 5 ГГц и 12-битным разрешением [109]. До и после прототипа на расстоянии 26 см друг от друга были установлены два сцинтилляционных триггерных счетчика с размерами $3 \times 3 \times 10 \text{ мм}^2$ каждый, что позволило выбирать минимально ионизирующие частицы MIPs (Minimum Ionizing Particles) из пучка с позиционной точностью $\sim 3 \text{ мм}$. Один из триггерных счетчиков посылал сигнал NIM (Nuclear Instrumentation Module)

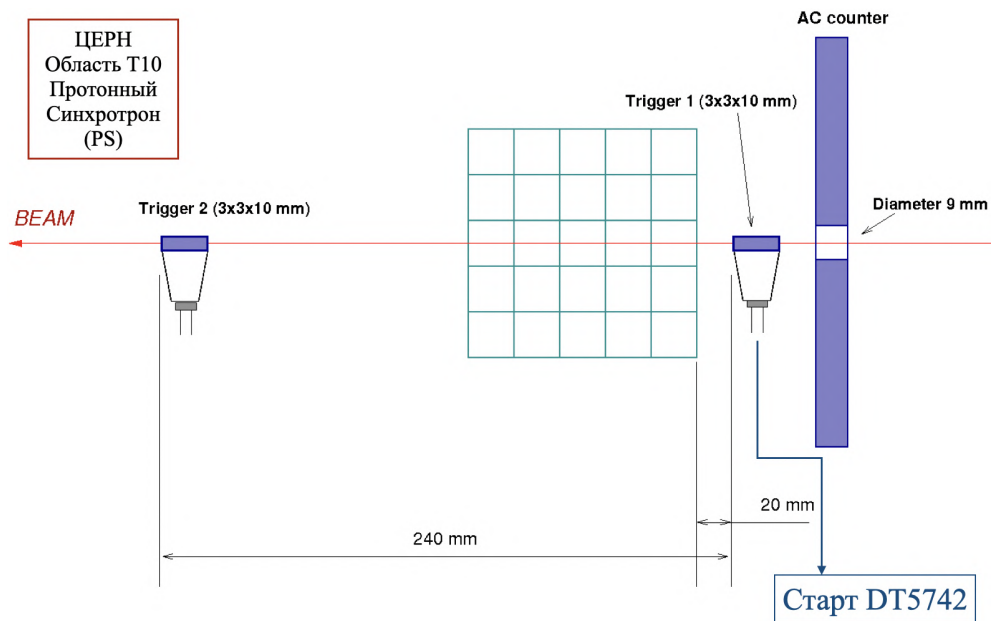


Рисунок 4.2 — Схема теста прототипа детектора СуперFGD, состоящего из 5×5 кубических сцинтилляторов, на пучке заряженных частиц в ЦЕРН.

на триггерный вход цифрового преобразователя для его запуска. Сигнал от второго триггерного счетчика измерялся одним из каналов цифрового преобразователя и использовался для анализа данных. Перед прототипом был установлен сцинтилляционный счетчик антисовпадений площадью $10 \times 10 \text{ см}^2$ и апертурой 9 мм на входе пучка. Показания триггеров и счетчика антисовпадений считывались Hamamatsu MPPCs серии S12571-025C. Напряжение смещения для всех MPPCs было установлено в 67.5 В в соответствии со спецификацией Hamamatsu [90].

Для измерений основных параметров кубических сцинтилляторов были задействованы 12 WLS волокон из 75-ти установленных в прототипе СуперFGD. Расположение волокон, показанное Рисунке 4.3, позволяло измерять параметры 9-ти кубических сцинтилляторов в первом слое прототипа и 9-ти кубических сцинтилляторов в последнем пятом слое прототипа. В первом слое прототипа были задействованы волокна СН0-СН5, в пятом слое — волокна СН6-СН11. Задача анализа заключалась в измерении основных параметров кубических сцинтилляторов СуперFGD: световыход, временное разрешение и crosstalk для 13-ти точек сканирования пучка, расположенных в горизонтальном направлении с шагом 2 мм в 3-х центральных сцинтилляторах в 1-м и 5-м слоях прототипа.

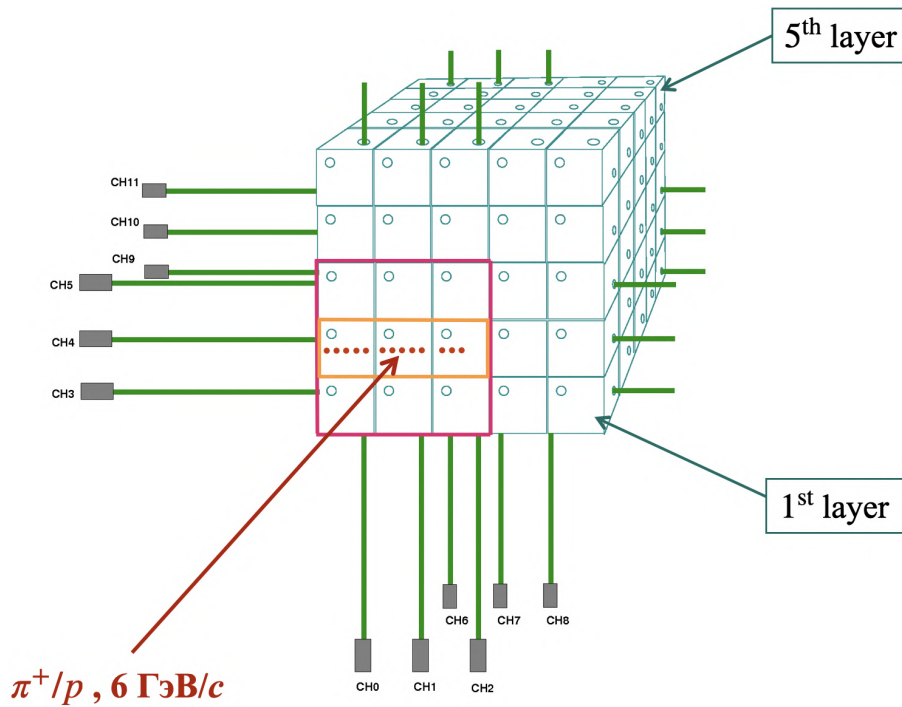


Рисунок 4.3 — Схематичное изображение прототипа СуперFGD, состоящего из 125 сцинтилляционных элементов, с расположением 12-ти WLS волокон. Показаны 13 точек сканирования пучка в 1-м слое прототипа с шагом 2 мм.

4.1.1 Световыход

Для измерения сигналов с WLS волокон, возникающих вследствие прохождения заряженной частицы через кубические сцинтилляторы, были задействованы первые 12 каналов (CH0-CH11) цифрового преобразователя. Канал CH14 использовался для считывания информации со второго триггера и предоставлял для каждой точки сканирования исходный сигнал в виде wave-формы, который по методу dCFD [110] преобразовывался в амплитудный спектр. Амплитудный спектр, прокалиброванный в единицах фотоэлектронов (см. Главу 3.4), для точки сканирования 122 мм показан на Рисунке 4.4. Область амплитудного спектра выше 50 ф.э., соответствующая сигналу с WLS волокна, использовалась для анализа данных. Каналы CH13 и CH15 предоставляли информацию со счетчика антисовпадений. На амплитуду, измеренную с этих каналов, были наложены ограничения по световыходу менее 10 ф.э. для восстановления событий из пучка.

Характерное распределение световыхода, измеренного с одного WLS волокна, в данном случае с горизонтального волокна CH4 в 1-м слое прототипа,

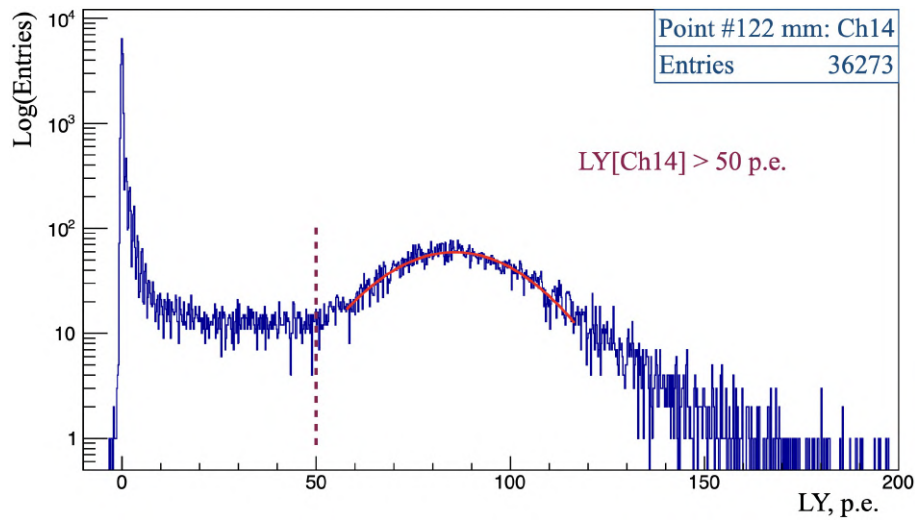


Рисунок 4.4 — Амплитудный спектр для точки сканирования пучка 122 мм, измеренный с 14-го канала цифрового преобразователя.

для одной из точек сканирования пучка 120 мм, показано на Рисунке 4.5. Средний световыход для точки сканирования пучка 120 мм, измеренный с го-

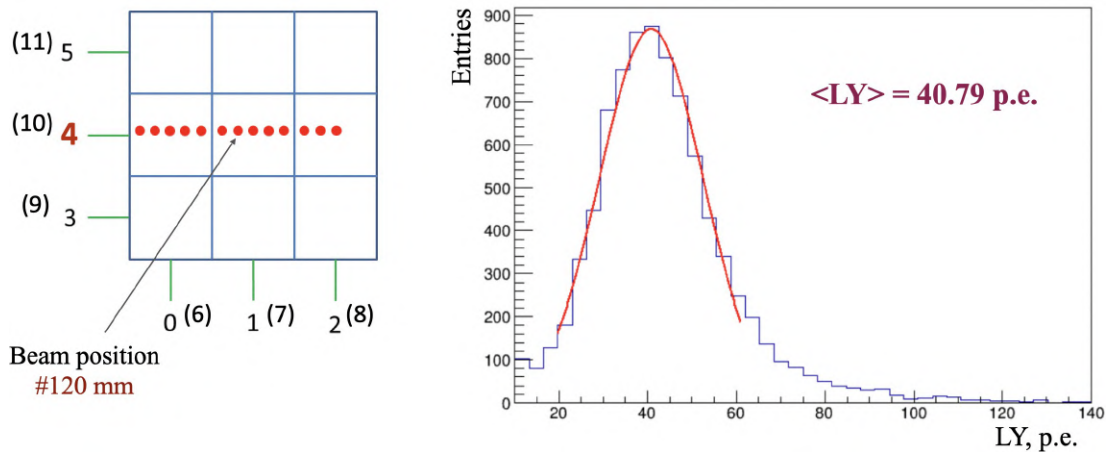


Рисунок 4.5 — Слева: Положение точки сканирования пучка 120 мм в 1-м слое прототипа. Справа: Распределение световыхода, измеренного с горизонтального WLS волокна CH4 для точки сканирования 120 мм.

ризонального волокна CH4, составил 40.79 ф.э.

На Рисунке 4.6 представлен световыход, измеренный для 13-ти точек сканирования пучка в 1-м (слева) и 5-м (справа) слоях прототипа. Каждая точка соответствует среднему световыходу, измеренному с одного волокна для одной из 13-ти точек сканирования пучка. Для измерения световыхода в 1-м слое прототипа были задействованы три вертикальных волокна: CH0, CH1, CH2 и одно горизонтальное волокно: CH4. Для измерения световыхода в 5-м слое прототипа были задействованы три вертикальных волокна: CH6, CH7, CH8 и одно

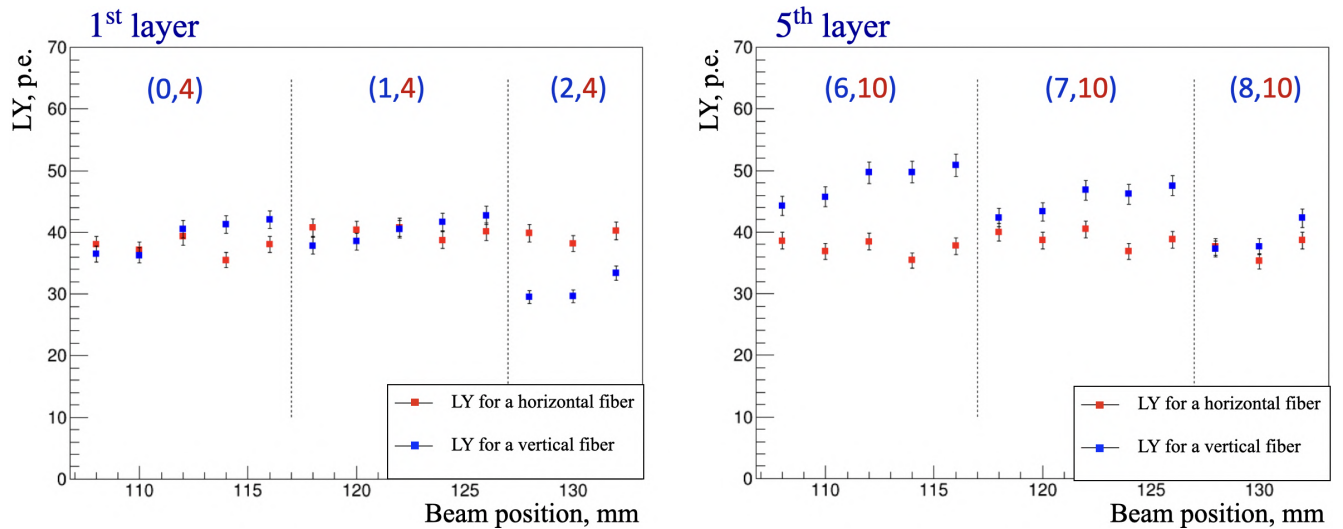


Рисунок 4.6 — Средний световыход, измеренный для 13-ти точек сканирования пучка с шагом 2 мм в 1-м (слева) и 5-м (справа) слоях прототипа. Номера задействованных в измерениях WLS волокон указаны в скобках: синим цветом — вертикальные волокна, красным цветом — горизонтальные волокна.

горизонтальное волокно: СН10. На Рисунке 4.6 в скобках красным цветом указаны номера горизонтальных волокон, синим цветом — номера вертикальных волокон.

Средний световыход с одного волокна составил 41.0 ф.э./МІР, средний световыход с двух волокон, то есть с одного кубического сцинтиллятора, составил 79.8 ф.э./МІР.

Как видно из Рисунка 4.6, в пределах каждого из трех центральных кубических сцинтилляторов наблюдается зависимость световыхода в точке сканирования пучка от расстояния от этой точки сканирования до вертикального волокна, а именно, по мере приближения к вертикальному волокну световыход возрастает. Такая зависимость наблюдается и в 1-м и в 5-м слоях прототипа. Для световыхода с горизонтального волокна такой зависимости не наблюдается по причине фиксированного расстояния от каждой точки сканирования до горизонтального волокна в 3 мм. Чтобы оценить характер наблюдаемой зависимости, для каждой точки сканирования пучка исследовано отношение световыхода с вертикального волокна к световыходу с горизонтального волокна.

На Рисунке 4.7 (слева) показано распределение отношения световыходов с 1-го (вертикального) и 4-го (горизонтального) волокон для точки сканирования 124 мм. На Рисунке 4.7 (справа) показано отношение световыходов с 1-го (вертикального) и 4-го (горизонтального) волокон для точки сканирования 124

мм в зависимости от световыхода с 4-го горизонтального волокна. Таким об-

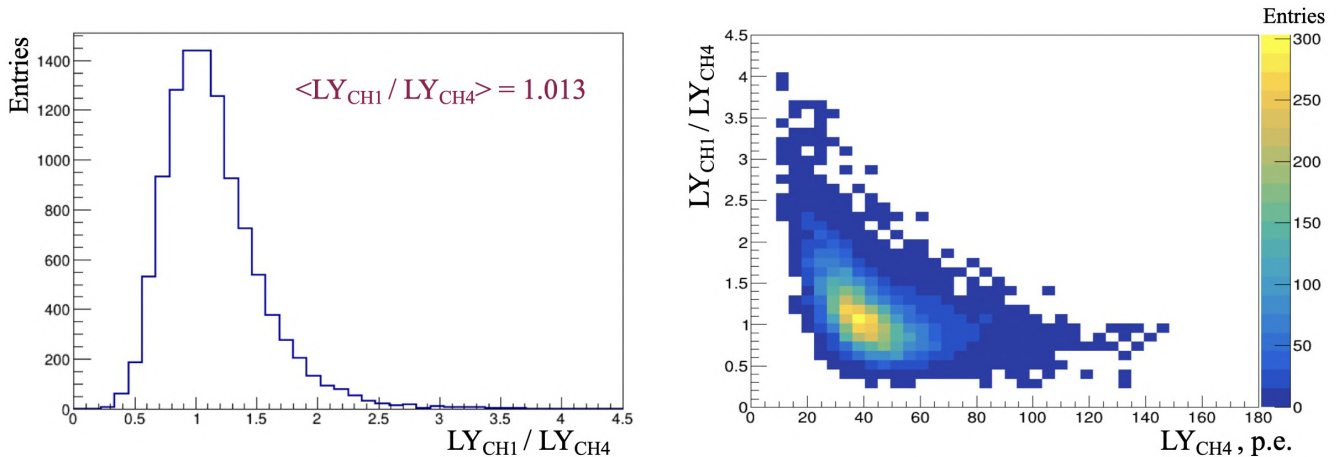


Рисунок 4.7 — Слева: Отношение световыхода с вертикального волокна CH1 к световыходу с горизонтального волокна CH4 для точки сканирования 124 мм. Справа: Отношение световыходов CH1/CH4 в зависимости от световыхода с горизонтального волокна CH4.

разом, для каждой точки сканирования выполнена нормировка световыхода с вертикального волокна на световыход с горизонтального волокна, принятого за фиксированную величину для каждой точки сканирования. Среднее отношение световыходов для каждой точки сканирования пучка, измеренное в 1-м и в 5-м слоях, показано на Рисунке 4.8.

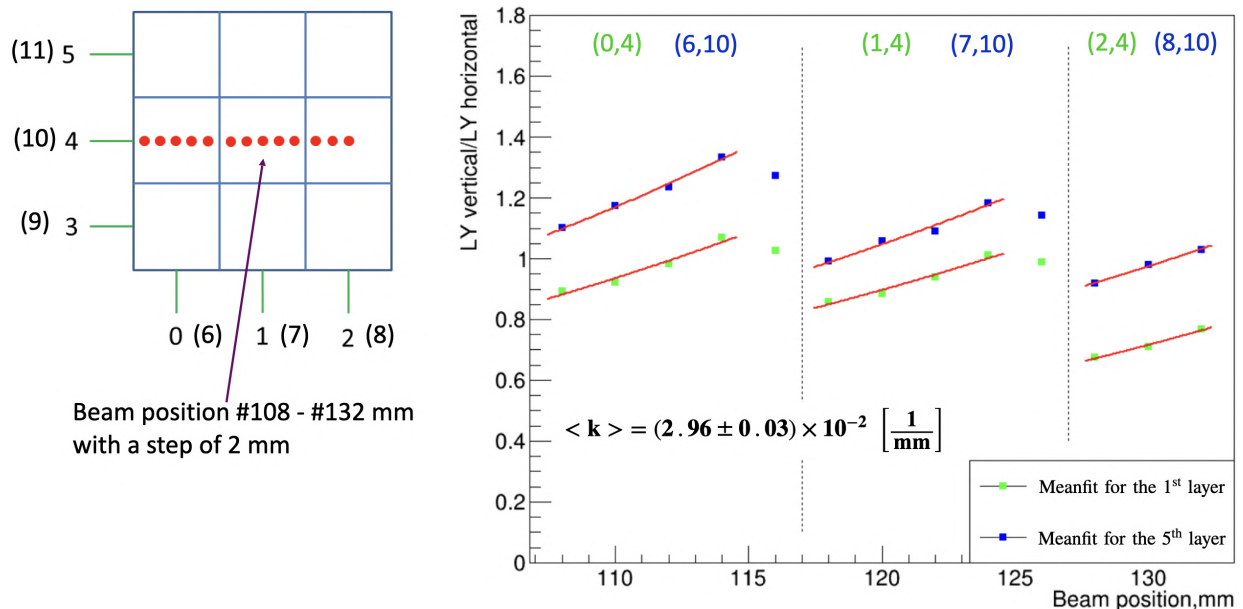


Рисунок 4.8 — Слева: Расположение 13-ти точек сканирования пучка и номера WLS волокон в 1-м и 5-м слоях прототипа. Справа: Отношение световыходов с вертикального и горизонтального волокон для каждой точки сканирования в 1-м слое (зеленый цвет) и в 5-м слое (синий цвет).

В результате аппроксимации полученных результатов экспоненциальной зависимостью:

$$\frac{LY_{\text{vert}}}{LY_{\text{horiz}}} = C \cdot \exp(kx), \quad (4.1)$$

средний коэффициент, характеризующий скорость ослабления световыхода с вертикального волокна по мере удаления от него точки сканирования пучка, составил: $\langle k \rangle = (2.96 \pm 0.03) \times 10^{-2} [1/\text{мм}]$.

Как видно из Рисунка 4.8, точки, соответствующие отношению световыходов, в 1-м слое расположены ниже этих же точек в 5-м слое, что может быть вызвано некоторым отклонением пучка от центральной оси кубических сцинтилляторов во время проведения тестов. Стоит отметить, что последняя точка в первых двух центральных кубиках, расположенная в непосредственной близости от вертикального волокна, не учитывалась в измерении коэффициента ослабления в связи с тем, что световыход в этой точке относительно вертикального волокна был искажен помехами, возникающими от стенок кубика и от самого волокна.

Для того, чтобы оценить положение каждой точки сканирования относительно геометрического центра кубика, в котором она расположена, измерен ее центр тяжести с учетом световыхода с трех вертикальных волокон: СН0, СН1, СН2 в 1-м слое и СН6, СН7, СН8 в 5-м слое. На Рисунке 4.9 показана схема измерения центра тяжести точек сканирования на примере первого слоя прототипа. За геометрические центры трех кубиков в 1-м и 5-м слоях приняты координаты: 1, 2 и 3 см.

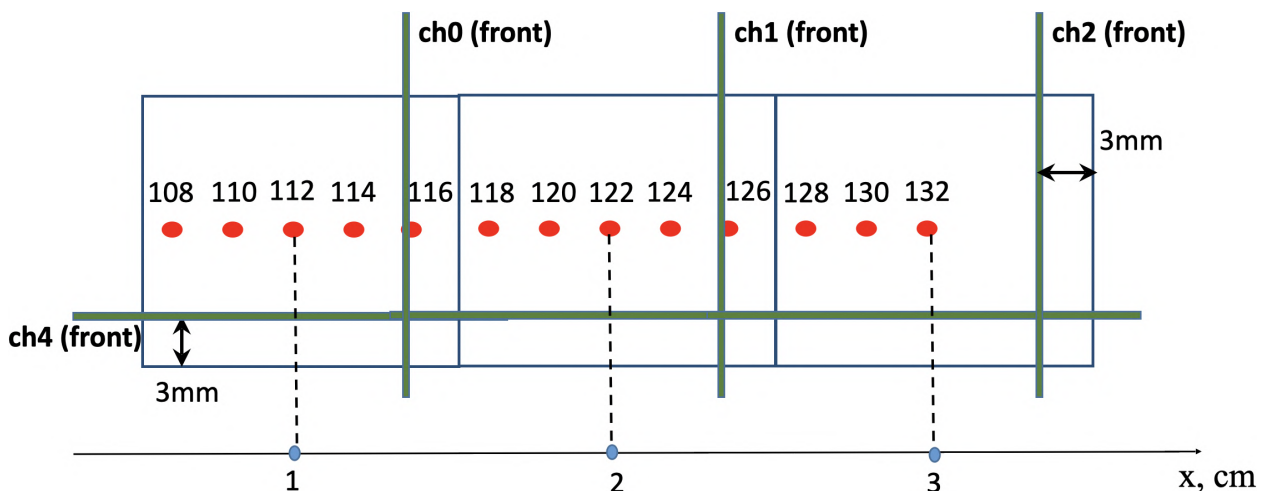


Рисунок 4.9 — Схема измерения центра тяжести точек сканирования пучка относительно геометрического центра кубических сцинтилляторов, в которых они расположены, на примере 1-го слоя прототипа.

Формула для измерения центра тяжести произвольной точки сканирования в 1-м слое прототипа имеет следующий вид:

$$X_C = \frac{\text{adc}[0] \cdot 1 + \text{adc}[1] \cdot 2 + \text{adc}[2] \cdot 3}{\text{adc}[0] + \text{adc}[1] + \text{adc}[2]}, \quad (4.2)$$

где $\text{adc}[i]$ — световыход с i -го вертикального волокна. На Рисунке 4.10 показано распределение центра тяжести для точки сканирования 120 мм в 1-м слое прототипа со средним значением 1.986 см. Аналогичное распределение получено

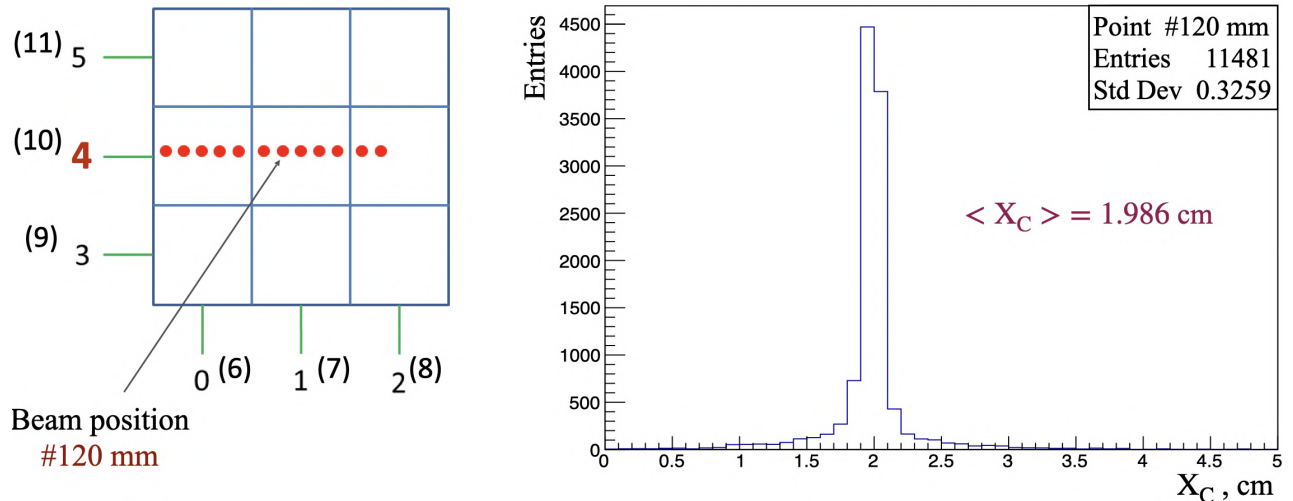


Рисунок 4.10 — Слева: Положение точки сканирования пучка 120 мм. Справа: Центр тяжести, измеренный для точки 120 мм в 1-м слое прототипа.

для каждой точки сканирования в 1-м и 5-м слоях прототипа.

Центр тяжести, измеренный для 13-ти точек сканирования в 1-м и 5-м слоях прототипа, показан на Рисунке 4.11. Погрешность измерения центра тяжести определена как стандартное отклонение распределения (Std Dev), пример которого приведен на Рисунке 4.10. Полученные результаты показывают, что центр тяжести, измеренный для точек сканирования, расположенных в пределах одного кубического сцинтиллятора совпадает в пределах погрешности с геометрическим центром этого сцинтиллятора и в 1-м и в 5-м слоях прототипа.

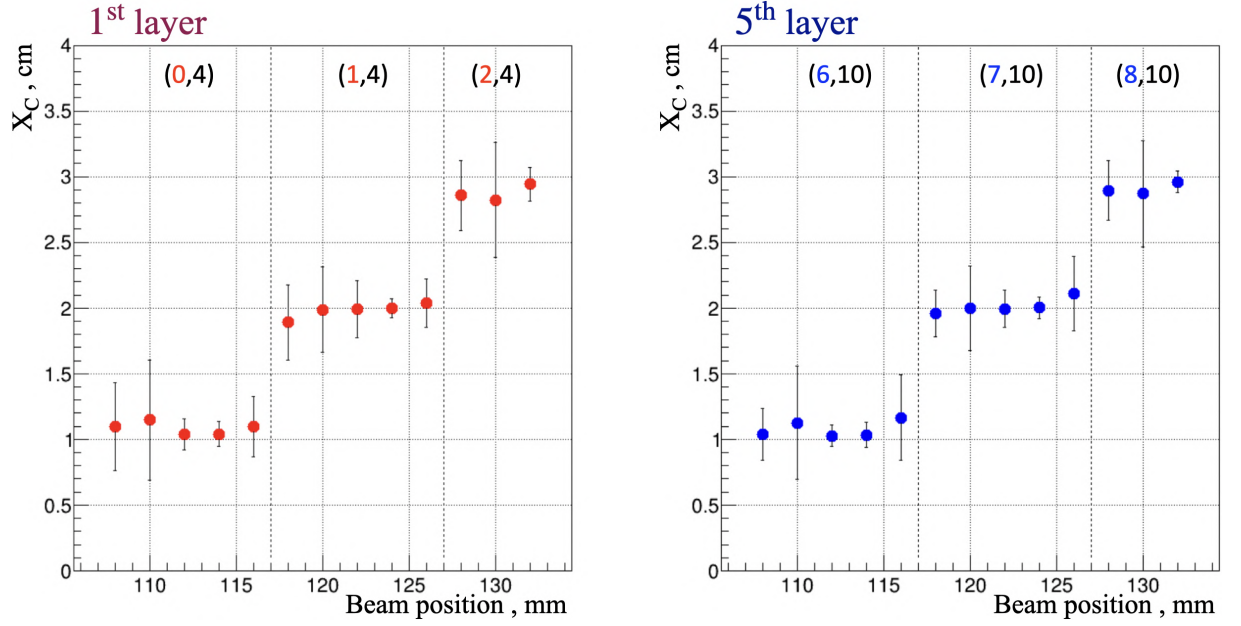


Рисунок 4.11 — Центр тяжести, измеренный для 13-ти точек сканирования пучка относительно геометрического центра кубических сцинтилляторов в 1-м (слева) и в 5-м (справа) слоях прототипа.

4.1.2 Временные характеристики

Временное разрешение измерено с одного, двух и четырех волокон для каждой точки сканирования. Для измерения временного разрешения использовалось распределение, вид которого в произвольной точке сканирования определялся следующим образом:

$$\text{hist}_t = \frac{\sum_i \text{Time}[\text{CH}_i] - n \times \text{Time}[\text{CH14}]}{n}, \quad (4.3)$$

где $\text{Time}[\text{CH}_i]$ — время сигнала с i -го волокна, n — количество волокон.

На Рисунке 4.12 (справа) показано распределение разницы по времени между сигналом с запускающего триггера и сигналом со второго триггера (с 14-го канала цифрового преобразователя), предоставляющего амплитудную информацию для каждой точки сканирования. Для восстановления событий временное окно между сигналами с двух триггеров было установлено в 1 нс.

На Рисунке 4.13 приведены распределения по времени, полученные в соответствии с (4.3), для точки сканирования 124 мм с одного, двух и четырех волокон. Номера считывающих волокон указаны на гистограммах. Временное разрешение измерено как стандартное отклонение результата аппроксимации полученных распределений функцией Гаусса. Для точки сканирования 124 мм

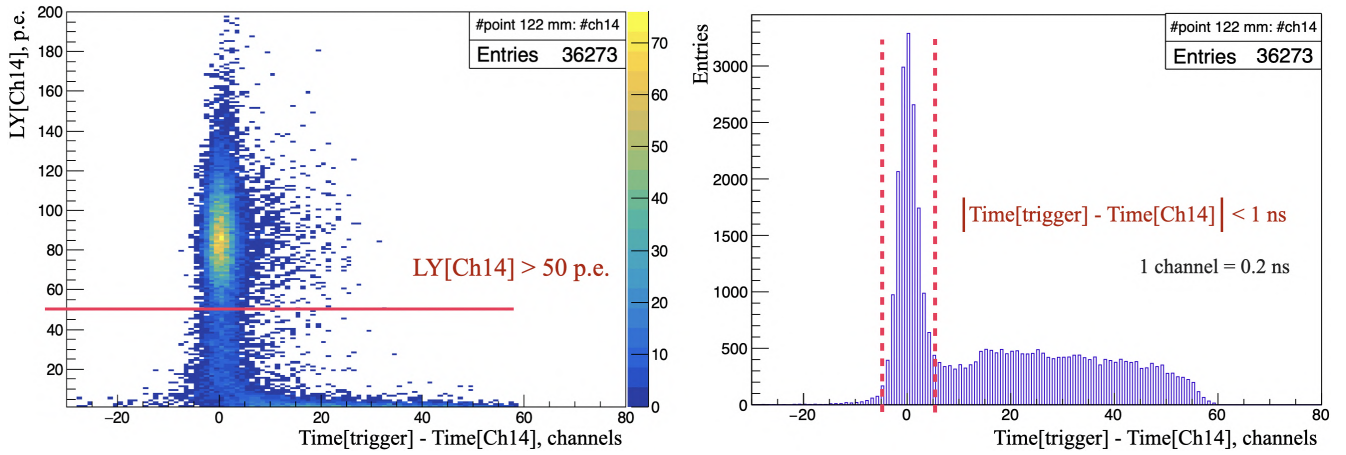


Рисунок 4.12 — Слева: Разница по времени между сигналом с запускающего триггера и сигналом с канала СН14 в зависимости от световыхода с канала СН14 для точки 122 мм. Справа: Разница по времени между сигналом с запускающего триггера и сигналом со второго триггера (с 14-го канала цифрового преобразователя).

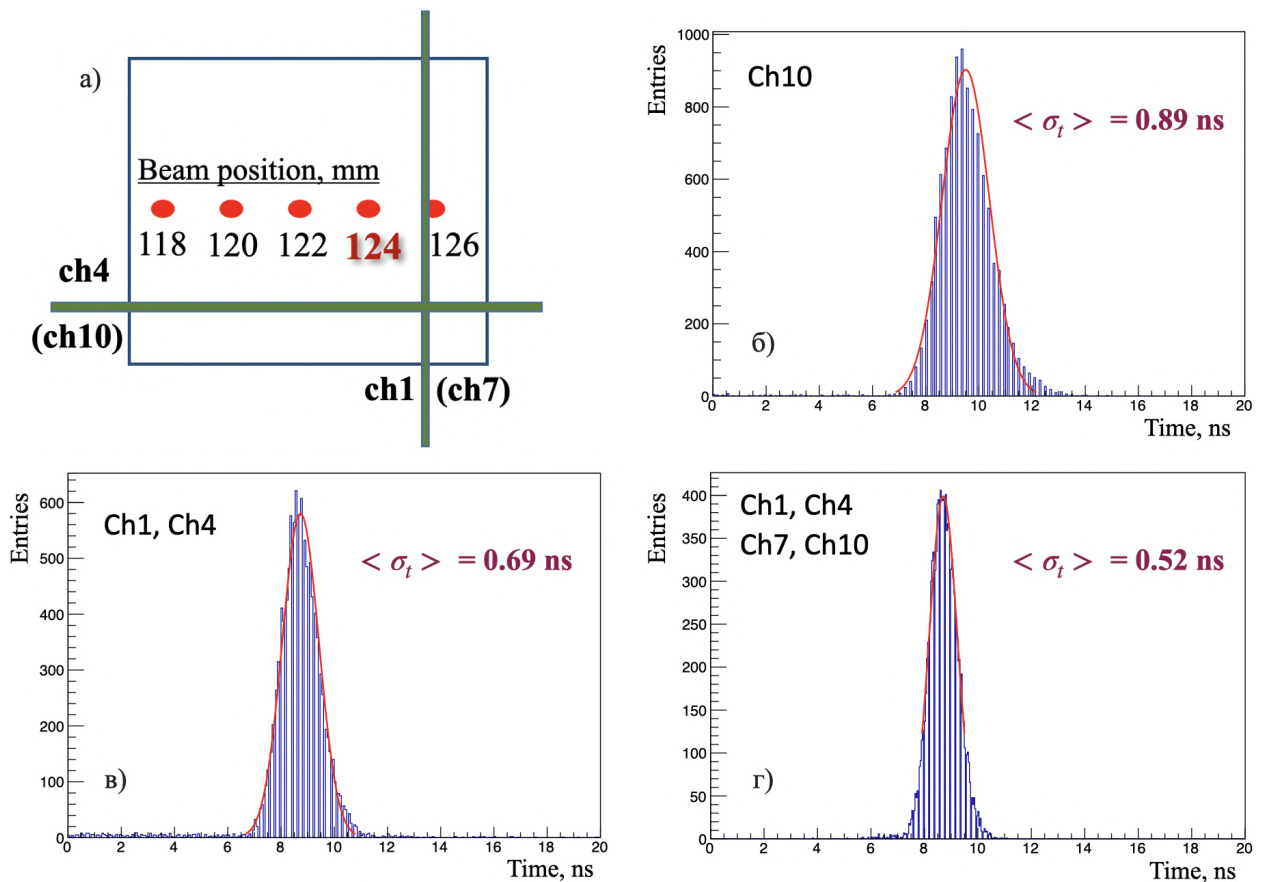


Рисунок 4.13 — Положение точки сканирования пучка 124 мм в 1-м и 5-м слоях прототипа (а). Временное разрешение, измеренное для точки сканирования пучка 124 мм с одного (б), двух (в) и четырех (г) волокон.

временное разрешение с одного волокна составило 0.89 нс, с двух волокон (с одного кубического сцинтиллятора) 0.69 нс и с четырех волокон (для трека) 0.52 нс. С использованием данных для всех 13-ти точек сканирования пучка получены следующие результаты: среднее временное разрешение сигнала с одного волокна составило 0.93 нс, с четырех волокон — 0.52 нс.

Временное разрешение с двух волокон измерено отдельно в 1-м и в 5-м слоях прототипа. Результаты показаны на Рисунке 4.14. Среднее временное раз-

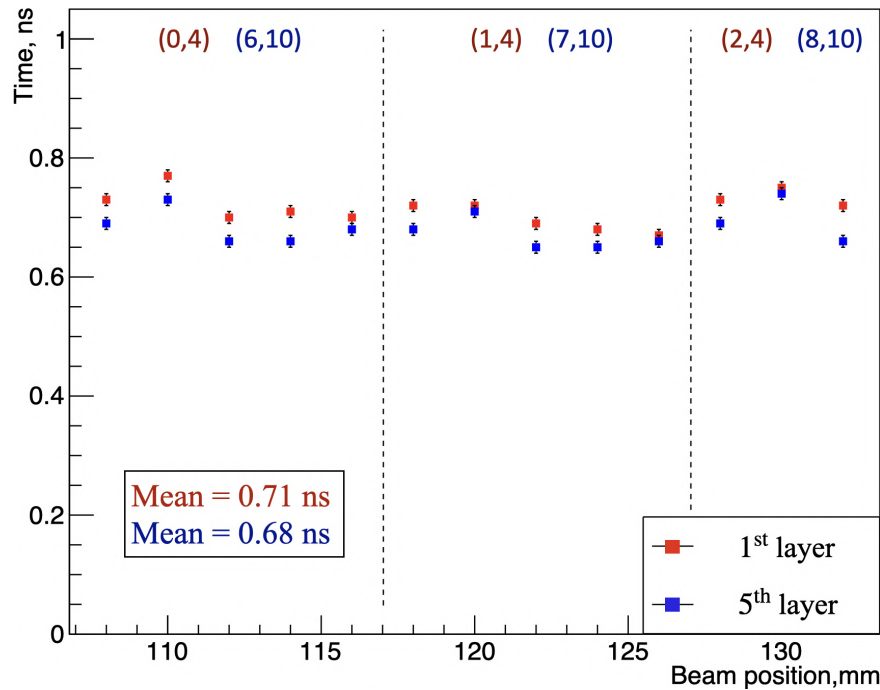


Рисунок 4.14 — Временное разрешение, измеренное с двух волокон в 1-м (красный цвет) и в 5-м (синий цвет) слоях прототипа.

решение с двух волокон составило 0.71 нс в 1-м и 0.68 нс в 5-м слоях прототипа.

С использованием разницы временного отклика между сигналами с горизонтального и вертикального волокон в 1-м и 5-м слоях прототипа реализован метод восстановления событий из пучка. Под событием в данном случае понимается заряженная частица, прошедшая через точку сканирования и в 1-м и в 5-м слоях прототипа. На Рисунке 4.15 (слева) приведена двумерная гистограмма, показывающая разницу временного отклика между сигналами с волокон СН1, СН4 ($tdc[1]-tdc[4]$) в 1-м слое и СН7, СН10 ($tdc[7]-tdc[10]$) в 5-м слое прототипа для точки сканирования 122 мм. На 2D гистограмме выделены две области. Первая область содержит события, для которых наблюдается перекрытие по времени сигналов с четырех волокон. Это значит, что заряженная частица прошла через прототип без остановки вблизи точки сканирования, как в 1-м, так и

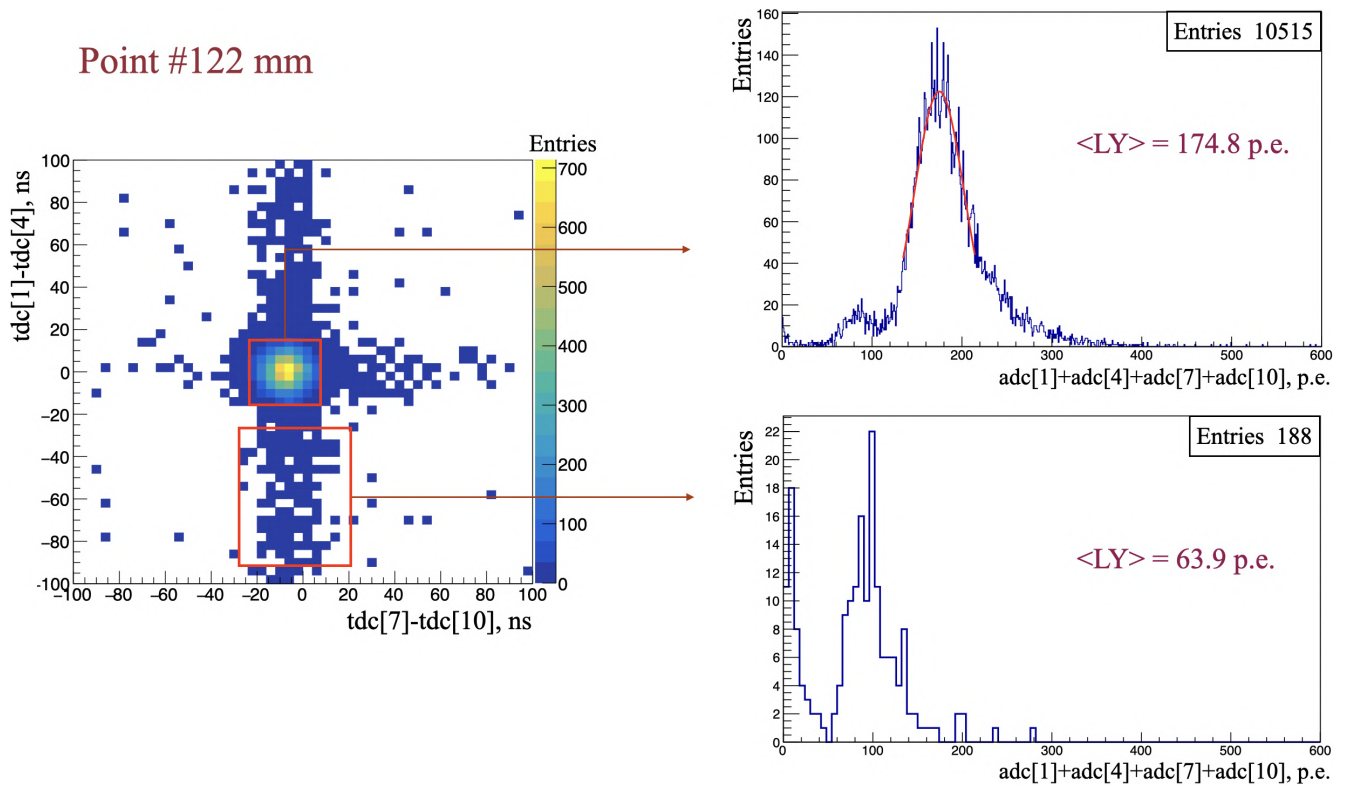


Рисунок 4.15 — Слева: Восстановленные по разнице временного отклика между сигналами с горизонтальных и вертикальных волокон события для точки сканирования 122 мм. Справа: Распределение суммарного световыхода с четырех волокон для двух выделенных на 2D гистограмме областей.

в 5-м слое. Вторая область, наоборот, содержит события, для которых перекрытие сигналов по времени с четырех волокон практически отсутствует. Для двух выделенных областей приведены соответствующие распределения суммарного световыхода с четырех волокон (Рисунок 4.15, справа). В первой области средний световыход по сумме четырех волокон составил 174.8 ф.э., во второй — 63.9 ф.э. Таким образом, метод, основанный на измерении временного отклика одновременно с четырех волокон: с двух в 1-м слое и с двух в 5-м слое, позволяет восстанавливать из пучка события в определенной точке сканирования.

Для одного из 10515 событий, восстановленных из первой области (с максимальным перекрытием по времени сигналов с четырех волокон), измерен световыход для 9-ти кубических сцинтилляторов в 1-м и 5-м слоях прототипа с использованием всех 12-ти WLS волокон, задействованных в тесте (Рисунок 4.3). Событие восстановлено для точки сканирования 122 мм, которая расположена в центральном кубике. Для каждого из 9-ти кубических сцинтилляторов, выделенных красным цветом на Рисунке 4.3, показан световыход измеренный по сумме с вертикального и горизонтального волокон, проходящих

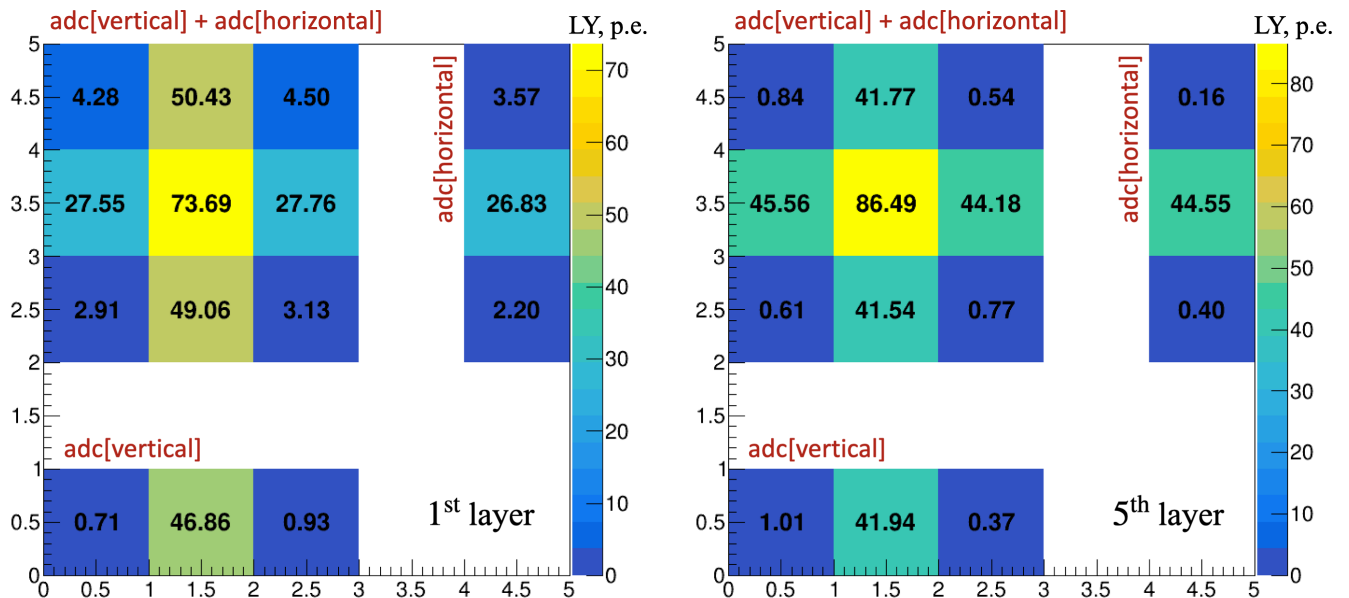


Рисунок 4.16 — Световыход, измеренный с использованием 12-ти WLS волокон для одного восстановленного из пучка события в точке сканирования 122 мм в 1-м (слева) и 5-м (справа) слоях прототипа. Показан световыход, измеренный по сумме с вертикального и горизонтального волокон для 9-ти кубических сцинтилляторов. По краям (вертикально и горизонтально) показан световыход, измеренный с трех горизонтальных и с трех вертикальных волокон по отдельности.

через этот сцинтиллятор. Также показан световыход, измеренный с трех вертикальных и трех горизонтальных волокон по отдельности. Для восстановленного события, прошедшего через кубические сцинтилляторы в точке сканирования 122 мм и в 1-м и в 5-м слоях прототипа, суммарный световыход с двух волокон в сцинтилляторе, содержащем эту точку сканирования, составил 73.7 ф.э. в 1-м слое и 86.5 ф.э. в 5-м слое прототипа. Также, показан световыход, измеренный в 8-ми сцинтилляторах, которые окружают сцинтиллятор, содержащий точку сканирования 122 мм.

4.1.3 Измерение crosstalk

Процесс изготовления кубических сцинтилляторов включал в себя покрытие поверхности сцинтилляторов белым химическим отражателем, который, как и любой отражатель диффузного типа, не полностью изолирует сцин-

тилляционный свет. В результате, наблюдается явление перехода света из основного сцинтиллятора, через который прошла частица, в соседние с ним сцинтилляторы. Такое явление называется crosstalk. Crosstalk измерен через одну грань кубического сцинтиллятора, как отношение световыхода в соседнем сцинтиляторе к световыходу в основном сцинтиляторе. Для подавления вклада шумовых сигналов, усиливающих флуктуации пьедестала, для измерения crosstalk был установлен порог 0.5 ф.э.

На Рисунке 4.17 показано распределение crosstalk при переходе света из центрального сцинтиллятора CH1/CH4 в сцинтилятор CH0/CH4 для точки сканирования 124 мм. Средний crosstalk в данном случае составил 3.2%.

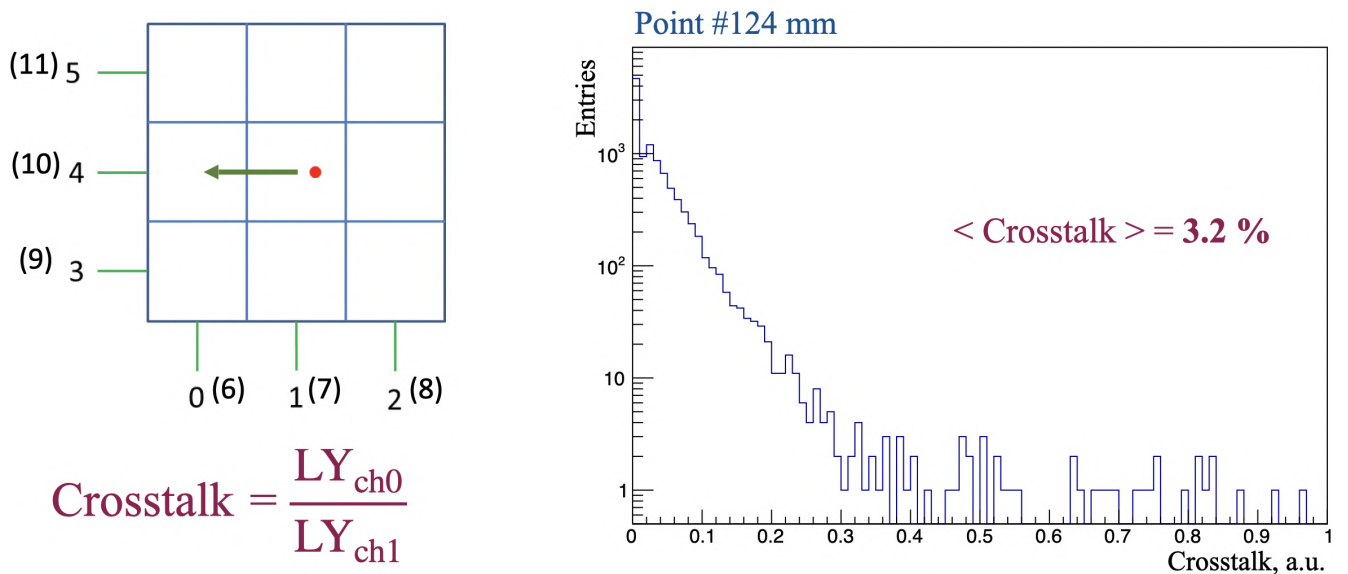


Рисунок 4.17 — Слева: Схема перехода света через грань кубического сцинтиллятора CH1/CH4 в сцинтилятор CH0/CH4 и формула для измерения crosstalk. Справа: Распределение crosstalk для точки сканирования 124 мм при переходе света из кубического сцинтиллятора CH1/CH4 в сцинтилятор CH0/CH4.

Результаты измерений crosstalk для точки 124 мм в 1-м и 5-м слоях прототипа при переходе света через одну грань кубического сцинтиллятора: CH1/CH4 (в первом слое) и CH7/CH10 (в пятом слое) в четыре соседних с ним сцинтиллятора приведены на Рисунке 4.18.

На Рисунке 4.19 (справа) приведены две двумерные гистограммы, показывающие зависимость световыхода, измеренного в центральном сцинтиляторе с волокна CH10, от световыхода, измеренного в сцинтиляторе, расположенном выше центрального с волокна CH11 (б) и ниже центрального с волокна CH9 (в).

Point #124 mm

| 1 st layer | | 5 th layer | |
|-----------------------|-----------|-------------------------|-----------|
| Crosstalk | Value (%) | Crosstalk | Value (%) |
| LY_{ch0} / LY_{ch1} | 3.22 | LY_{ch6} / LY_{ch7} | 3.07 |
| LY_{ch2} / LY_{ch1} | 3.24 | LY_{ch8} / LY_{ch7} | 3.63 |
| LY_{ch3} / LY_{ch4} | 3.46 | LY_{ch9} / LY_{ch10} | 3.30 |
| LY_{ch5} / LY_{ch4} | 3.77 | LY_{ch11} / LY_{ch10} | 6.17 |

Рисунок 4.18 — Crosstalk через одну грань кубического сцинтиллятора СН1/СН4 (слева) и СН7/СН10 (справа) в четыре соседних с ним сцинтиллятора, измеренный для точки сканирования 124 мм.

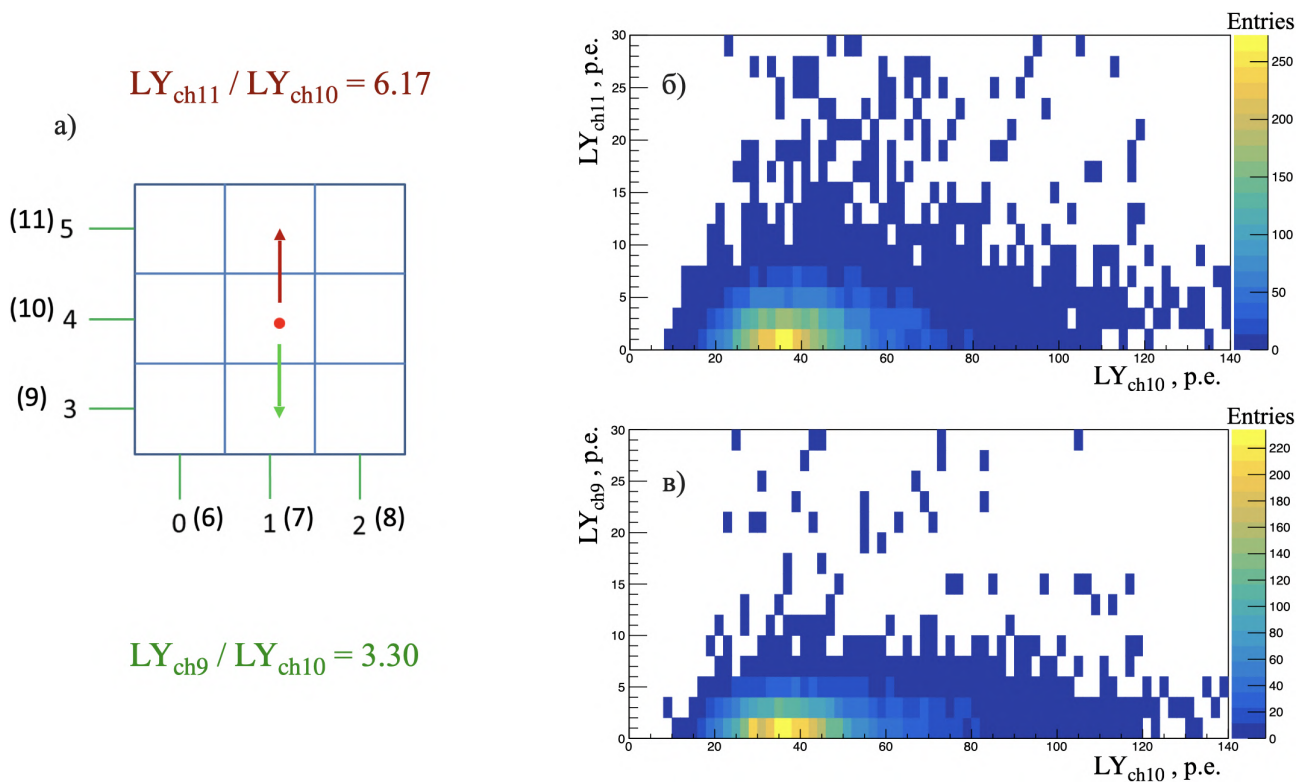


Рисунок 4.19 — Crosstalk через одну грань кубического сцинтиллятора СН7/СН10 в сцинтилляторы СН7/СН11 (б) и СН7/СН9 (в), измеренный для точки сканирования 124 мм и результаты измерений (а).

Средний crosstalk, измеренный для 13-ти точек сканирования пучка через одну грань кубического сцинтиллятора, составил 3.4%.

4.2 Тест со вторым прототипом СуперFGD

4.2.1 Описание теста

Тест со вторым прототипом детектора СуперFGD выполнен на пучке заряженных частиц от протонного синхротрона экспериментальной области Т9 в ЦЕРН летом 2018-го года. Прототип состоял из 9216-ти сцинтилляционных элементов размером $1 \times 1 \times 1 \text{ см}^3$, собранных в виде параллелепипеда размером $24(x) \times 8(y) \times 48(z) \text{ см}^3$ с использованием калиброванной лески диаметром 1.3 мм. Прототип был оснащен тремя типами Hamamatsu MPPCs: S13360-1325CS, S13081-050CS и S12571-025C [90, 113], схема расположения которых показана на Рисунке 4.20. Плоскости XY и YZ были полностью оснащены одним и тем же

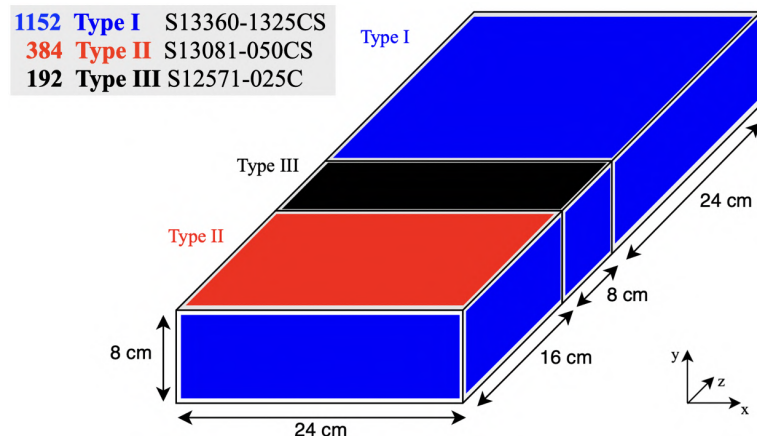


Рисунок 4.20 — Расположение MPPCs трех типов во втором прототипе СуперFGD ($24 \times 8 \times 48 \text{ см}^3$).

типом MPPCs S13360-1325CS с наибольшим динамическим диапазоном, чтобы обеспечить коэффициент усиления и калибровку каналов, считывающих сигнал с горизонтальных волокон, для прямых треков в равных условиях. MPPCs данного типа в настоящее время установлены в реальном детекторе СуперFGD. Плоскость XZ помимо типа 13360-1325CS была инструментирована двумя другими типами MPPCs: S13081-050CS и S12571-025C в целях экономии затрат на оборудование (они были доступны в качестве запасных частей) и для их сравнения с основной моделью MPPC. Стоит отметить, что область прототипа, характерная для точки остановки протонов с импульсом $0.8 \text{ ГэВ}/c$, была оборудована

дована основным типом MPPCs S13360-1325CS в трех плоскостях. В Таблице 1 приведено сравнение технических характеристик MPPCs трех типов.

Таблица 1 — Сравнение основных характеристик MPPCs трех типов, которые были задействованы в тесте второго прототипа СуперFGD [90].

| Характеристика | Тип 1 | Тип 2 | Тип 3 |
|--|-------------------|-------------------|--------------------|
| Тип MPPC | S13360-1325CS | S13081-050CS | S12571-025C |
| Количество MPPCs в прототипе СуперFGD | 1152 | 384 | 192 |
| Эффективная светочувств-ная площадь [мм ²] | 1.3×1.3 | 1.3×1.3 | 1.0×1.0 |
| Шаг пикселя [мкм] | 25 | 50 | 25 |
| Число пикселей | 2668 | 667 | 1600 |
| Рабочее напряжение [В] | 56-58 | 53-55 | 67-68 |
| Эффективность детектирования фотонов [%] | 25 | 35 | 35 |
| Коэффициент усиления | 7.0×10^5 | 1.5×10^6 | 5.15×10^5 |
| Частота темнового тока [кГц] | 70 | 90 | 100 |
| Вероятность перекрестных помех [%] | 1 | 1 | 10 |

Восемь горизонтальных плоскостей $24(x) \times 48(z)$ были разделены листами бумаги-отражателя Тувек [91] толщиной 150 мкм. Использование листов Тувек было предназначено для сглаживания поверхностей кубических сцинтилляторов, расположенных в одном слое, из-за их несовершенной геометрии, обусловленной методом их изготовления, а именно, вырезанием из длинных экструдированных плит. Кроме того, Тувек использовался для исследования эффекта crosstalk вдоль треков заряженных частиц. Использование Тувек не было предусмотрено в окончательной конструкции детектора СуперFGD. Сцинтилляционные элементы были упакованы в коробку, изготовленную из акриловых пластин толщиной 8 мм, в которых была предусмотрена матрица отверстий для размещения WLS волокон с оптическими разъемами. Свет с каждого кубического сцинтиллятора собирался тремя ортогонально расположенными WLS волокнами Kuraray Y-11(200) MS-типа [89].

Схематичное изображение основных элементов теста прототипа СуперFGD показано на Рисунке 4.21. Для разделения типов частиц использовалась триггерная система на основе сцинтилляционных (S1, S2, S3) и черенковского (C2) детекторов. Вдоль линии пучка были установлены время-пролетные (Time-of-Flight) счетчики. Импульс частиц принимал фиксированное значение для каждого набора данных в пределах диапазона от ± 0.4 до ± 8 ГэВ/с. Были предусмотрены два режима работы пучка: адронный и мюонный.

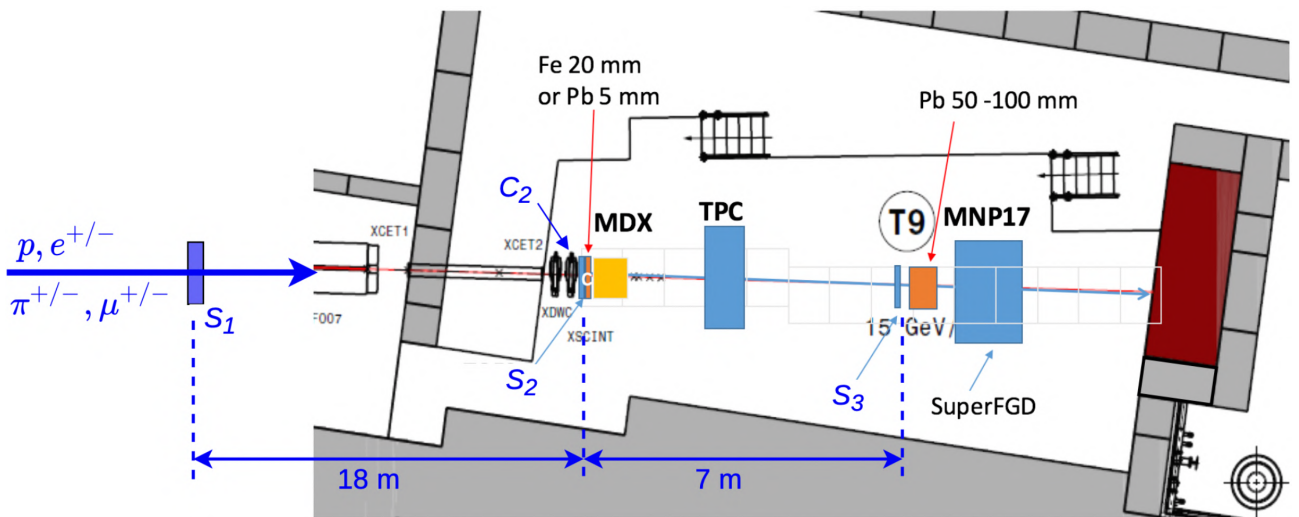


Рисунок 4.21 — Схема теста прототипа СуперFGD с размерами $24 \times 8 \times 48 \text{ см}^3$ на пучке заряженных частиц в ЦЕРН [111].

Пучок в адронном режиме состоял из смеси заряженных частиц, таких как протоны, положительно и отрицательно заряженные пионы и мюоны, а также электроны и позитроны. При этом, доля частиц в пучке варьировалась с помощью вставок из следующих материалов: парафин, железо, медь и свинец, расположенных на оси пучка, для усиления или подавления взаимодействий частиц определенного типа. Мюонный режим пучка обеспечивался установкой широкого ограничителя на линии пучка, который подавлял адронную составляющую пучка и большую часть e^+/e^- .

Считывающая электроника

В тесте была задействована считывающая электроника, разработанная для детектора Baby-MIND эксперимента WAGASCI [112]. Схема считывания основана на интерфейсной микросхеме ASIC (Application-Specific Integrated Circuit) CITIROC (Cherenkov Imaging Telescope Integrated Read Out Chip) [114], которая предназначена для считывания данных с MPPCs и была выбрана для реального детектора СуперFGD. Основным компонентом в этой схеме является интерфейсная плата FEB (Front End Board) [115], на которой размещены три чипа CITIROC, на каждый из которых подаются сигналы с 32-х MPPCs. Прототип СуперFGD оснащен 18-ю FEB платами, распределенными по четырем мини-крейтам. Один FEB помимо трех чипов CITIROC содержит программируемую

интегральную схему FPGA (Field Programmable Gate Array) для синхронизации и управления потоком данных, 8-ми канальный аналого-цифровой преобразователь ADC (Analogue-to-Digital Converter) для оцифровки аналоговых выходных данных с CITIROC и микроконтроллер USB 3.0 для передачи данных на систему сбора данных DAQ (Data Acquisition). Схема обработки сигнала с одного МРРС с помощью одного из 32-х входных каналов чипа CITIROC представлена на Рисунке 4.22.

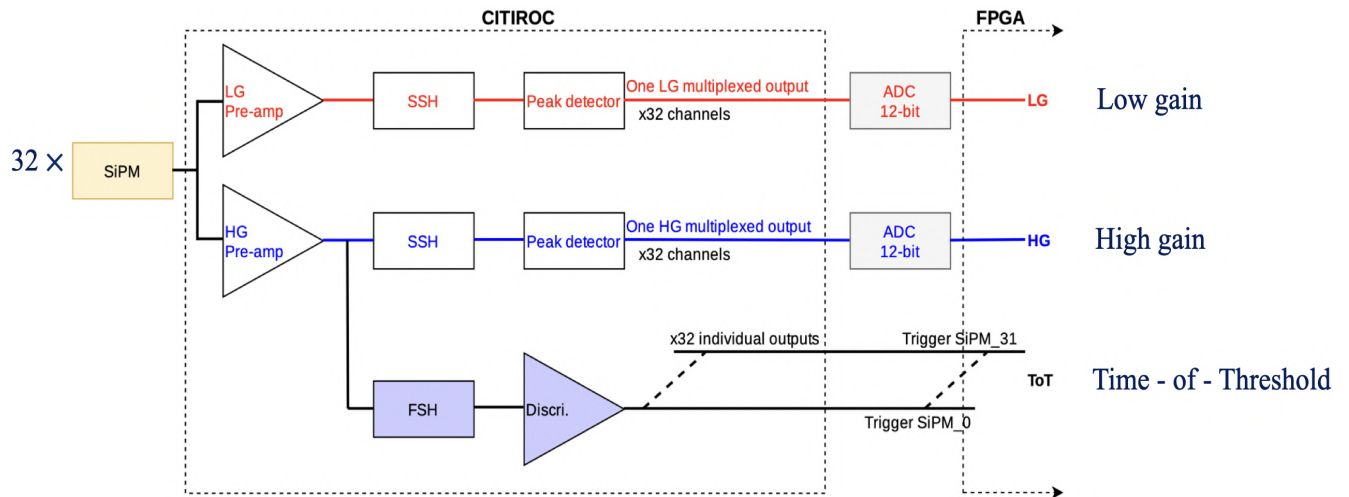


Рисунок 4.22 — Схема обработки сигнала с МРРС с помощью одного из 32-х входных каналов чипа CITIROC. На выходе три оцифрованных сигнала: HG (High Gain), LG (Low Gain) и ToT (Time-over-Threshold), которые предоставляют информацию об амплитуде каждого взаимодействия (события) в прототипе СуперFGD [111].

Обработка сигнала с МРРС с помощью одного из 32-х каналов чипа CITIROC выполнялась по двум независимым сигнальным линиям с высоким и низким коэффициентами усиления: HG (High Gain) и LG (Low Gain). Выходные HG и LG сигналы с предусилителя поступали на медленный формирователь SSH (Slow Shaper), а затем отбирались с помощью пикового детектора. Отобранные пиковым детектором HG и LG сигналы объединялись (мультиплексировались) со всех 32-х МРРС в один выходной сигнал с чипа CITIROC, который затем оцифровывался с помощью ADC. Кроме того, для выходных HG и LG сигналов с предусилителя была предусмотрена дополнительная триггерная линия с быстрым формирователем FSH (Fast Shaper), которая с помощью дискриминатора измеряла временную разницу между фронтами нарастания и спада сигнала и на выходе FPGA предоставляла еще одну амплитудную

характеристику сигнала — время превышения над порогом ToT (Time-over-Threshold). Таким образом, один входной канал чипа CITIROC обеспечивал измерение амплитуды сигнала с МРРС с помощью трех сигнальных линий, предоставляя амплитудную информацию в виде трех выходных сигналов: HG, LG и ToT. Амплитуды HG и LG возвращаются в единицах каналов ADC, амплитуда ToT возвращается в единицах временной метки, равной 2.5 нс. Во избежании повреждения схемы, считывающая электроника была выведена за пределы магнитного поля, в которое был помещен прототип СуперFGD во время теста на пучке.

4.2.2 Калибровка каналов электроники

Калибровка каналов электроники заключается в сопоставлении единиц каналов ADC для выходных HG и LG сигналов и единиц временной метки ToT с единицами фотоэлектронов.

Для калибровки HG-каналов с помощью LED источника были сгенерированы амплитудные спектры с четко различимыми фотоэлектронными пиками. Среднее расстояние между пиками использовалось для определения коэффициента усиления HG в единицах каналов ADC на один фотон.

Важной задачей в процессе калибровки, особенно для исследований сигналов с низкими амплитудами, таких как пороговые значения детекторов или перекрестные оптические помехи, является определение положения пьедестала или нулевого пика. В электронике Baby-MIND положение пьедестала остается постоянным для каждого канала независимо от коэффициента усиления, но самостоятельно электроникой не определяется. Поэтому для каждого HG-канала были получены одноэлектронные амплитудные спектры для трех настроек предусилителя (Рисунок 4.23). Положение пьедестала определено как точка пересечения прямых, проходящих через точки, соответствующие положениям фотоэлектронных пиков в единицах каналов ADC.

Калибровка LG-каналов выполнена с помощью калибровки LG к HG (Рисунок 4.24, а) в единицах каналов ADC с аппроксимацией полученной зависимости полиномом первой степени. Для калибровки ToT-каналов выполнена калибровка ToT к HG (Рисунок 4.24, б) для сигналов с амплитудой ниже 100

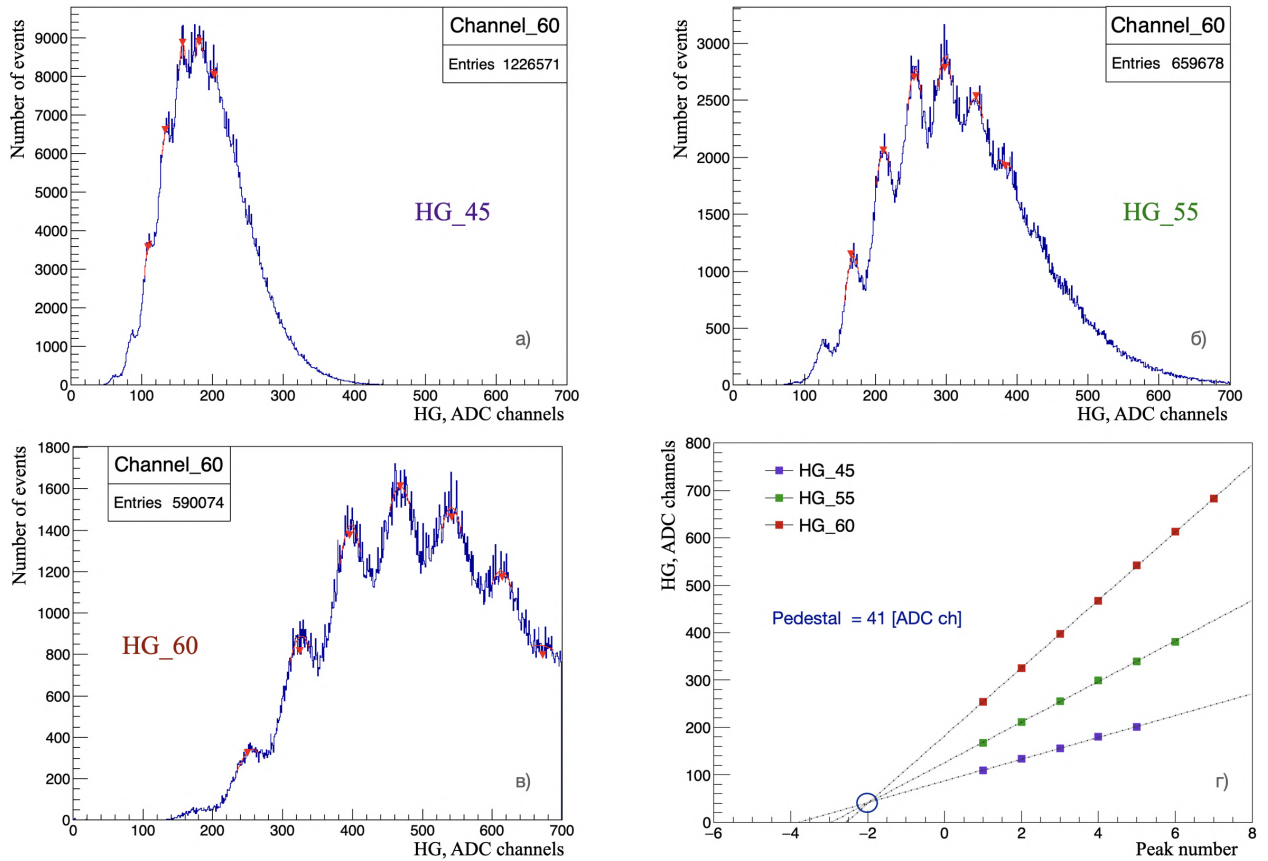


Рисунок 4.23 — Амплитудные спектры для одного HG-канала для трех настроек предусилителя: HG 45 (а), HG 55 (б) и HG 60 (в). Метод определения положения пьедестала в единицах каналов ADC (г).

ф.э. и ТоТ к LG (Рисунок 4.24, в) для сигналов с амплитудой выше 100 ф.э. Полученные зависимости были аппроксимированы полиномом пятой степени. Совокупность трех результирующих значений амплитуды в единицах фото-

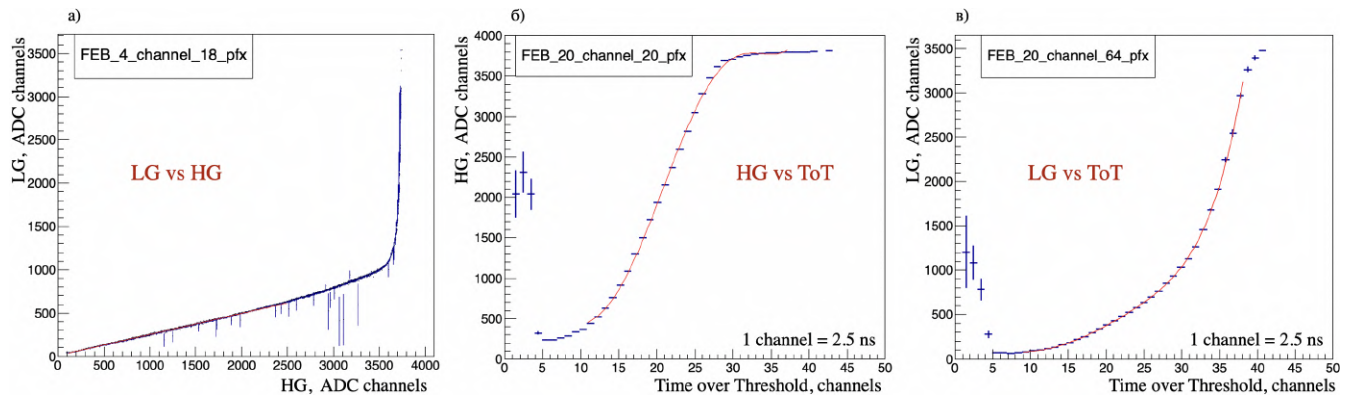


Рисунок 4.24 — Калибровка LG к HG (а), HG к ТоТ (б) и LG к ТоТ (в) для одного из каналов МРРС.

электронов определяет амплитуду сигнала, измеренного с одного WLS волокна посредством МРРС. Амплитуда сигнала принимается равной сигналу HG, если

он существует и находится ниже насыщения. Если сигнал HG не соответствует одному или обоим из этих условий, то за амплитуду сигнала принимается значение сигнала LG (также, если он существует и находится ниже уровня насыщения). В противном случае, для определения амплитуды сигнала используется сигнал ToT.

4.2.3 Восстановление прямых треков мюонов и измерение временного разрешения

Восстановлены треки мюонов с импульсом $2 \text{ ГэВ}/c$ в магнитном поле величиной 0.2 Тл и исследованы их свойства: средний световойход и временное разрешение с использованием данных, полученных в тесте второго прототипа СуперFGD [111].

Пример прямого трека мюона, прошедшего через объем прототипа СуперFGD без остановки параллельно оси Z, сонаправленной с осью пучка от протонного синхротрона, показан на Рисунке 4.25 в трех плоскостях. Один

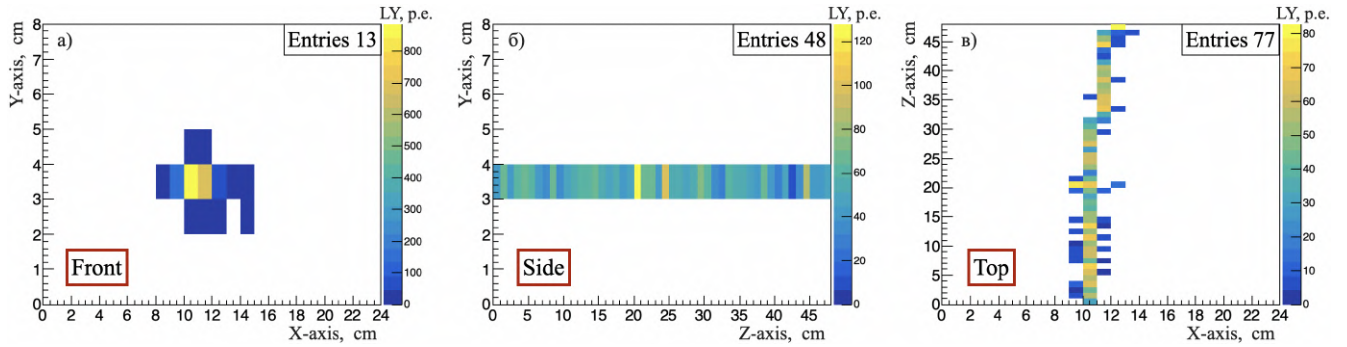


Рисунок 4.25 — Пример трека мюона с импульсом $2 \text{ ГэВ}/c$ в магнитном поле 0.2 Тл в прототипе СуперFGD в трех плоскостях: XY (а), YZ (б), XZ (в).

бин показывает световойход с одного волокна. Количество сработавших в одной плоскости волокон показано как Entries. В плоскостях XY и YZ показан световойход, измеренный с горизонтальных Z- и X-волокон, в плоскости XZ — с вертикальных Y-волокон. Порог дискриминатора СИТИРОС по амплитуде для МРРС I и II типов был установлен в ~ 1.2 ф.э., для МРРС III типа в ~ 4.8 ф.э. Для МРРС III порог по амплитуде намеренно был завышен для того, чтобы снизить количество событий, вызванных темновым током с учетом того, что

вероятность crosstalk для этого типа МРРС в 10 раз выше, чем для первых двух типов МРРС (см. Таблицу 1).

При восстановлении треков мюонов была учтена разница по времени между приходом сигнала, соответствующего треку мюона, на дискриминатор СИТРОС в плоскости ХУ и срабатыванием мюонного триггера. В качестве примера на Рисунке 4.26 показано распределение по времени событий относительно срабатывания триггера для одного из восстановленных в прототипе треков мюонов. Одно событие соответствует сигналу с одного волокна, в данном случае

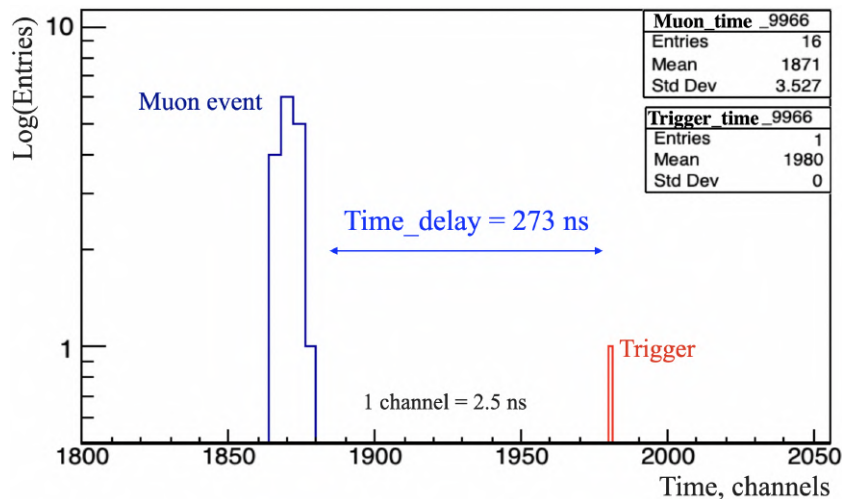


Рисунок 4.26 — Распределение по времени событий, соответствующих одному из восстановленных в прототипе СуперFGD треков мюонов с импульсом 2 ГэВ/с (синий цвет), относительно срабатывания триггера (красный цвет).

с волокна Z. В качестве времени прихода трека мюона используется среднее время всех событий. В данном случае трек мюона включает в себя 16 событий, среднее время которых составляет 1871 каналов. Время срабатывания триггера находится на отметке 1980 каналов. Принимая во внимание, что один канал по временной шкале соответствует 2.5 нс, задержка времени прихода трека мюона относительно срабатывания триггера в данном случае составила 273 нс. Для восстановления прямых треков мюонов временное окно между приходом трека в плоскости ХУ и срабатыванием триггера было выбрано в диапазоне от 250 нс до 300 нс. С учетом временного окна и ограничений на амплитуду событий в плоскостях YZ и XZ, суть которых продемонстрирована на Рисунке 4.27, восстановлено, в общей сложности, 3900 прямых треков мюонов.

На Рисунке 4.27 показан один из восстановленных в прототипе СуперFGD треков мюонов в плоскостях YZ (а) и XZ (б) с соответствующим распределением световыходов с X- (в) и Y- (г) волокон вдоль трека мюона. На амплитуду

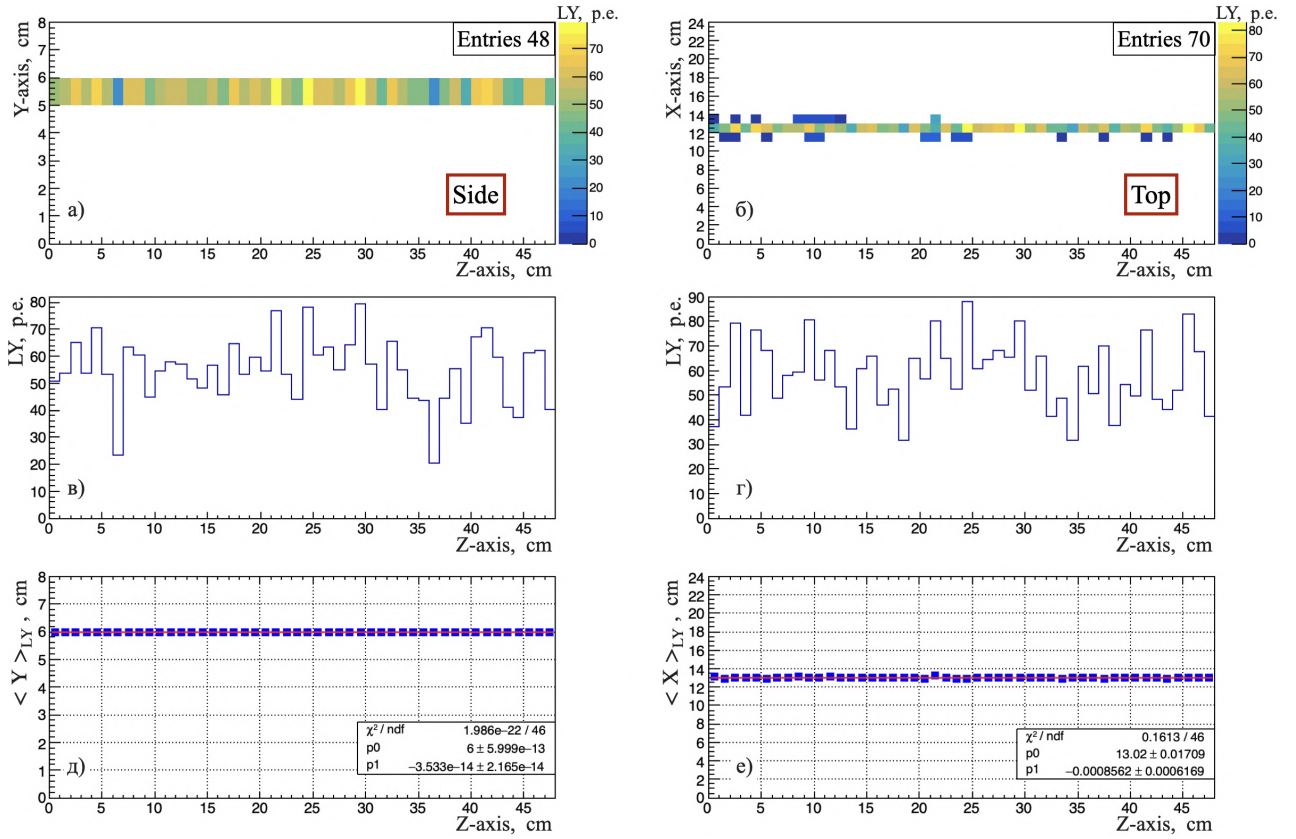


Рисунок 4.27 — Трек мюона в прототипе СуперFGD в плоскостях YZ (а) и XZ (б). Световыход, измеренный с X-волокон в плоскости YZ (в) и с Y-волокон в плоскости XZ (г) вдоль трека мюона. Средневзвешенные по световыходу координаты Y и X в плоскостях YZ (д) и XZ (е) (иллюстративный материал).

событий и в плоскости YZ (с X-волокна) и в плоскости XZ (с Y-волокна) было поставлено ограничение сверху в 130 ф.э. с учетом crosstalk. В данном случае, максимальный световыход вдоль трека мюона с X-волокна составил 80 ф.э., с Y-волокна — 88 ф.э. Кроме того, были поставлены ограничения на первый и последний Z-слои: $Z=1$ и $Z=48$, световыход в которых должен быть отличен от нуля в обеих плоскостях. Это требовалось для восстановления треков мюонов, которые прошли через прототип без остановки.

Для восстановления прямых треков мюонов в каждом Z-слое была измерена средневзвешенная по световыходу координата Y(X) в плоскости YZ(XZ) с учетом crosstalk. Формула для измерения средневзвешенной по световыходу координаты Y в плоскости YZ для одного Z-слоя выглядит следующим образом:

$$\langle Y \rangle_{LY} = \frac{\sum_{i=Y_{\max-1}}^{Y_{\max+1}} LY_i \times i}{\sum_{i=Y_{\max-1}}^{Y_{\max+1}} LY_i}, \quad (4.4)$$

где Y_{\max} — координата события с максимальным световыходом в Z-слое. Координаты событий, расположенных выше $Y_{\max+1}$ и ниже $Y_{\max-1}$ от основного

события с координатой Y_{\max} , использовались для учета crosstalk, что позволяло определять положение трека мюона в каждом Z -слое. LY_i — световыход с X -волокон с координатой i в Z -слое. Для измерения координаты X в плоскости XZ формула имеет аналогичный вид.

Средневзвешенные координаты Y и X , приведенные на Рисунке 4.27 (д, е) для одного трека мюона, аппроксимировались полиномом первой степени. Параметр аппроксимации p_0 определяет координату $Y(X)$ начала трека мюона в первом слое $Z=1$. Для восстановления треков мюонов, проходящих в центральной области прототипа, на p_0 были наложены ограничения: $2 \leq p_{0Y} \leq 7$ и $2 \leq p_{0X} \leq 23$. Кроме того, для восстановления исключительно прямых треков мюонов были учтены коэффициент наклона прямой фитирования относительно оси Z (параметр p_1) и отношение критерия согласия Пирсона к числу степеней свободы χ^2/ndf со следующими ограничениями в обеих плоскостях: $-0.1 < p_1 < 0.1$ и $\chi^2/\text{ndf} < 0.5$. Число степеней свободы определяется количеством измерений, в данном случае 48 измерений вдоль трека мюона, за вычетом числа параметров аппроксимации ($\text{ndf} = 46$). На Рисунке 4.27 (д, е) видно, что приведенный трек мюона удовлетворяет заданным условиям.

Измерен средний световыход вдоль восстановленных треков мюонов. На Рисунке 4.28 (сверху) показана зависимость световыхода, измеренного с X -волокон (слева) и с Y -волокон (справа), от положения этих волокон на оси Z . Цветом показана плотность событий с определенным световыходом для каждого Z . За световыход в слое Z принимался максимальный световыход, измеренный с одного из горизонтальных волокон в этом слое. Таким образом, crosstalk в измерении световыхода не учитывался. Как можно заметить, в плоскости XZ в области, оборудованной третьим типом MRPCs, наблюдается более низкий по сравнению со средним значением световыход, что можно объяснить высокой вероятностью crosstalk 10% для этого типа MRPC наряду с отсутствием слоев Тувек между вертикальными слоями прототипа. Средний световыход, измеренный вдоль треков мюонов с импульсом 2 ГэВ/с в магнитном поле 0.2 Тл, в плоскости YZ составил 48.6 ф.э./MIP/ X -волокон, в плоскости XZ — 48.9 ф.э./MIP/ Y -волокон.

С использованием восстановленных треков мюонов измерено временное разрешение в прототипе СуперFGD с использованием X - и Y -волокон [11]. Прецизионное измерение временного разрешения в детекторе СуперFGD играет существенную роль в восстановлении энергии нейтронов от антинейтринных взаимодействий методом времени пролета, что, как следствие, позволяет

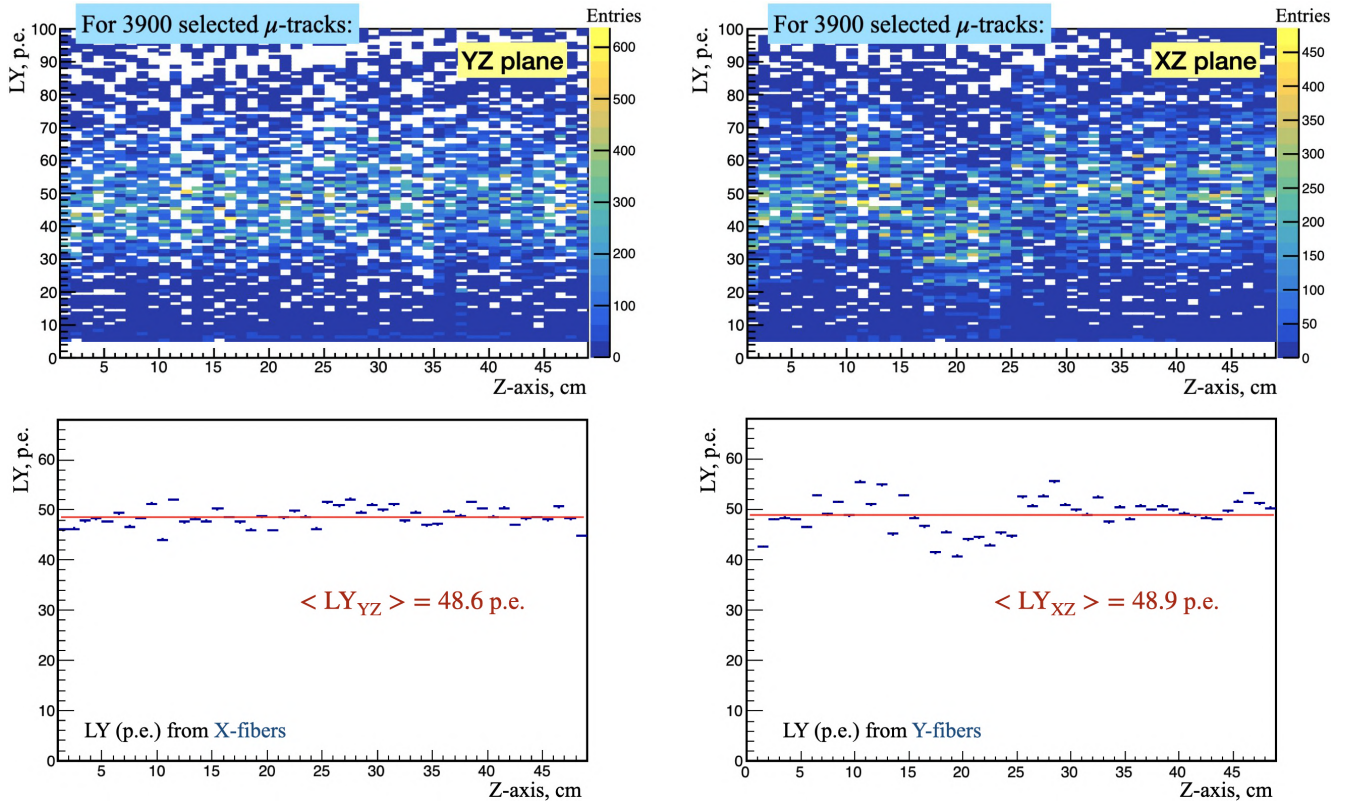


Рисунок 4.28 — Сверху: Световойход, измеренный с X-волокон (слева) и с Y-волокон (справа) в зависимости от положения волокон на оси Z. Снизу: Световойход, усредненный по восстановленным трекам мюонов для каждого Z-слоя в плоскостях YZ (слева) и XZ (справа).

снизить систематическую неопределенность осцилляционного анализа в эксперименте Т2К.

Разница по времени между приходом сигнала, соответствующего событию трека мюона, на дискриминатор и моментом достижения этим сигналом заданного порога обнаружения зависит от количества фотонов в световом импульсе. Вследствие такого эффекта, называемого time-walk эффектом [116], события с меньшей амплитудой регистрируются позже. В качестве примера на Рисунке 4.29 представлена зависимость разницы между временем прихода сигнала на дискриминатор и эталонным временем от амплитуды, измеренной с Y-волокна. За эталонное время принималось среднее время всех событий, световойход которых превышает 20 ф.э. Аппроксимация полученной зависимости выполнена с помощью полинома третьей степени для событий со световыходом в диапазоне от 20 ф.э. для 150 ф.э. События со световыходом выше 150 ф.э. не были задействованы в анализе вследствие малой статистики. События со световыходом ниже 20 ф.э. не были использованы в измерении временного разрешения, поскольку обусловлены эффектом crosstalk. Результат применения коррекции

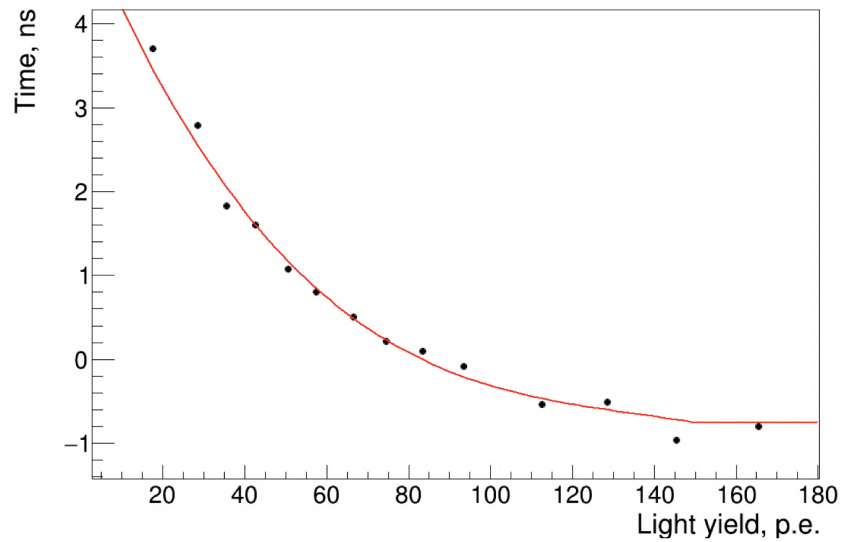


Рисунок 4.29 — Разница между временем прихода сигнала на дискриминатор и эталонным временем в зависимости от световыхода с Y-волокна для одного кубического сцинтиллятора. В качестве эталонного времени используется среднее время всех событий, световыход которых превышает 20 ф.э. Аппроксимация выполнена полиномом третьей степени [11].

time-walk на эталонное время к событиям восстановленных треков мюонов представлен на Рисунке 4.30.

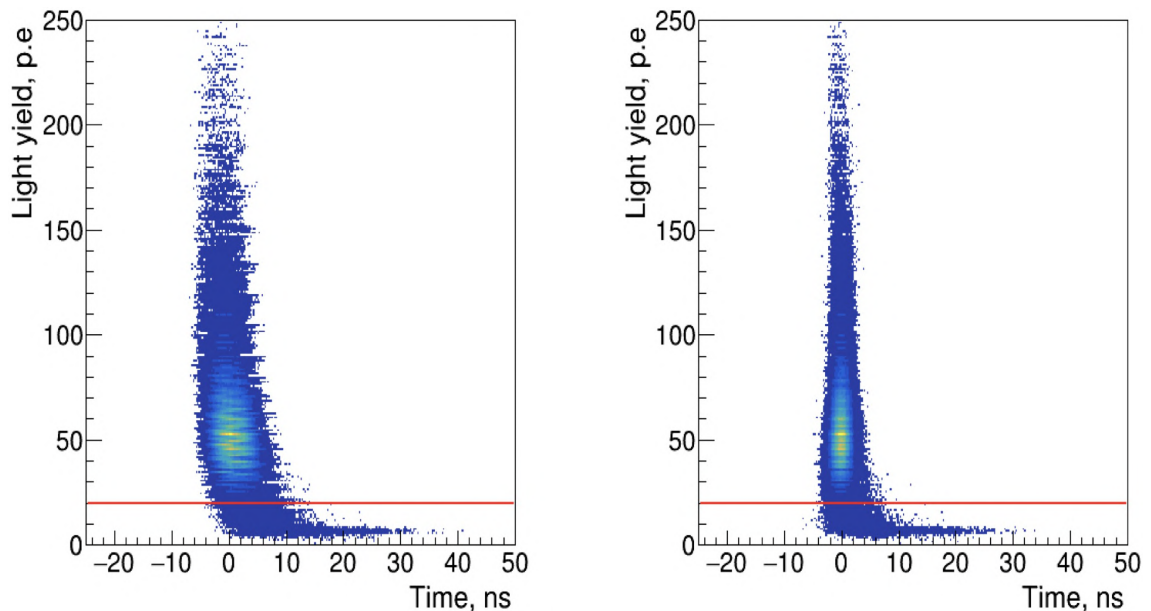


Рисунок 4.30 — Зависимость амплитуды событий от разницы между временем прихода сигнала на дискриминатор и эталонным временем до (слева) и после (справа) коррекции time-walk для X-волокон. За эталонное время принимается среднее время всех событий со световыходом выше 20 ф.э. [11].

На Рисунке 4.31 (слева) показано распределение разницы по времени между двумя произвольно выбранными из одного трека мюона кубическими сцинтилляторами. Время для одного сцинтиллятора измерялось как среднее

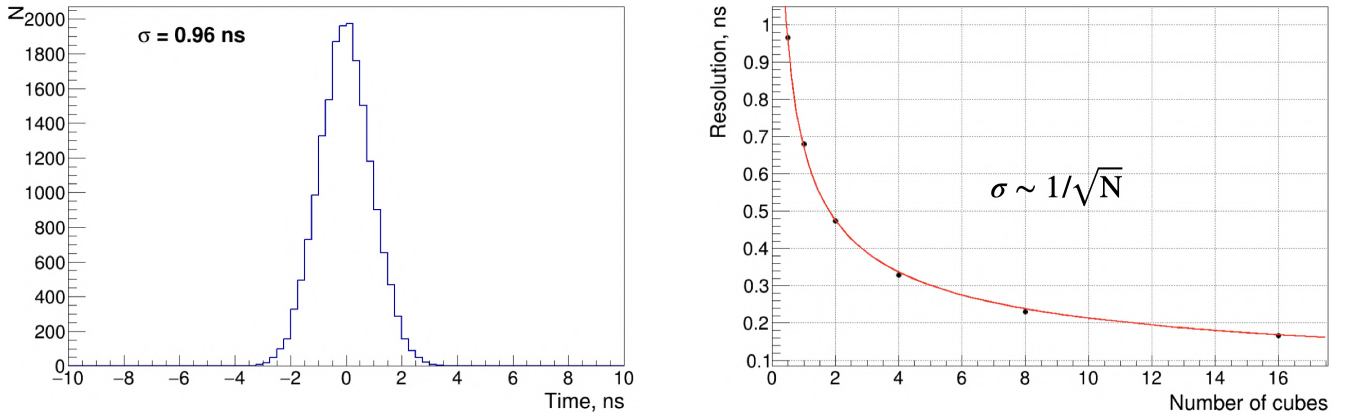


Рисунок 4.31 — Слева: Распределение разницы по времени между двумя кубическими сцинтилляторами, произвольно выбранными из одного трека мюона. Справа: Временное разрешение, измеренное для 1, 2, 4, 8 и 16 кубических сцинтилляторов. Точка $N = 0.5$ соответствует временному разрешению одного канала считывания [11].

время с X- и Y- волокон:

$$t_{\text{cube}} = \frac{t_X + t_Y}{2}. \quad (4.5)$$

Стандартное отклонение этого распределения в $\sqrt{2}$ раз выше временного разрешения одного кубического сцинтиллятора, которое составляет 0.68 нс [11]. На Рисунке 4.31 (справа) показано временное разрешение, измеренное аналогичным образом для 2, 4, 8 и 16 кубических сцинтилляторов. Временное разрешение зависит от количества кубических сцинтилляторов (N), задействованных в измерении, как $1/\sqrt{N}$. Точка $N = 0.5$ соответствует временному разрешению одного канала считывания 0.97 нс, измеренному с помощью time-walk коррекции [11].

4.2.4 Восстановление треков остановившихся протонов и измерение crosstalk

Восстановлены треки протонов с импульсом $0.8 \text{ ГэВ}/c$ в магнитном поле величиной 0.2 Тл с остановкой во втором прототипе СуперFGD и исследованы их свойства: световыход в точке остановки протона и crosstalk.

Пример трека протона с остановкой в прототипе СуперFGD показан на Рисунке 4.32 в проекциях на три плоскости. Распределение временной задержки,

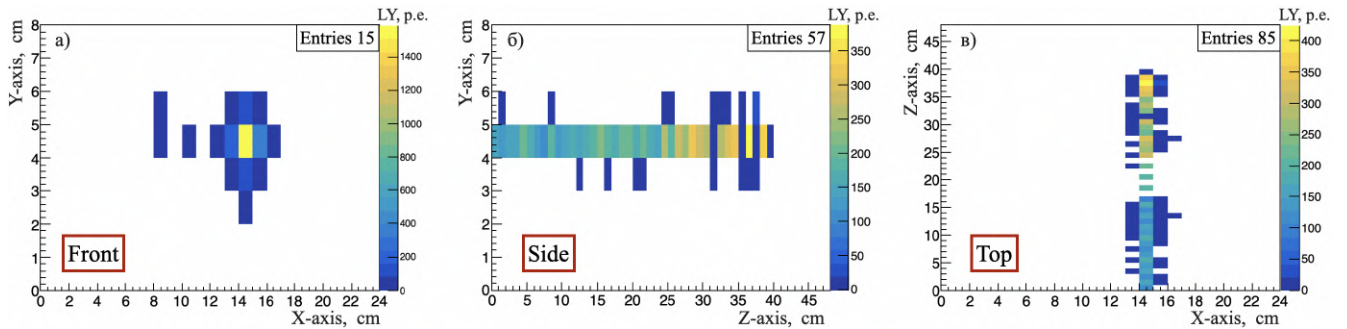


Рисунок 4.32 — Пример трека протона с импульсом $0.8 \text{ ГэВ}/c$ в магнитном поле 0.2 Тл с остановкой в прототипе СуперFGD в трех плоскостях: XY (а), YZ (б), XZ (в).

измеренной для 454 треков остановившихся протонов, относительно срабатывания протонного триггера показано на Рисунке 4.33. С помощью ограничения на

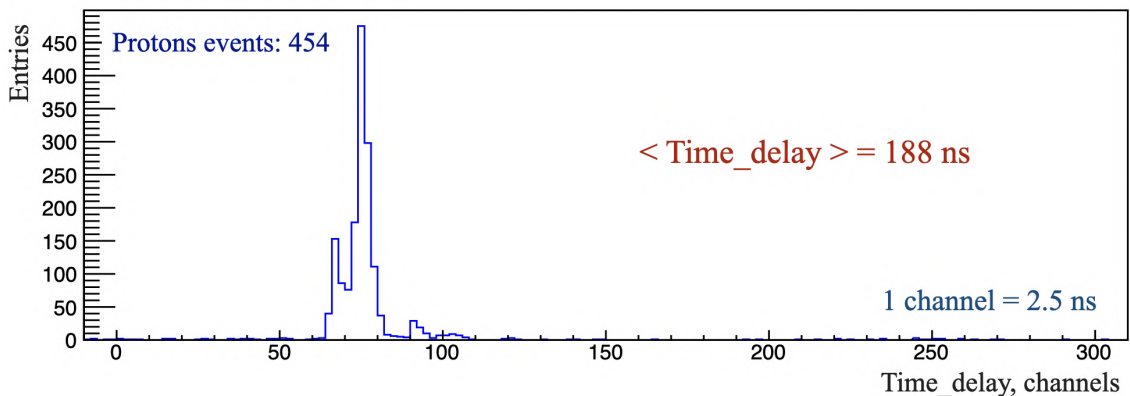


Рисунок 4.33 — Распределение временной задержки, измеренной для 454 треков остановившихся протонов, относительно срабатывания протонного триггера.

Размерность канала по горизонтальной оси составляет 2.5 нс .

задержку сигнала относительно срабатывания триггера в диапазоне от 150 нс до 225 нс и ограничений на световыход, суть которых показана на Рисунке 4.34, восстановлено 1759 треков протонов с остановкой в прототипе СуперFGD.

Один из восстановленных в прототипе треков протонов в плоскостях YZ (а) и XZ (б) с соответствующим распределением световых выходов с X - (в) и Y - (г) волокон показан на Рисунке 4.34. На максимальную амплитуду событий было

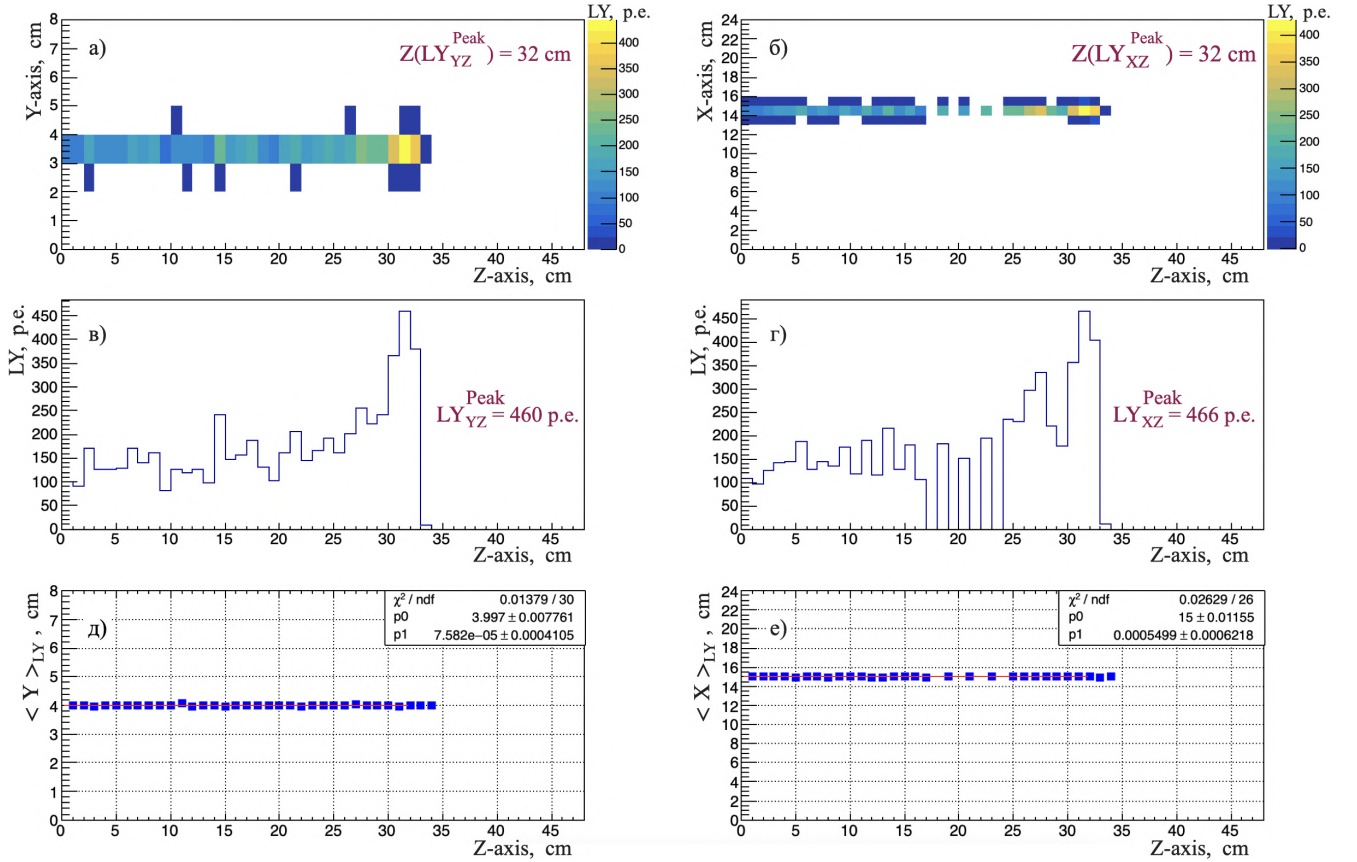


Рисунок 4.34 — Пример трека протона с импульсом 0.8 ГэВ/ c с остановкой в прототипе СуперFGD в двух плоскостях: YZ (а) [102] и XZ (б). Распределение световых выходов вдоль трека протона с X - (в) [102] и Y - (г) волокон. Средневзвешенные по световых выводу координаты Y и X в плоскостях YZ (д) и XZ (е) (иллюстративный материал).

поставлено ограничение снизу в 300 ф.э. с учетом crosstalk в предполагаемой точке остановки протона. В данном случае, световой выход в точке остановки протона составил 460 ф.э. в плоскости YZ и 466 ф.э. в плоскости XZ . Из Рисунка 4.34 (в, г) видно, что остановка протона произошла в 32-м Z -слое и в плоскости YZ и в плоскости XZ , что соответствует области прототипа, в которой все три плоскости считываются одним и тем же первым типом МРРСs.

Аналогично методу восстановления прямых треков мюонов были измерены средневзвешенные по световых выводу координаты Y и X в плоскостях YZ и XZ с последующей аппроксимацией полиномом первой степени от слоя $Z=1$ до слоя Z , в котором произошла остановка протона (Рисунок 4.34 (д, е)). Для восстановления прямых треков протонов были поставлены ограничения на параметры

p_0 , p_1 и χ^2/ndf . В плоскости YZ: $2 \leq p_{0Y} \leq 7$ и $-0.1 < p_1 < 0.1$. В плоскости XZ: $2 \leq p_{0X} \leq 23$ и $-0.3 < p_1 < 0.3$. И $\chi^2/\text{ndf} < 0.5$ в обеих плоскостях.

Для восстановленных 1759 треков протонов исследована координата Z остановки протона, за которую принимался Z-слой с максимальным световыходом, измеренным с X-волокнуна в плоскости YZ и с Y-волокнуна в плоскости XZ. Как видно из Рисунка 4.35, протоны с импульсом 0.8 ГэВ/с останавливаются преимущественно в области прототипа, оборудованной одним первым типом MPPCs (синий цвет).

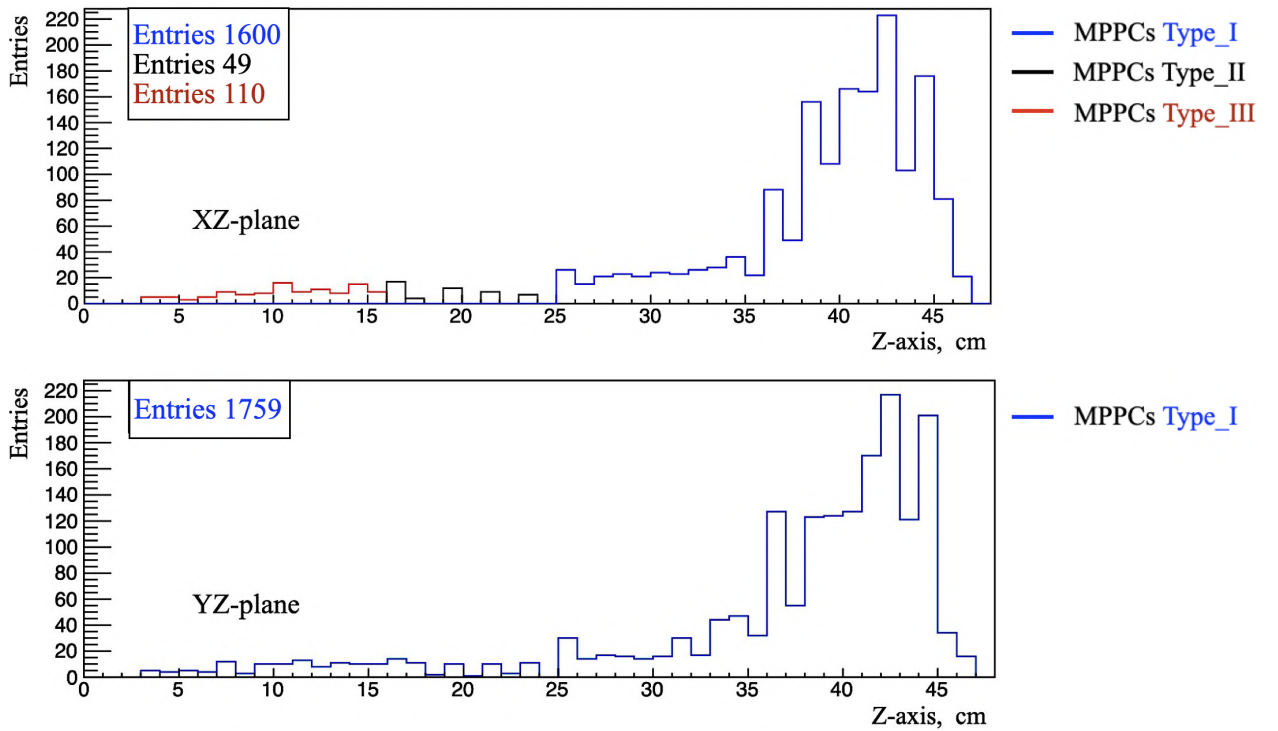


Рисунок 4.35 — Распределение точек (Z-слоев) остановок протонов с импульсом 0.8 ГэВ/с по трем типам MPPCs в плоскостях XZ (сверху) и YZ (снизу).

Измерен световыход в слое с остановкой протона Z_{max} и в слое перед остановкой $Z_{\text{max}-1}$ для восстановленных 1759 треков протонов (Рисунок 4.36). Средний световыход в слое Z_{max} составил 496 ф.э. (487 ф.э.) в плоскости YZ (XZ). В слое $Z_{\text{max}-1}$ с учетом событий со световыходом выше 100 ф.э. средний световыход составил 357 ф.э. (363 ф.э.) в плоскости YZ (XZ).

Измерено распределение световыхода вдоль 1759 восстановленных треков протонов относительно точки остановки, смещенной в координату $Z=0$ (Рисунок 4.37). Показано, что по длине треков протонов амплитуда сигнала с X(Y)-волокнуна меняется в интервале от 131 (112) ф.э. в начале трека до 496 (487) ф.э. в точке остановки протона.

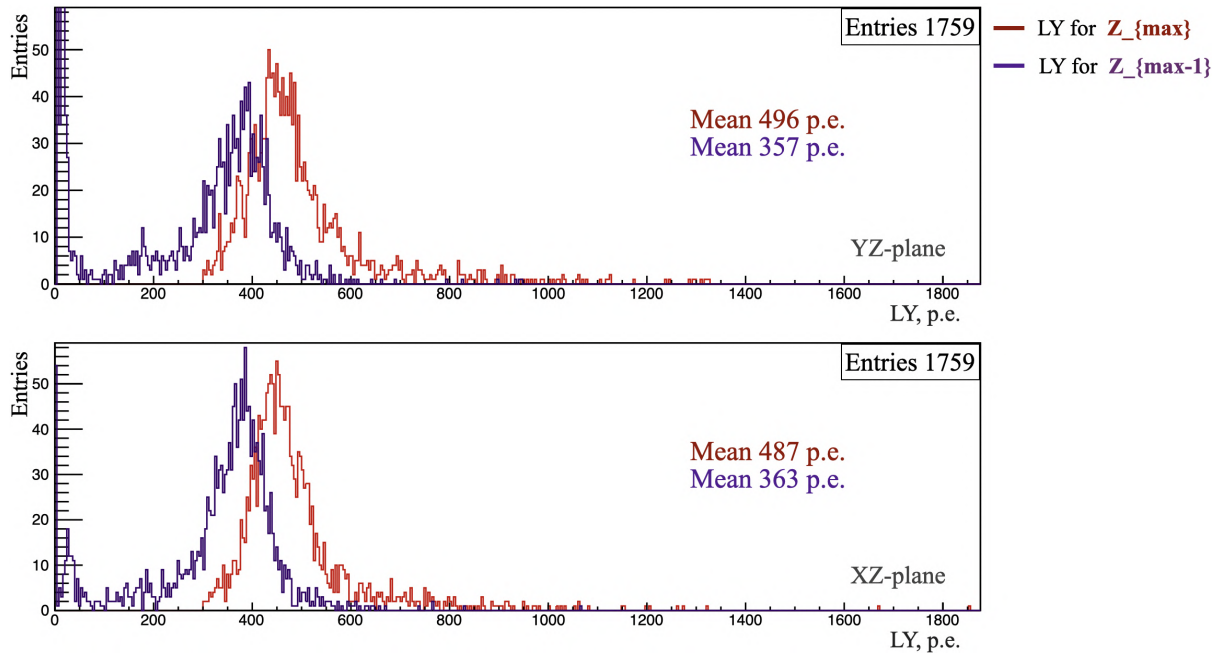


Рисунок 4.36 — Распределение световыхода в слое с остановкой протона Z_{\max} и в слое перед ним $Z_{\max-1}$ для протонов с импульсом $0.8 \text{ ГэВ}/c$ в плоскостях XZ (снизу) и YZ (сверху).

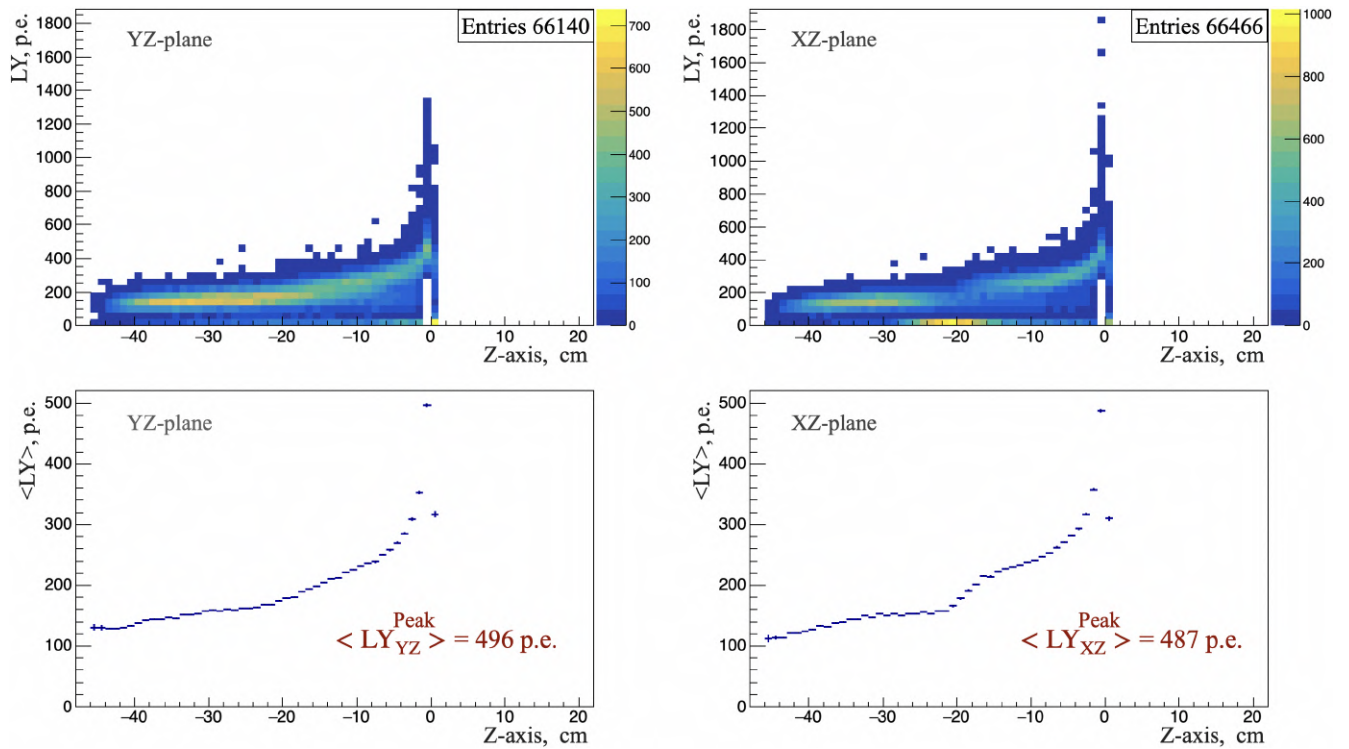


Рисунок 4.37 — Сверху: Распределение световыхода вдоль 1759 треков протонов с импульсом $0.8 \text{ ГэВ}/c$ относительно точки остановки, смещенной в координату $Z=0$, в плоскостях YZ (слева) и XZ (справа). Снизу: Средний световыход вдоль 1759 треков протонов относительно точки остановки, смещенной в координату $Z=0$, в плоскостях YZ (слева) и XZ (справа).

Измерен crosstalk через одну грань кубического сцинтиллятора вдоль треков остановившихся протонов. На Рисунке 4.38 показана иллюстрация измерения crosstalk на примере одного трека протона, восстановленного в плоскости YZ. Формула для измерения crosstalk через одну грань кубического сцинтилля-

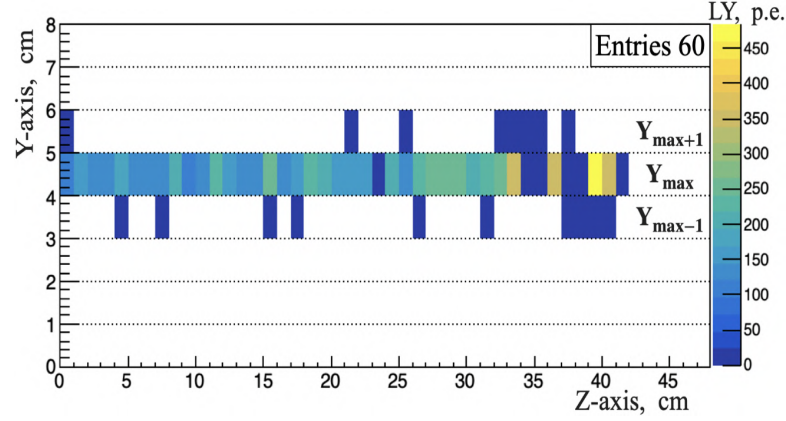


Рисунок 4.38 — Пример трека остановившего протона с импульсом 0.8 ГэВ/с в плоскости YZ. Иллюстрация измерения crosstalk вдоль трека протона.

тора для одного трека протона выглядит следующим образом:

$$\langle \text{Crosstalk} \rangle_{YZ} = \frac{\sum_{i=1}^{Z_{\max}} LY_{ik}}{\sum_{i=1}^{Z_{\max}} \sum_{j=Y_{\max-1}}^{Y_{\max+1}} LY_{ij}}, \quad (4.6)$$

где Z_{\max} — слой с остановкой протона, Y_{\max} — координата события с максимальным световыходом в Z-слое, $Y_{\max-1}$ и $Y_{\max+1}$ — координаты событий, обусловленных эффектом crosstalk, k — координата события, обусловленного эффектом crosstalk ($Y_{\max-1}$ или $Y_{\max+1}$).

На Рисунке 4.39 показано распределение crosstalk, измеренное для восстановленных 1759 треков протонов в плоскостях YZ и XZ. Разница между crosstalk в плоскостях YZ и XZ составляет 2.3%, что обусловлено наличием слоев Тувек только между горизонтальными XZ слоями прототипа. При измерении crosstalk в плоскости XZ были задействованы Y-волокна, которые измеряли свет, распространяющийся в горизонтальном направлении между вертикальными слоями прототипа, где слои Тувек отсутствовали и не препятствовали распространению света.

На Рисунке 4.40 приведено распределение световыхода, обусловленного эффектом crosstalk через одну грань кубического сцинтиллятора, для треков протонов в зависимости от суммарного световыхода, измеренного вдоль треков протонов, в плоскостях YZ (слева) и XZ (справа). Средний световыход, обусловленный эффектом crosstalk через одну грань кубического сцинтиллятора,

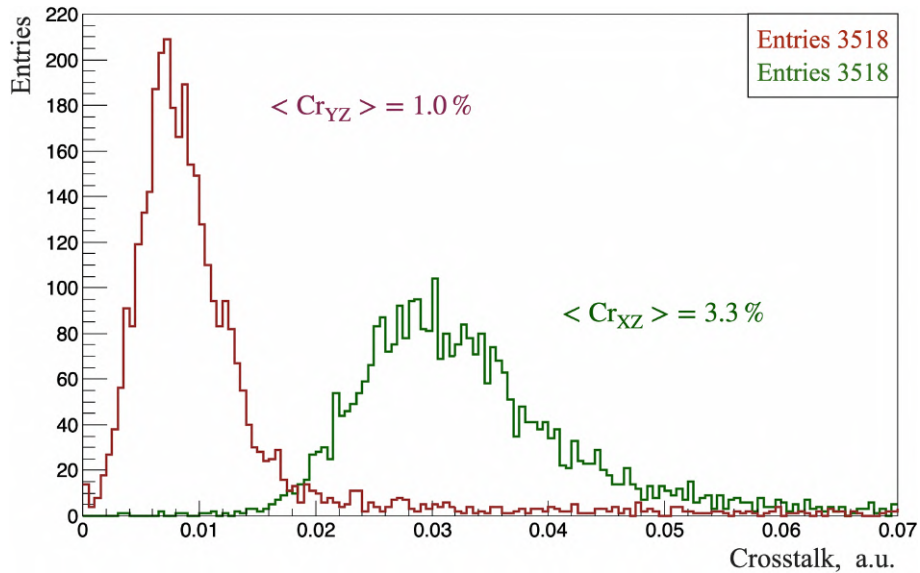


Рисунок 4.39 — Crosstalk, измеренный через одну грань кубического сцинтиллятора с X- и Y-волокон в плоскостях YZ (красный цвет) и XZ (зеленый цвет) для восстановленных 1759 треков протонов с импульсом 0.8 ГэВ/с.

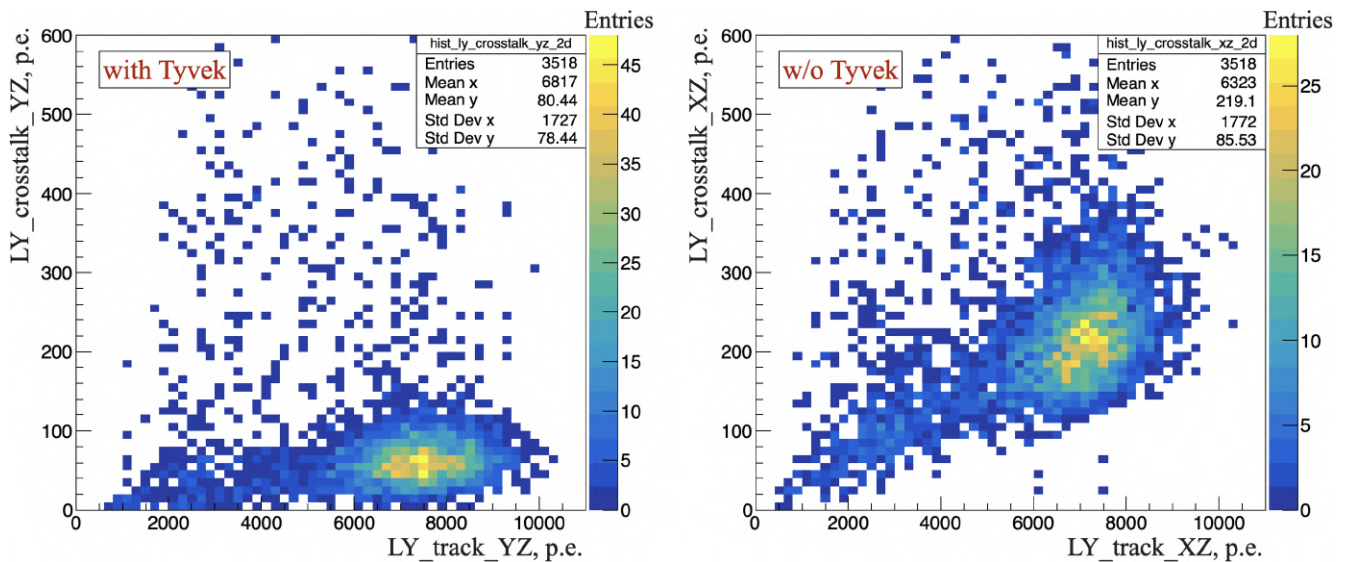


Рисунок 4.40 — Световыход, обусловленный эффектом crosstalk через одну грань кубического сцинтиллятора, для трека протона в зависимости от суммарного световыхода, измеренного вдоль трека протона, в плоскостях YZ (слева) и XZ (справа). Результат показан для 1759 восстановленных треков протонов с импульсом 0.8 ГэВ/с.

составил 80.4 ф.э. в плоскости YZ (с Tyvek) и 219.1 ф.э. в плоскости XZ (без Tyvek). Таким образом, наличие слоев Tyvek между горизонтальными слоями прототипа снижает эффект crosstalk в вертикальном направлении в ~ 3 раза.

Средний crosstalk, измеренный через одну грань кубического сцинтиллятора вдоль треков остановившихся протонов, в плоскости YZ (с Tyvek) составил 1.0%, в плоскости XZ (без Tyvek) 3.3%.

4.3 Тесты с прототипами СуперFGD на пучках нейтронов

В экспериментах с длинной базой ключевым элементом для повышения чувствительности к параметрам нейтринных осцилляций является точность измерения энергии нейтрино. В таких экспериментах энергия нейтрино восстанавливается на основе измерений видимых частиц, образующихся в нейтринных взаимодействиях. Нейтроны, образующиеся при таких взаимодействиях, могут нести значительную долю энергии, которую до сих пор было трудно восстановить и измерить. По этой причине возможность измерения кинетической энергии нейтронов от антинейтринных взаимодействий позволит повысить точность восстановления энергии нейтрино.

Однако для быстрых нейтронов, кинетическая энергия которых находится в диапазоне от 10 МэВ до 1 ГэВ, количество энергии, передаваемой вторичным частицам, очень слабо зависит от начальной энергии нейтрона [117]. По этой причине начальную энергию нейтрона можно определить только путем измерения времени с использованием метода времени пролета ToF (Time-of-Flight).

Возможность отслеживания треков частиц в 4π в трех плоскостях одновременно наряду с достаточно хорошим временным разрешением ~ 1 нс/волокно позволяет детектору СуперFGD точно измерять расстояние между вершиной антинейтрино и точкой взаимодействия рожденного нейтрона методом ToF. Принцип непрямого детектирования нейтрона путем идентификации протона, образующегося в результате вторичного взаимодействия нейтрона, схематически изображен на Рисунке 4.41 (слева). Показано, как антинейтрино попадает в детектор и взаимодействует с ядром, образуя мюон и нейтрон в момент времени t_1 . Затем нейтрон взаимодействует в момент времени t_2 , выбрасывая протон из ядра, который регистрируется. Разница между t_1 и t_2 используется для измерения энергии нейтронов.

Два прототипа СуперFGD: российский с размерами $24 \times 8 \times 48$ см³ и американо-японский с размерами $8 \times 8 \times 32$ см³ (Рисунок 4.42) были протестированы

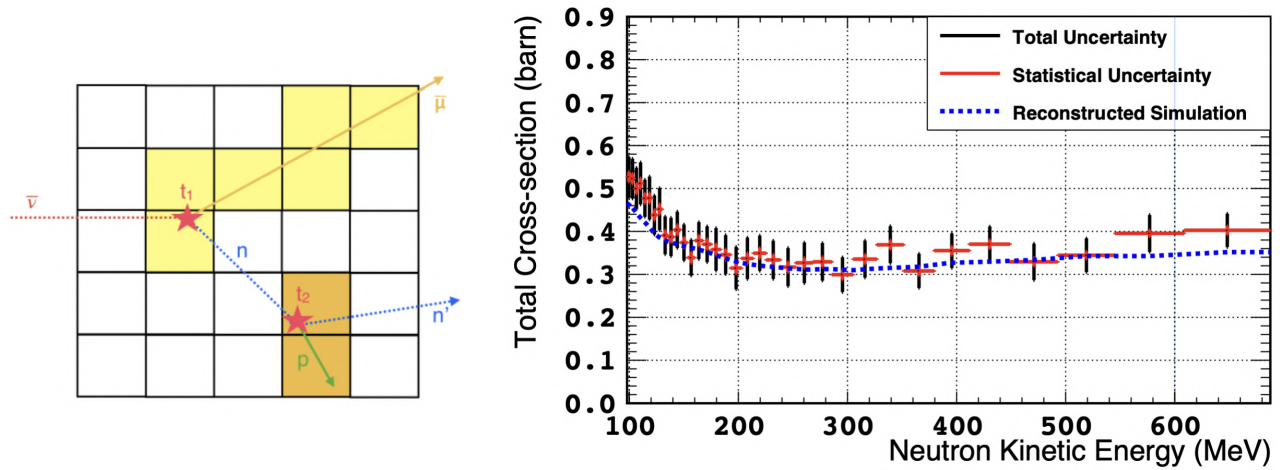


Рисунок 4.41 — Слева: Детектирование нейтрона в СуперFGD от взаимодействия антинейтрино с веществом детектора на основе углеродного волокна [117]. Справа: Полное сечение взаимодействия нейтронов на углеводороде, измеренное в зависимости от кинетической энергии нейтронов [118].

на пучке нейтронов с кинетической энергией в диапазоне от 0 до 0.8 ГэВ на базе Лос-Аламосской национальной лаборатории (LANL) в 2019 и 2020 годах [118].

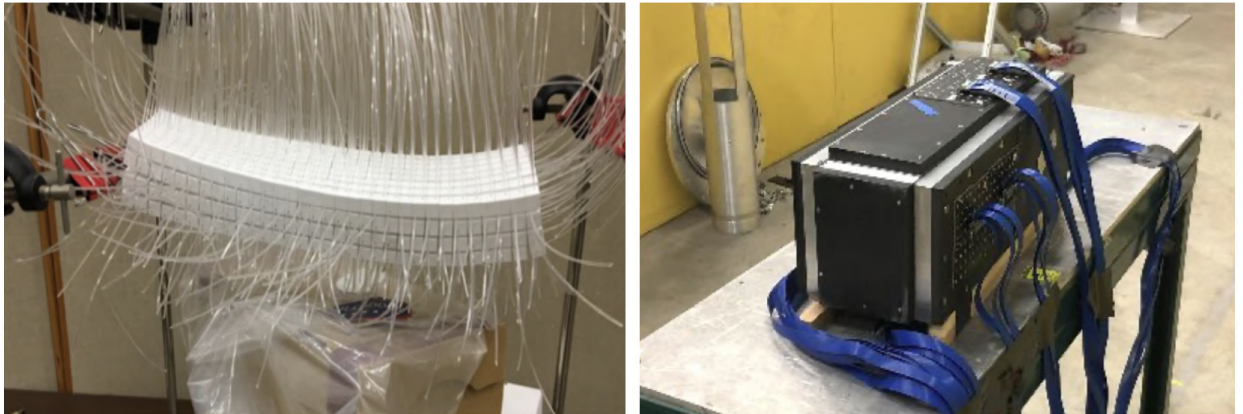


Рисунок 4.42 — Американско-японский прототип с размерами $8 \times 8 \times 32 \text{ см}^3$ [107].

В тестах измерено полное сечение взаимодействия нейтронов на углеводороде CH (Hydro-Carbon), который преобладает в составе кубических сцинтилляторов для детектора СуперFGD, в зависимости от кинетической энергии нейтронов. Как видно из Рисунка 4.41 (справа), полное сечение нейтрон-CH, измеренное в диапазоне кинетической энергии нейтронов от 98 до 688 МэВ составляет от 0.36 ± 0.05 барн [118]. Тем самым была продемонстрирована способность СуперFGD к детектированию нейтронов от антинейтринных взаимодействий методом времени пролета.

4.4 Выводы по Главе 4

Измерены основные параметры кубических сцинтилляторов СуперFGD с использованием данных теста прототипа СуперFGD, состоящего из 125 сцинтилляционных элементов. Средний световыход с одного волокна составил 41.0 фотоэлектронов/МІР, с двух волокон — 79.8 фотоэлектронов/МІР. Среднее временное разрешение с волокна составило 0.93 нс, с двух волокон ~ 0.7 нс, с четырех волокон, то есть вдоль трека, 0.52 нс. Средний crosstalk через одну грань кубического сцинтиллятора составил 3.4%.

Восстановлены треки мюонов с импульсом 2 ГэВ/с и треки остановившихся протонов с импульсом 0.8 ГэВ/с в магнитном поле 0.2 Тл с использованием данных теста прототипа СуперFGD, состоящего из ~ 10000 сцинтилляционных элементов. Средний световыход вдоль треков мюонов составил ~ 48 фотоэлектронов/МІР/волокно, временное разрешение составило 0.97 нс с одного волокна и 0.68 нс с двух волокон. Показано, что по длине треков протонов амплитуда сигнала с X(Y)-волокон меняется в интервале от ~ 100 фотоэлектронов в начале трека до ~ 500 фотоэлектронов в точке остановки протона. Средний crosstalk вдоль треков остановившихся протонов через одну грань кубического сцинтиллятора составил 3.3% без Tyvek и 1.0% с Tyvek.

Полученные параметры удовлетворяют требованиям к детектору СуперFGD для его применения в качестве центрального элемента ближнего детектора в экспериментах Т2К и Гипер-Камиоканде.

По результатам тестов двух прототипов СуперFGD окончательно определена конфигурация 3D сегментированного детектора СуперFGD, разработана схема регистрации сцинтилляционных сигналов с помощью спектросмещающих волокон, лавинных микропиксельных фотодиодов МРРСs и электроники на основе чипа СИТІРОС. Приведенные в данной главе результаты и методы восстановления треков мюонов и протонов были использованы для анализа данных, полученных с пучком мюонных нейтрино Т2К в первом сеансе в 2024 году.

Глава 5. Подготовка детектора СуперFGD к установке в магнит ND280

В **Главе 5** приведено описание основных этапов работ по монтажу детектора СуперFGD, а также описание его основных компонентов, таких как механический контейнер, печатные платы PCBs (Printed Circuit Boards) с микропиксельными счетчиками фотонов MPPCs (Multi-Pixel Photon Counters), оптические волокна со сдвигом длины волны WLS (Wave-Length Shifting), система калибровки на основе световодной пластины LGP (Light Guide Plate) с LED (Light Emitting Diode) источником и считывающая электроника на основе чипа CITIROC (Cherenkov Imaging Telescope Integrated Read Out Chip) [107]. Показан детектор СуперFGD, установленный в магнит ND280 и подготовленный к запуску в работу на нейтринном канале T2K в J-PARC [102].

5.1 Механический контейнер СуперFGD

Корпус для сцинтилляционных элементов СуперFGD представляет собой светозащитный механический контейнер с размерами $\sim 2000 \times 2000 \times 640$ мм³. Контейнер состоит из шести композитных панелей, выполненных на основе углеродного волокна CF (Carbon-Fiber) (Рисунок 5.1). Каждая из шести панелей имеет сэндвич-структуру, сердцевина которой выполнена на основе полужесткого вспененного поливинилхлорида Divinycell H250 плотностью 0.25 г/см³. Сердцевина расположена между двумя CF-слоями, толщиной 2.3 мм каждый, и обеспечивает необходимую жесткость для удержания CF-слоев на номинальном расстоянии друг от друга (15 мм, 20 мм или 30 мм в зависимости от панели). К внешней стороне каждого CF-слоя приклеен дополнительный пластиковый слой, изготовленный из композита на основе стекловолокна G-10, с прецизионно отфрезерованными полостями в виде ячеек, по 64 отверстия в каждой, для размещения печатных плат MPPC64-PCBs и LED калибровочной системы. Печатная плата MPPC64-PCB крепится на трех алюминиевых штифтах и привинчивается к слою стекловолокна, обеспечивая хорошее прилегание между оптическим разъемом WLS волокна и MPPC. WLS волокна

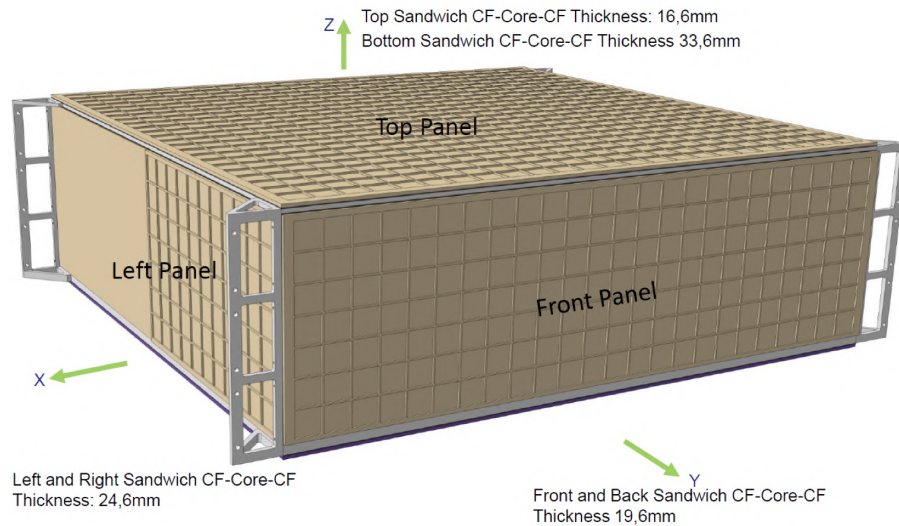


Рисунок 5.1 — Общий вид механического контейнера СуперFGD в виде шести композитных панелей. Показана толщина сэндвич-структуры на основе углеродного волокна CF (Carbon-Fiber) для каждой из панелей.

присоединены к оптическим пластиковым разъемам с помощью эпоксидного оптического клея EJ500, который также используется для всех уже существующих в ND280 детекторов. В каждой ячейке перед установкой WLS волокон был проложен пенообразный слой, обеспечивающий фиксацию оптического разъема WLS волокна в механическом контейнере. На Рисунке 5.2 представлена схема интеграции печатных плат с MPPCs и LED калибровочной системы в механический контейнер СуперFGD.

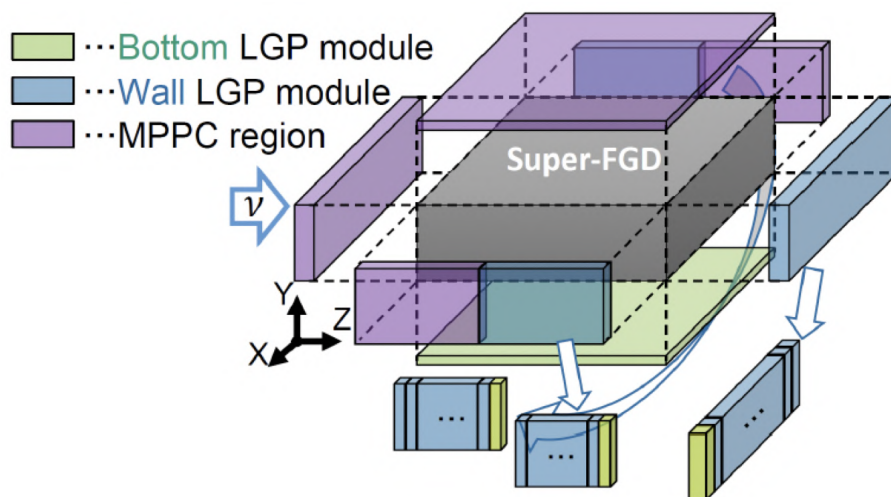


Рисунок 5.2 — Расположение плат MPPC64-PCBs и калибровочной системы на основе световодной пластины LGP (Light Guide Plate) на поверхности механического контейнера СуперFGD [10].

В общей сложности контейнер содержит 111,776 отверстий для размещения WLS волокон. Конец WLS волокна с оптическим разъемом соединяется с

MPPC, свободный конец WLS волокна — с калибровочным LGP модулем. Отверстия имеют коническую форму диаметром 5 мм с внутренней стороны и диаметром 3 мм с внешней стороны корпуса, что позволяет учитывать возможное смещение отверстий в кубических сцинтилляторах, а также максимальный диаметр изгиба WLS волокна ~ 50 мм.

В сэндвич-конструкцию механического контейнера встроены алюминиевые ребра жесткости, которые образуют поддерживающий каркас по краям композитной панели. Многослойная структура панелей контейнера СуперFGD обеспечивает его прочность и чрезвычайно малую деформацию под весом детектора. Между панелями контейнера и кубическими сцинтилляторами помещен слой пенопласта толщиной ~ 5 мм, что обеспечивает однородность сборки сцинтилляторов и фиксацию их положения внутри контейнера. Общий вес механического контейнера СуперFGD составляет около 550 кг.

5.2 Микропиксельные счетчики фотонов

В общей сложности 55,888 микропиксельных счетчика фотонов (MPPCs) серии S13360-1325PE, произведенных компанией Hamamatsu Photonics К.К., обеспечивают считывание сигнала со спектросмещающих WLS (Wave-Length Shifting) оптоволокон в детекторе СуперFGD. Основные характеристики MPPCs серии S13360-1325PE, в соответствии со спецификацией Hamamatsu Photonics К.К. [90], представлены в Таблице 2.

Чувствительная площадь MPPCs S13360-1325PE составляет 1.3×1.3 мм², что аналогично MPPCs, которые используются для детекторов в ND280, и спроектирована в соответствии с диаметром WLS оптоволокон 1.0 мм. Шаг пикселя MPPCs S13360-1325PE в два раза меньше по сравнению с MPPCs S10362-13-050C в ND280 и составляет 25 мкм, что позволяет достичь большего динамического диапазона. Кроме того, MPPCs S13360-1325PE имеют примерно на порядок меньший уровень темновых шумов, вероятность перекрестных помех и вероятность послеимпульсного воздействия по сравнению с MPPCs S10362-13-050C, которые первоначально использовались для сцинтилляционных детекторов в ND280.

Таблица 2 — Основные характеристики МРРСs серии S13360-1325PE производства Hamamatsu Photonics K.K. [90].

| Характеристика | Спецификация |
|--|-----------------------|
| Эффективная светочувствительная площадь [мм ²] | 1.3 × 1.3 |
| Шаг пикселя [мкм] | 25 |
| Число пикселей [мм ²] | 2668 |
| Коэффициент заполнения | 47 |
| Напряжение пробоя [В] | 53 ± 5 |
| Длина волны максимальной чувствительности [нм] | 450 |
| Эффективность детектирования фотонов [%] | 25 |
| Коэффициент усиления | 7.0 × 10 ⁵ |
| Частота темнового тока [кГц] | 70 |
| Вероятность перекрестных помех [%] | 1 |

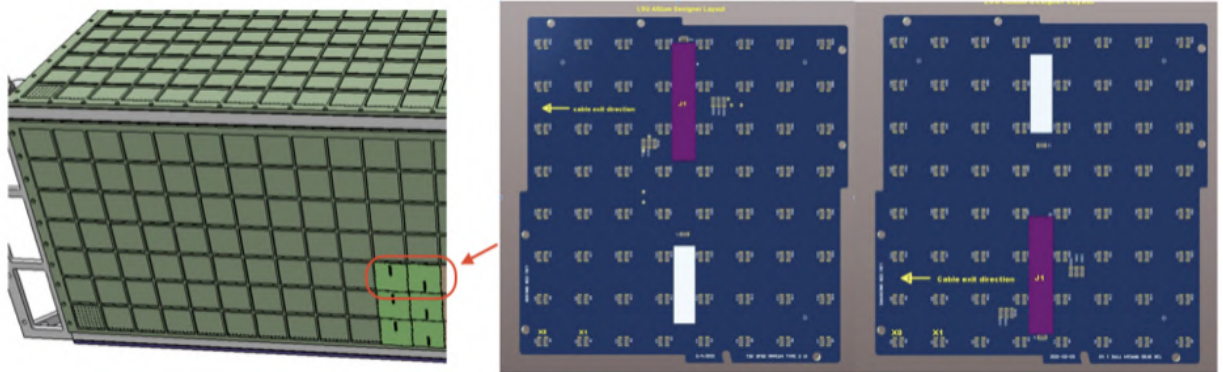


Рисунок 5.3 — Слева: Крепление печатных плат с МРРСs (МРРС64-PCBs) на поверхности механического контейнера СуперFGD. Справа: Два типа МРРС64-PCBs с различным расположением разъемов для подключения сигнальных кабелей и электроники [107].

Все МРРСs распределены по 881-ой печатной плате PCBs (Printed Circuit Board). Каждая печатная плата содержит 64 МРРСs в виде матрицы 8 × 8. Расстояние между МРРСs на печатной плате составляет 10.3 мм. Размер одной PCB платы составляет 83.8 × 83.8 мм², а толщина — 1.7 мм. В СуперFGD задействованы два типа печатных плат с МРРСs (МРРС64-PCBs), которые отличаются только расположением разъемов для подключения сигнальных кабелей и электроники (Рисунок 5.3).

5.3 Система калибровки

Система калибровки на основе световодной пластины LGP (Light Guide Plate) с LED источником предназначена для первичной проверки всех каналов СуперFGD до и после установки спектросмещающих оптоволокон, а также для регулярной калибровки каналов считывающей электроники.

Калибровочный модуль включает в себя следующие компоненты: печатную плату со светодиодной матрицей (LED-array PCB), световодную пластину LGP и рассеиватель (Diffuser), встроенные в светонепроницаемый черный акриловый корпус толщиной около 8.0 мм (см. Рисунок 5.4). Корпус удерживает светодиоды в правильном положении и обеспечивает оптический разделитель между модулями LGP и внешней поверхностью механического контейнера СуперFGD. Внутренний зазор между пластиной LGP и контейнером составляет ~ 0.5 мм и заполнен прокладочной пластиной, внешний зазор между самими модулями LGP составляет ~ 1.0 мм.

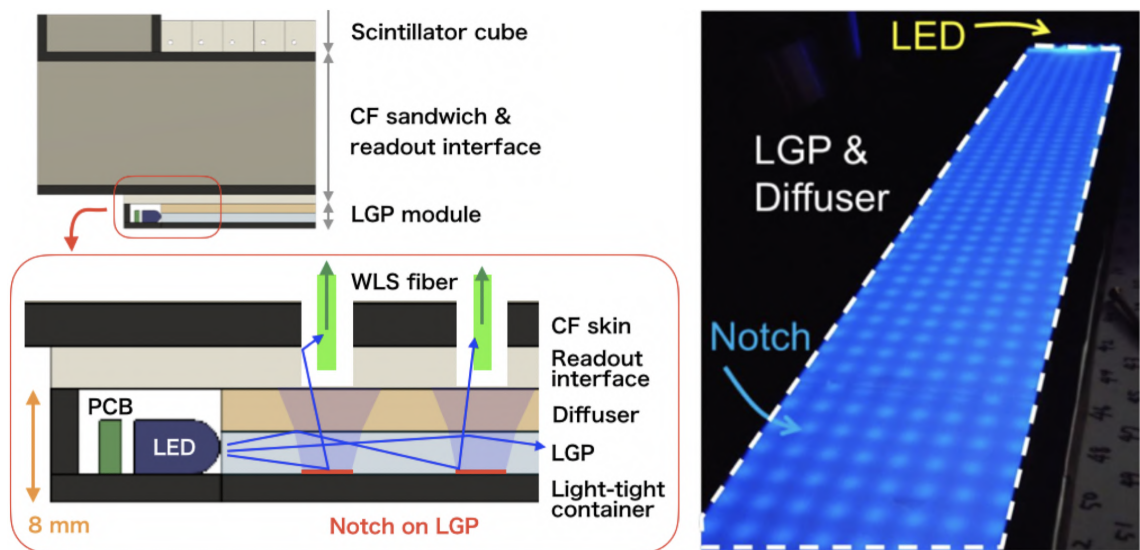


Рисунок 5.4 — Слева: Концепция калибровочного модуля на основе световодной пластины LGP (Light Guide Plate) с LED источником. Показаны принцип распространения света от LED источника вдоль LGP пластины к WLS волокну (снизу) и расположение калибровочного модуля на поверхности механического контейнера СуперFGD (сверху). Справа: Прототип световодной пластины LGP [10].

Принцип работы модуля LGP, продемонстрированный на Рисунке 5.4 (слева), заключается в следующем: свет от LED источника при распространении

через световодную пластину LGP испытывает эффект полного внутреннего отражения от ее стенок и в результате захвата одной из насечек (notch) диаметром ~ 3 мм, что соответствует размеру сквозного отверстия в механическом контейнере для установки WLS волокна, и глубиной ~ 0.01 мм, переизлучается под углом, регулируемым с помощью рассеивателя толщиной 3 мм и необходимым для попадания света от LED источника непосредственно на конец WLS волокна.

Два типа калибровочных модулей на основе LGP с длинами ~ 1.0 м и ~ 0.6 м показаны на Рисунке 5.5. Нижняя панель механического контейнера Су-

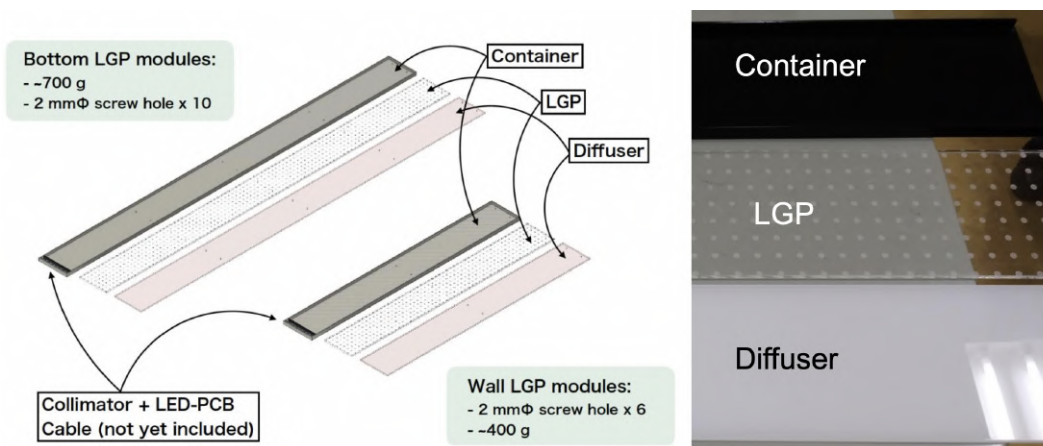


Рисунок 5.5 — Два типа калибровочных LGP модулей с длинами ~ 1.0 м и ~ 0.6 м для нижней и боковой панелей механического контейнера, соответственно [107].

перFGD покрыта модулями длиной ~ 1.0 м так, что один модуль охватывает 96×8 каналов с помощью 7-ми светодиодов. Боковые панели механического контейнера СуперFGD покрыты модулями длиной ~ 0.6 м так, что один модуль охватывает 56×8 каналов с помощью 7-ми светодиодов. Таким образом, в детекторе СуперFGD задействованы в общей сложности 46 модулей, необходимых для покрытия 192×184 каналов на нижней панели контейнера, и 47 модулей, необходимых для покрытия $56 \times (192 + 184)$ каналов на боковых панелях контейнера.

Во избежании каких-либо помех с такими объектами на поверхности механического контейнера, как печатные платы MPPC64-PCBs и сигнальные кабели, LGP модули интегрированы в механический контейнер СуперFGD с ориентацией светодиодной части LED, выделенной красным цветом на Рисунке 5.6, к нижнему углу контейнера.

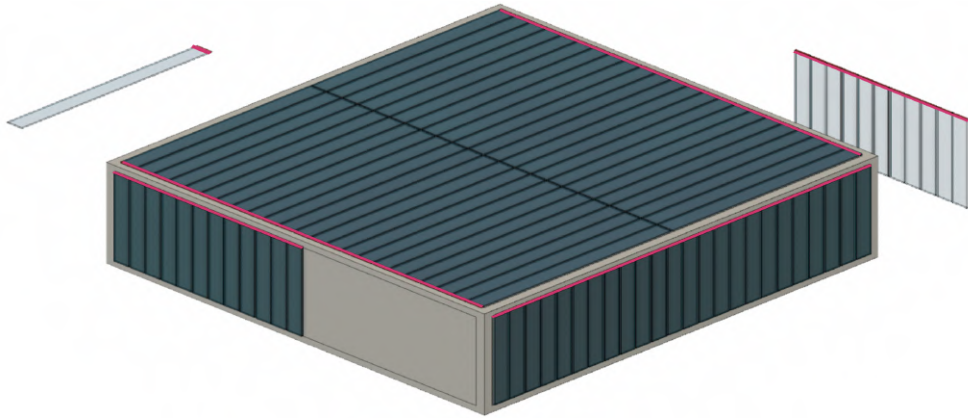


Рисунок 5.6 — Вид снизу механического контейнера СуперFGD с установленными LGR модулями. Светодиодная часть (выделена красным цветом) LGR модуля ориентирована к нижнему углу контейнера СуперFGD. Нижняя панель контейнера покрыта LGR модулями длиной ~ 1 м, боковые панели — LGR модулями длиной ~ 0.6 м [107].

5.4 Монтаж детектора СуперFGD в J-PARC

Монтаж детектора СуперFGD проходил в J-PARC с октября 2022 по апрель 2023 года. Платформа для сборки СуперFGD представляет собой специальную конструкцию, разработанную и сконструированную группой из Объединенного Института Ядерных Исследований (ОИЯИ), с возможностью беспрепятственного доступа ко всем сторонам детектора СуперFGD во время монтажных работ. Платформа состоит из двух основных частей: системы верхнего доступа и опорной системы (Рисунок 5.7). Система верхнего доступа представляет собой механическую конструкцию, состоящую из шести рам с пятью съемными напольными ячейками размером $500 \times 500 \times 26$ мм³ каждая и расположенную на регулируемой высоте, тем самым, обеспечивая доступ сверху к детектору СуперFGD в процессе монтажных работ. Опорная система в виде силовой решетки, закрепленной в несущей раме, которая установлена на четырех регулируемых подъемниках, обеспечивает установку нижней панели и всех четырех боковых панелей механического контейнера СуперFGD с возможностью их перемещения при помощи силовых кронштейнов.

Первый этап работ по монтажу детектора СуперFGD заключался в сборке ~ 2 -х миллионов кубических сцинтилляторов размером 1 см³ в механическом контейнере СуперFGD. Второй этап предполагал установку WLS волокон, пе-



Рисунок 5.7 — Платформа для сборки СуперFGD: система верхнего доступа и опорная система [107].

чатных плат MPPC64-PCBs, системы калибровки на основе LGR, а также сигнальных кабелей для подключения электроники и светоотражающего покрытия. На каждом этапе монтажа сборочная платформа и ее компоненты обеспечивали беспрепятственный доступ к детектору со всех сторон, а также надежную фиксацию детектора в необходимом пространственном положении.

В первую очередь, нижняя панель механического контейнера СуперFGD, а также две боковые панели с жестким углом 90 градусов между ними, были установлены на опорную систему в области системы перемещения кронштейнов. После чего была выполнена последовательная укладка всех 56 слоев кубических сцинтилляторов СуперFGD, по 182×192 кубика в каждом, собранных с использованием калиброванной лески, на нижнюю панель контейнера. Для обеспечения дополнительного скольжения слоев СуперFGD на нижней панели механического контейнера были предварительно подготовлены тефлоновые полосы и две дополнительные деревянные панели, как показано на Рисунке 5.8.

На Рисунке 5.9 (справа) показана процедура укладки слоев кубических сцинтилляторов на нижнюю панель механического контейнера на примере первого слоя. Сначала слой СуперFGD располагался на нижней панели механического контейнера на расстоянии 4-5 см от смонтированных двух боковых панелей. После чего выполнялось сопоставление лесок, на которых собран слой,

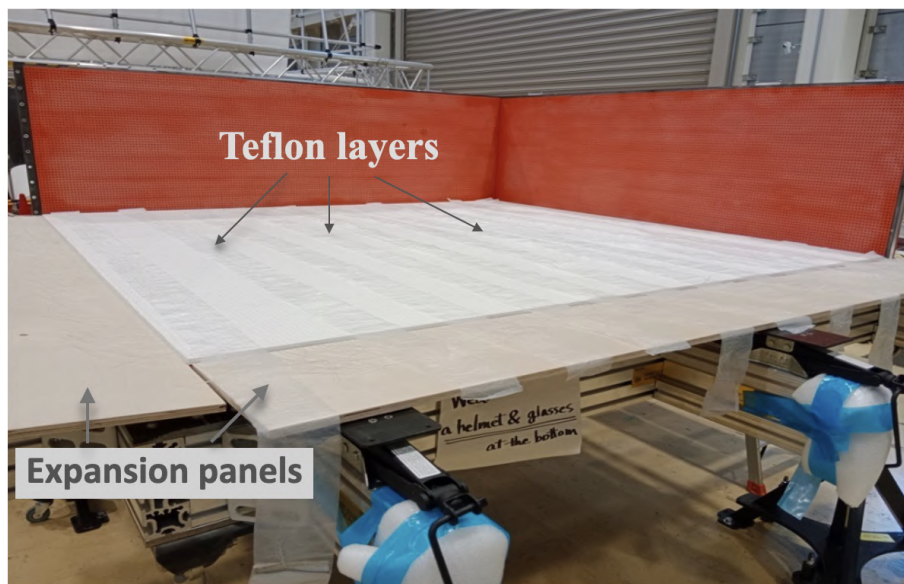


Рисунок 5.8 — Нижняя панель механического контейнера СуперFGD с расположенными на ней тефлоновыми полосками и двумя дополнительными деревянными панелями для обеспечения дополнительного скольжения при укладке слоев кубических сцинтилляторов СуперFGD [107].



Рисунок 5.9 — Слева: Первые несколько слоев кубических сцинтилляторов, сложенные друг на друга и зафиксированные с помощью вертикальных стоп-панелей и набора стальных спиц. Справа: Первый слой СуперFGD в процессе его укладки на нижнюю панель механического контейнера [107].

и отверстий механического контейнера. Затем, слой задвигался в жесткий угол между боковыми панелями контейнера. Каждые два слоя кубических сцинтилляторов выравнивались по вертикали с помощью ~ 1000 стальных спиц диаметром 1.3 мм и каждые 6 слоев вертикально закреплялись деревянными стоп-панелями (Рисунок 5.9, слева), за исключением первых пяти слоев СуперFGD, которые были задействованы для проверки сохранности лески во время сборки детектора.

Промежуточный результат укладки слоев кубических сцинтилляторов на нижней панели механического контейнера показан на Рисунке 5.10. В конеч-



Рисунок 5.10 — Промежуточный результат укладки слоев кубических сцинтилляторов на нижней панели механического контейнера СуперFGD с использованием вертикальных стоп-панелей и набора стальных спиц диаметром 1.3 мм [107].

ном счете, все 56 слоев кубических сцинтилляторов были собраны и закрыты в механическом контейнере СуперFGD с вертикальной юстировкой с использованием $\sim 12,000$ сварочных стержней диаметром 1.2 мм и длиной 94 см каждый. После чего детектор СуперFGD был демонтирован с опорной системы с помощью кранового оборудования и специализированного подъемного устройства и закреплен в раме mini Baby-Basket из нержавеющей стали, аналогичной раме в ND280, с помощью четырех угловых кронштейнов из нержавеющей стали AISI 316L (Рисунок 5.11). Таким образом, детектор был подготовлен ко второму этапу сборки, а именно к установке WLS волокон, системы калибровки на основе световодной пластины LGP с LED источником и считывающей электроники.

Предварительно были проведены измерения прогиба нижней панели механического контейнера СуперFGD под весом находящихся в нем 56 слоев сцинтилляционных элементов, собранных на горизонтальных лесках и вертикальных сварочных стержнях. Для этой цели использовались следующие приборы: лазерный источник, механический штангенциркуль и электронный штангенциркуль. Нижняя панель контейнера была поделена на прямоугольные участки, прогиб каждого из которых измерялся отдельно. На Рисунке 5.12 (слева) показаны результаты измеренного прогиба для выделенных участков

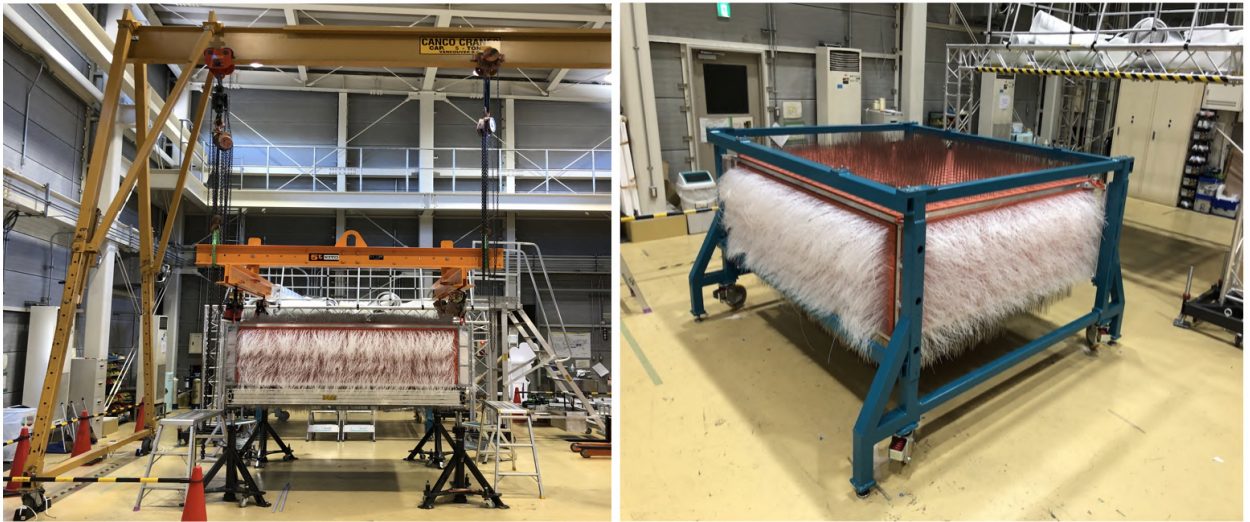


Рисунок 5.11 — Слева: Процесс транспортировки механического контейнера СуперFGD с ~ 2 млн сцинтилляционных элементов в раму mini Baby-Basket с использованием кранового оборудования и подъемного устройства. Справа: СуперFGD внутри рамы mini Baby-Basket [107].

нижней панели механического контейнера. На Рисунке 5.12 (справа) показан

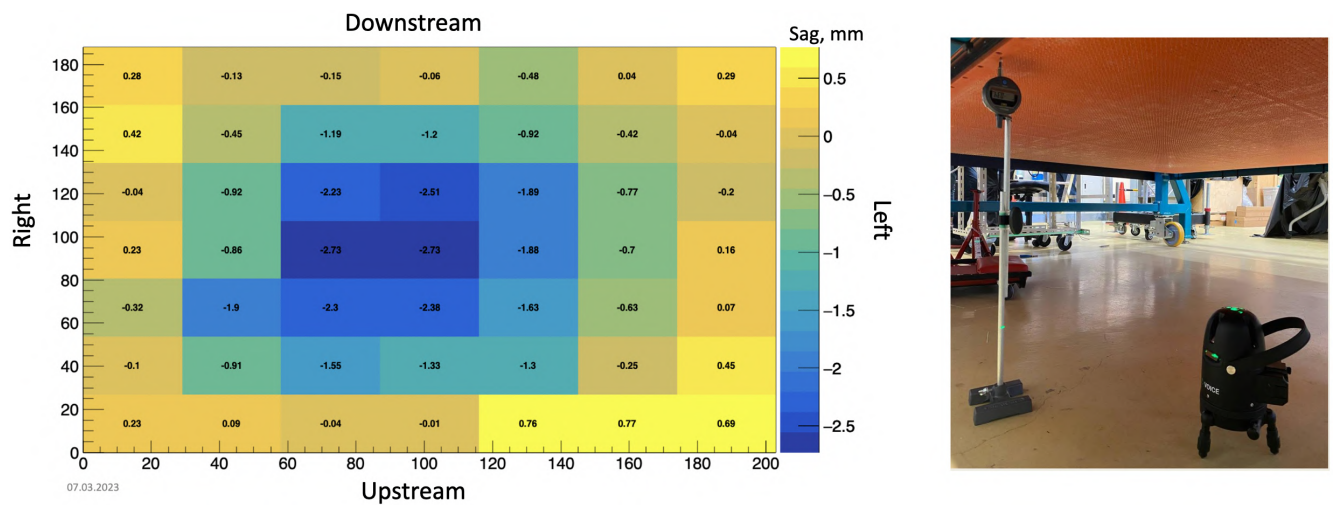


Рисунок 5.12 — Слева: Результат измеренного прогиба нижней панели механического контейнера СуперFGD под весом находящихся в нем кубических сцинтилляторов, собранных на лесках и сварочных стержнях. Справа: Процедура измерения прогиба нижней панели механического контейнера СуперFGD.

принцип измерения прогиба, который заключался в следующем: плоскость от лазерного источника задавала нулевой уровень, расстояние до которого от поверхности пола измерялось механическим штангенциркулем и вычиталось из полной высоты (от пола до нижней панели механического контейнера), измеренной цифровым прибором. Тем самым, были учтены неровности поверхности

пола. По результатам измерений, прогиб нижней панели механического контейнера СуперFGD под весом собранных в нем кубических сцинтилляторов в центральной области составил ~ 3 мм.

Установка WLS волокон осуществлялась со стороны MPPC64-PCBs, в то время как удаление лесок выполнялось с противоположной стороны, предназначенной для интеграции калибровочной системы. На примере одной ячейки механического контейнера СуперFGD продемонстрирована методика замены лесок на горизонтальные WLS волокна (Рисунок 5.13, слева). Методика за-

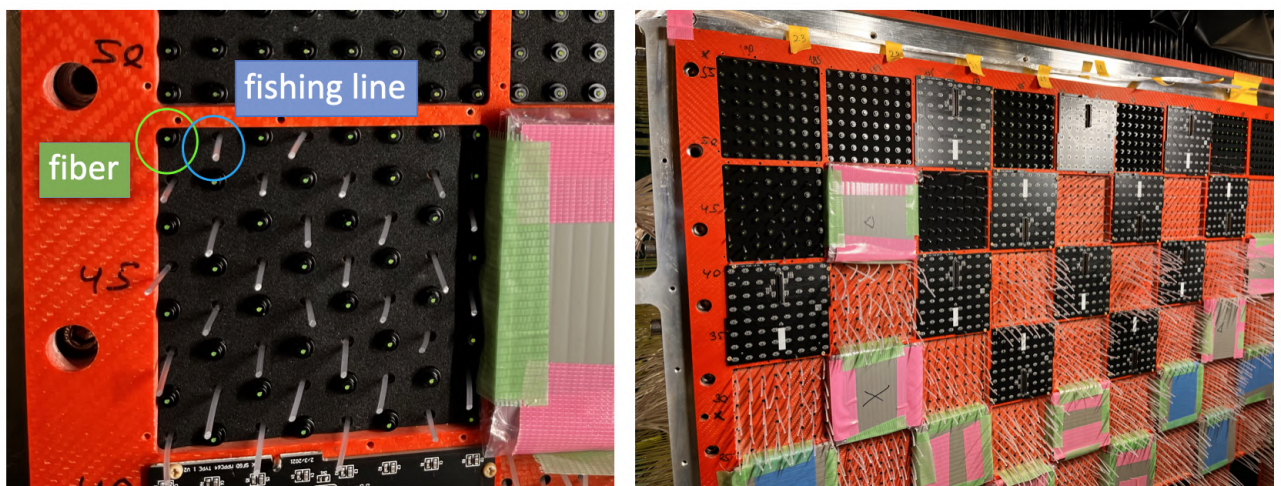


Рисунок 5.13 — Слева: Методика замены лесок на горизонтальные WLS волокна на примере ячейки механического контейнера СуперFGD, предназначенной для установки MPPC64-PCB, со сквозными отверстиями в виде матрицы 8×8 . Справа: Фотография передней (upstream) панели механического контейнера СуперFGD в процессе замены лесок на горизонтальные WLS волокна [107].

ключалась в следующем: в пределах одной ячейки механического контейнера с отверстиями в виде матрицы 8×8 первая группа из 32 лесок удалялась в соответствии со схемой “шахматной доски” со стороны LED калибровочной системы (downstream панель). Вторая группа из 32-х лесок удалялась последовательно в процессе установки WLS волокон со стороны MPPC64-PCB (upstream панель). Аналогичным образом была выполнена замена сварочных стержней на вертикальные WLS волокна с использованием системы верхнего доступа. Конец каждого WLS волокна был обрезан сразу после его установки на расстоянии 5 мм от стенки механического контейнера.

После установки, каждое WLS волокно было подвергнуто контролю качества в соответствии с критерием испускания не менее 70% от общего

поглощаемого им света. Для этой цели был использован LED источник с одновременной засветкой концов всех 64 WLS волокон в пределах одной ячейки, а также печатная плата MPPC64-PCB с противоположной стороны СуперFGD для измерения сигнала с WLS волокон. В результате, из протестированных ~ 21 тыс. горизонтальных WLS волокон (что соответствует 329 PCBs) 21 волокно было отбраковано, из ~ 35 тыс. вертикальных WLS волокон (552 PCBs) 42 волокна были определены как некачественные. Результаты теста на качество волокон, установленных вертикально, представлены на Рисунке 5.14. На Рисунке 5.15

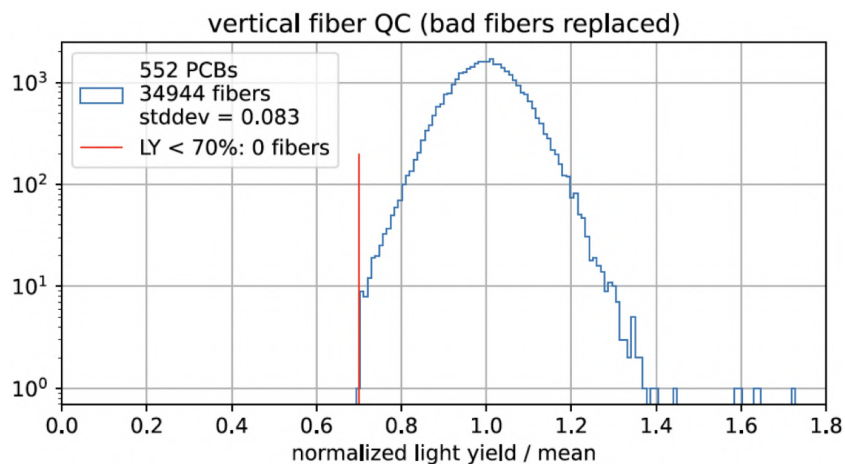


Рисунок 5.14 — Результат теста на качество вертикально установленных WLS волокон.

показаны результаты тестов горизонтальных WLS волокон до и после установки вертикальных WLS волокон. В результате установки вертикальных волокон

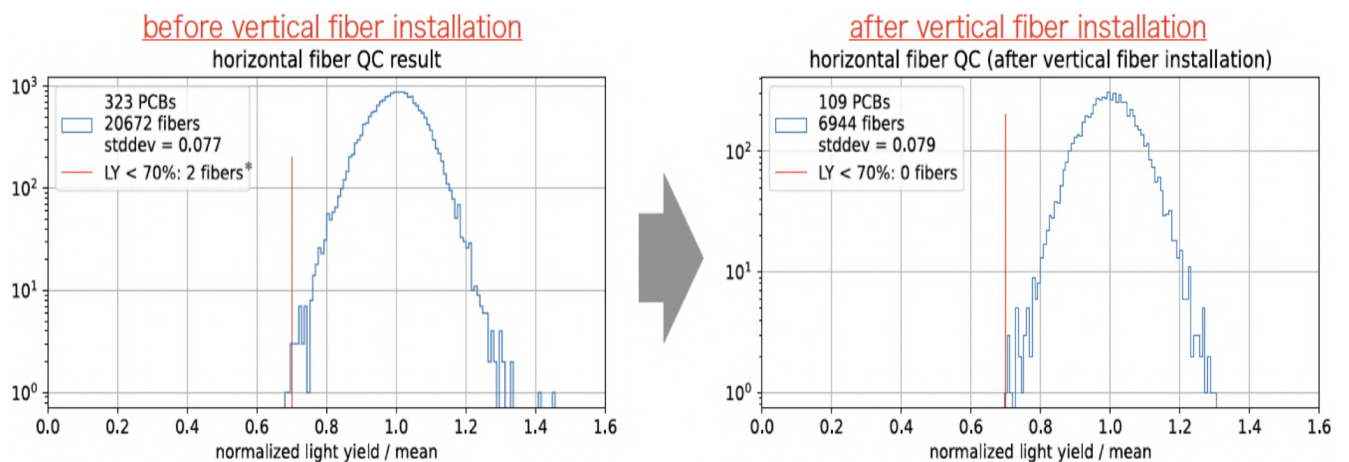


Рисунок 5.15 — Результат теста горизонтальных WLS волокон до и после установки вертикальных WLS волокон.

каких-либо повреждений горизонтальных волокон обнаружено не было. В основном, поломка WLS волокна возникала при установке волокна со стороны

MPPC64-PCB на стыке самого волокна и оптоприемника. Бракованные волокна были заменены на новые с последующим контролем качества.

После установки WLS волокон было выполнено интегрирование плат MPPC64-PCBs и LED калибровочной системы в механический контейнер СуперFGD с предварительной повторной обрезкой концов волокон на ~ 1 мм от поверхности механического контейнера (Рисунок 5.16).

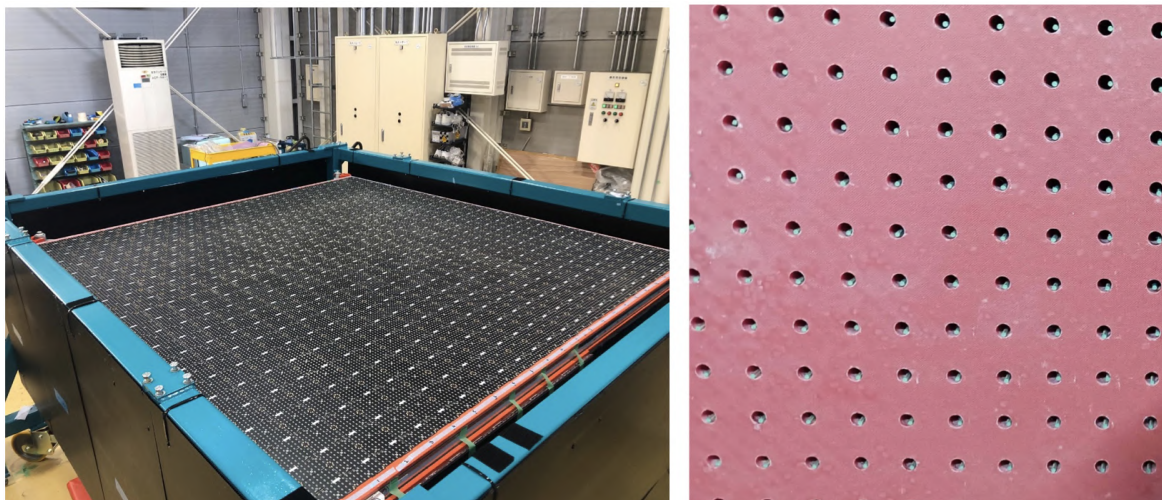


Рисунок 5.16 — Слева: Верхняя панель механического контейнера СуперFGD с установленными платами MPPC64-PCBs. Справа: WLS волокна с обрезанными концами перед установкой LED калибровочной системы [107].

Для уменьшения фонового шума, создаваемого окружающим освещением и светодиодной подсветкой считывающей электроники, был спроектирован световой барьер. Световой барьер был изготовлен из больших листов черного полиэстера толщиной 0.254 мм с прорезями размером 8×29 мм², вырезанными с помощью лазера в местах соединения коаксиальных кабелей SAMTEC с MPPC64-PCBs. На Рисунке 5.17 показана фотография механического контейнера СуперFGD, закрепленного в корпусе mini Baby-Basket, с ~ 2 млн кубических сцинтилляторов размером 1 см³ внутри, с установленными WLS волокнами, системой калибровки с LED источником, печатными платами MPPC64-PCBs, световым барьером и сигнальными кабелями. Общий вес детектора СуперFGD на текущем этапе монтажных работ составил около 2.5 тонн.

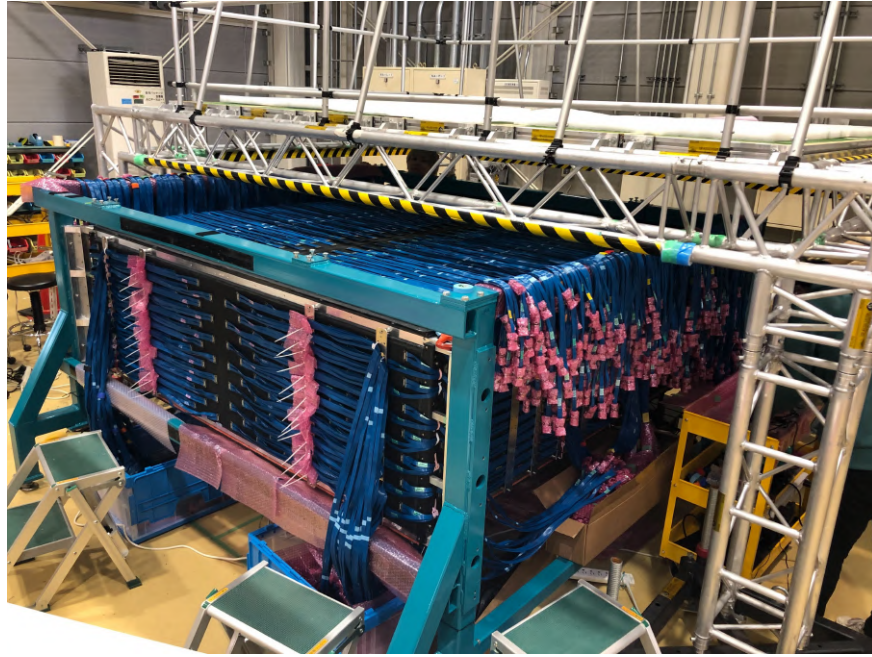


Рисунок 5.17 — Детектор СуперFGD, состоящий из ~ 2 млн сцинтилляционных элементов размером 1 см^3 , с установленными WLS волокнами, системой калибровки с LED источником, печатными платами MPPC64-PCBs, световым барьером и сигнальными кабелями в корпусе mini Baby-Basket [107].

5.5 Считывающая электроника

Для оцифровки аналоговых сигналов с 55,888 MPPCs используется считывающая электроника, разработанная по аналогии с электроникой, предназначенной для мюонного магнитного спектрометра Baby-MIND (Magnetised Iron Neutrino Detectors) эксперимента WAGASCI [112, 115]. Электроника СуперFGD распределена по 16-ти крейтам, каждый из которых содержит 14 интерфейсных плат FEBs (Front End Boards) и одну плату оптического концентратора ОСВ (Optical Concentrator Board).

Архитектура системы сбора данных DAQ (Data AcQuisition) для детектора СуперFGD представлена на Рисунке 5.18. К передней панели каждой FEB подключены четыре платы с MPPCs (MPPC64-PCBs) с помощью плоских коаксиальных кабелей (Samtec) и промежуточной платы (MIB board), что позволяет одновременно оцифровывать 256 каналов. В каждом крейте 14 FEBs и одна ОСВ подключены к объединительной плате (Backplane), которая позволяет распределять низковольтное питание 12 В, напряжение смещения MPPC, а также цифровые соединения FEB-ОСВ. При этом, ОСВ принимает тактовые и

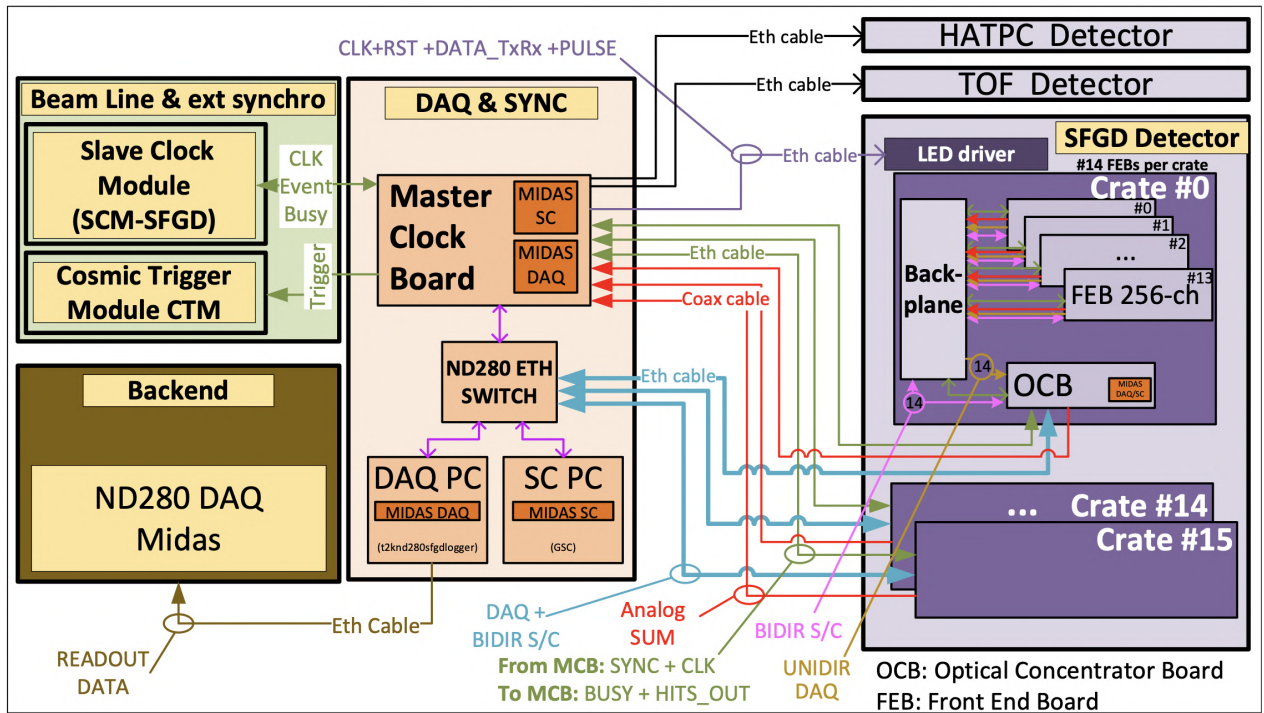


Рисунок 5.18 — Архитектура системы сбора данных DAQ (Data AcQuisition) для детектора СуперFGD.

управляющие сигналы и отправляет обратно цифровые данные в систему сбора данных DAQ (Data AcQuisition) по кабелям Ethernet. FEB получает тактовые сигналы, сигналы медленного управления (slow control), сигналы синхронизации и напряжение смещения MPPC от OCB, тогда так основной источник питания (12 В) поступает от объединительной платы. FEB отправляет данные slow control и DAQ обратно в OCB также через объединительную плату. Каждый OCB подключен через кабель CAT-7 Ethernet к коммутатору Ethernet, который, в свою очередь, подключен к двум ПК, один из которых предназначен для сбора данных, другой — для глобального медленного управления (Global Slow Control). OCB выступает в качестве концентратора данных DAQ для всех 14 FEBs в крейте, а также для диспетчера команд S/C (Status/Control), используемого для настройки FEB. Коммутатор Ethernet используется для доступа к DAQ ПК с ПК, расположенного в рабочей комнате (control room). Система синхронизации DAQ состоит из платы MCB (Master Clock Board), которая управляет FEBs через OCB посредством Backplane. Для подключения MCB к OCB используются кабели CAT-7 Ethernet.

Архитектура FEB базируется на:

- 8-ми чипах CITIROC (Cherenkov Imaging Telescope Integrated Read Out Chip) [114] с преобразователями напряжения с 3.3 В на 1.8 В для под-

ключения к программируемой логической интегральной схеме (ПЛИС) с уровнем ввода-вывода 1.8 В.

- 2-х 12-разрядных 8-канальных аналого-цифровых преобразователях (АЦП), предназначенных для оцифровки аналоговых выходных сигналов с чипа СИТИРОС: с высоким (HG) и низким (LG) усилением.
- 1 ПЛИС, которая обеспечивает контроль и управление временем и потоком данных с чипов СИТИРОС и с АЦП.

Чип СИТИРОС представляет собой 32-х канальную полностью аналоговую интерфейсную ASIC-микросхему, предназначенную для регулировки усиления сигнала и для считывания данных с МРРС. Блок-схема чипа СИТИРОС представлена на Рисунке 5.19. В микросхему встроен 8-разрядный цифро-ана-

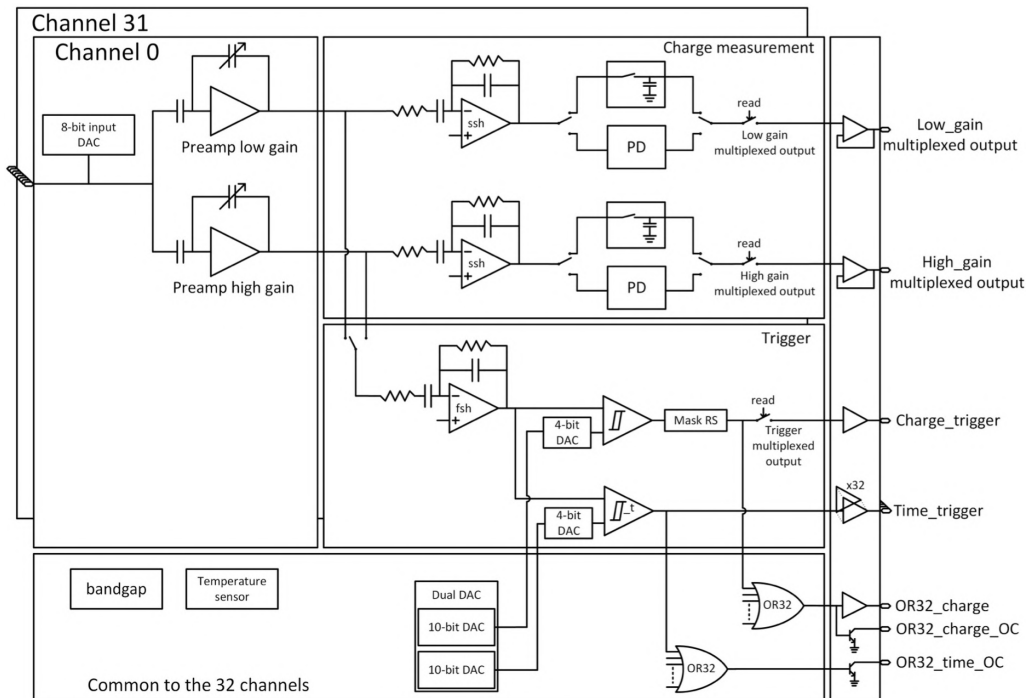


Рисунок 5.19 — Блок-схема чипа СИТИРОС [119].

логовый преобразователь DAC (Digital to Analog Converter) с диапазоном 4.5 В (2.5 В) для индивидуальной регулировки усиления МРРС путем изменения его рабочего напряжения. Архитектура ФЕВ оптимизирует функциональность ASIC СИТИРОС за счет подключения к нему ПЛИС, которая:

- Действует как время-цифровой преобразователь ТДС (Time-To-Digital Converter) путем дискретизации отдельных триггерных выходных сигналов ASIC для измерения времени по отношению к внешнему триггеру пучка.

- Осуществляет дискретизацию аналоговых сигналов HG (High Gain) и LG (Low Gain), мультиплексированных ASIC, с помощью многоканального АЦП.

Для каждого канала МРРС два параллельно подключенных предусилителя переменного напряжения обеспечивают считывание заряда от 160 fC до 320 pC (т.е. от 1 до 2000 фотоэлектронов с коэффициентом усиления SiPM 10^6 и отношением фотоэлектрон/шум 10), обеспечивая две сигнальные линии: с высоким коэффициентом усиления (HG) и с низким коэффициентом усиления (LG). Для снижения уровня шума на сигнальных линиях используются медленные формирователи SSH (Slow SHaper), которые отличаются входной емкостью: 1,5 пФ в режиме с низким коэффициентом усиления (LG) и 15 пФ в режиме с высоким коэффициентом усиления (HG), каждый из них имеет регулируемое время достижения максимума от 12.5 до 87.5 нс. Кроме того, входной канал CITIROC обеспечивает дополнительную триггерную линию, которая может переключаться между предусилителями с низким LG и высоким HG коэффициентами усиления. Триггерная линия включает быстрый формирователь FSH (Fast SHaper) с временем достижения максимума 15 нс, что устанавливает минимальный интервал времени для разрешения двух независимых последовательных попаданий на один и тот же канал. За FSH следуют два дискриминатора. Один дискриминатор предоставляет информацию о срабатывании триггера и попадании сигнала с программируемой блокировкой нежелательных каналов, другой предоставляет точную информацию о времени прихода сигнала. Для каждого из двух дискриминаторов может быть установлен внутренний 10-битный порог, общий для всех 32 каналов, с минимальным уровнем 50 fC ($1/3$ ф.э. с коэффициентом усиления SiPM 10^6). С помощью 4-разрядного DAC также возможна точная настройка дискриминатора каждого канала. 32 аналоговых сигнала мультиплексируются в один выходной сигнал для HG и LG с длительностью дискретизации 54 мкс (600 кГц/канал) и 6,4 мкс (5 МГц/канал).

Триггерная линия с FSH используется также для определения амплитуды сигнала. С каждой из двух сигнальных линий (HG, LG) может быть записано только по одному попаданию на канал в течение заранее определенного интервала времени T_{HOLD} сбора аналоговых данных, которые всегда отбираются на пике выходного сигнала медленного формирователя независимо от времени попадания. Таким образом, записанным попаданием для данного ка-

нала является попадание с наибольшей амплитудой. Для работы в режиме T2K $T_{\text{HOLD}} = 10$ мкс, по истечении которого сигналы мультиплексируются на CITIROC и выводятся на внешний АЦП. На этапах мультиплексирования и оцифровки аналоговых сигналов CITIROC мертвое время составляет 9.12 мкс. Таким образом, время записи одного попадания на канал ограничено $T_{\text{HOLD}} + 9.12$ мкс. Чтобы преодолеть это ограничение, амплитуда сигнала измеряется с помощью дискретизации фронтов нарастания и спада выходного сигнала быстрого формирователя FSH с помощью ПЛИС на частоте 400 МГц. Эта дискретизация непрерывна и независима от мертвого времени. Фронт нарастания обеспечивает метку времени прихода события. Разница во времени между двумя дискретизированными фронтами (время превышения над порогом ToT (Time-over-Threshold)) пропорциональна амплитуде сигнала.

Таким образом, для обработки сигнала с каждого MPPC CITIROC обеспечивает три сигнальные линии, выходные сигналы с которых: HG, LG и ToT предоставляют информацию об амплитуде каждого события, зарегистрированного в детекторе СуперFGD.

5.6 Установка детектора СуперFGD в магнит ND280 и запуск в работу на нейтринном канале T2K

В рамках проекта модернизации ND280, детектор СуперFGD, оборудованный 222 FEBs и 16 OCBs, распределенными по 16-ти крейтам, был успешно установлен в комплекс ближнего внеосевого ND280 на нейтринном канале T2K в J-PARC [102].

На Рисунке 5.20 показана фотография детектора СуперFGD, смонтированного в магните ND280 с полностью установленной электроникой и готового к набору статистики на пучке мюонных нейтрино T2K. Пучок мюонных нейтрино направлен под углом 2.5 градуса по отношению к оси пучка протонов от ускорителя J-PARC. Проектная мощность пучка от ускорителя J-PARC в настоящее время достигает 810 кВт.

Пучок T2K разделен на временные интервалы (“спиллы”) длительностью 5 мкс каждый с периодом в 1.36 секунды. Каждый “спилл” состоит из 8-ми сгустков (“банчей”) длительностью 80 нс каждый. Промежуток между двумя

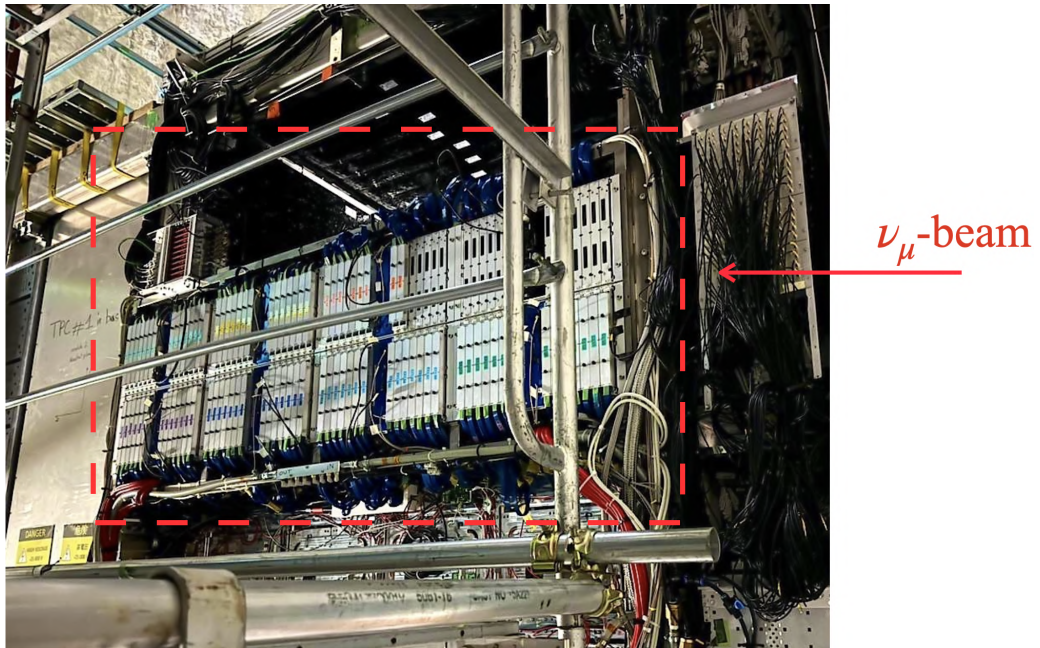


Рисунок 5.20 — Детектор СуперFGD, смонтированный в магните ближнего нейтринного детектора ND280 на пучке мюонных нейтрино T2K в J-PARC [102].

соседними “банчами” составляет 580 нс [7, 99, 115]. На Рисунке 5.21 показано распределение по времени событий, зарегистрированных в детекторе СуперFGD на пучке мюонных нейтрино T2K для одного “спилла” длительностью 5 мкс.

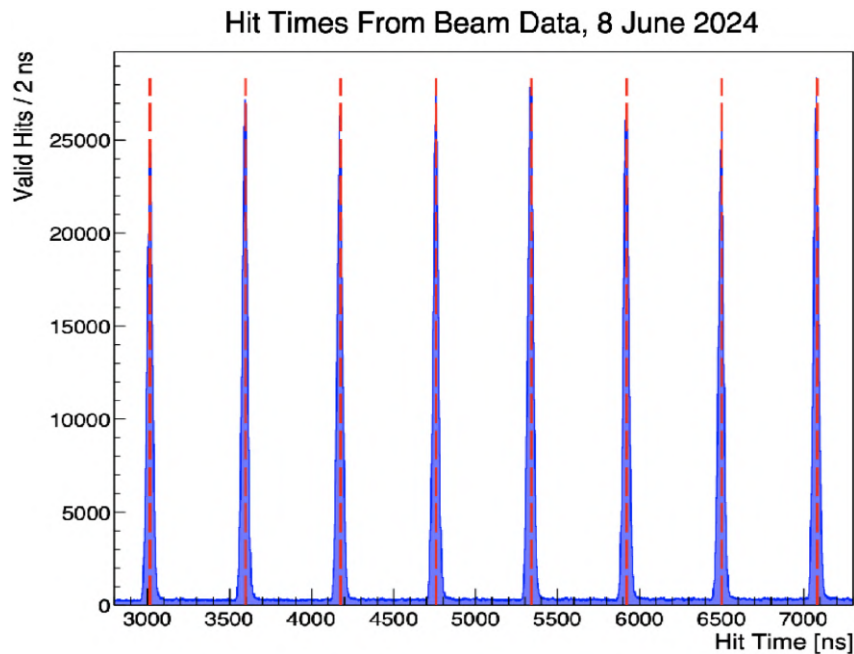


Рисунок 5.21 — Распределение по времени событий, зарегистрированных в детекторе СуперFGD на пучке мюонных нейтрино T2K для одного временного интервала (“спилла”) длительностью 5 мкс, состоящего из 8-ми сгустков (“банчей”).

Пример взаимодействий, зарегистрированных в полностью модернизированном ближнем детекторе ND280, включая СуперFGD в качестве центрального элемента, на пучке мюонных нейтрино T2K, показан на Рисунке 5.22.

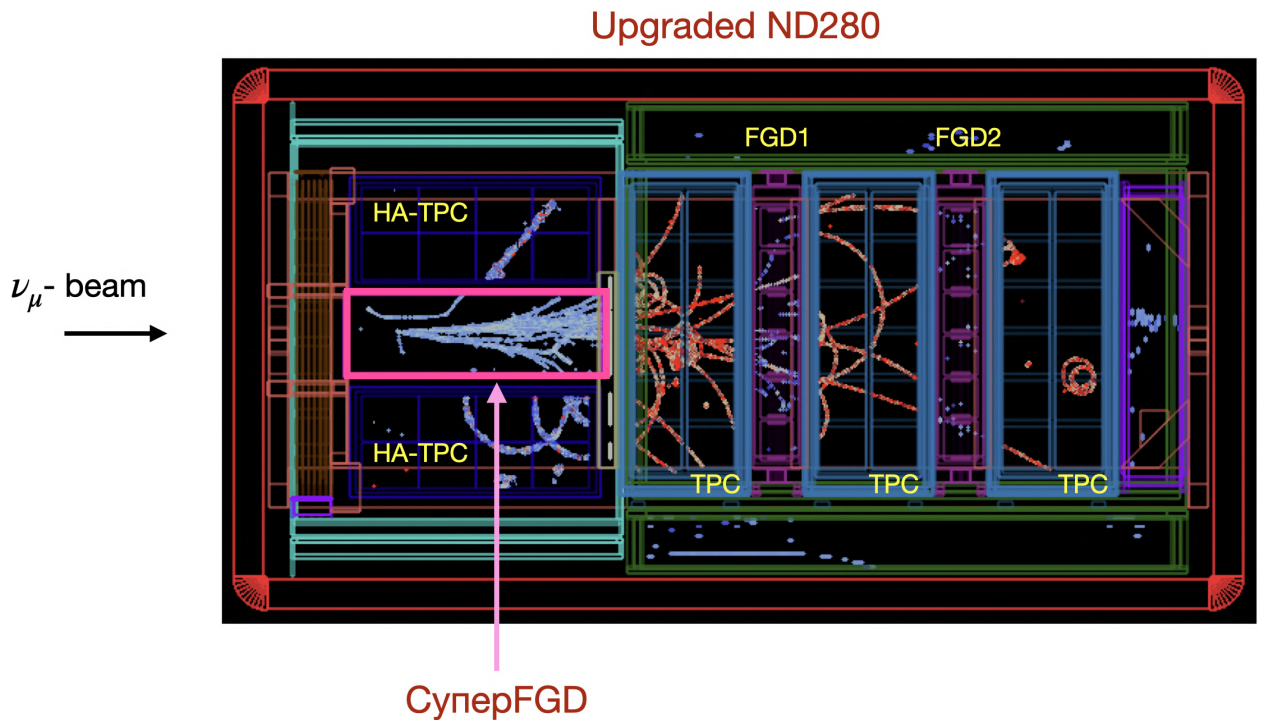


Рисунок 5.22 — Взаимодействия, зарегистрированные в полной конфигурации модернизированного ближнего детектора ND280, включая СуперFGD, на пучке мюонных нейтрино T2K.

5.7 Выводы по Главе 5

~2 млн кубических сцинтилляторов, объемом 1 см^3 каждый, собраны в механическом контейнере СуперFGD с последующей установкой спектросмещающих (WLS) волокон и плат с микропиксельными счетчиками фотонов (MPPC64-PCBs) в количестве ~56000, а также системой калибровки с LED источником и считывающей электроникой на поверхности Земли. В процессе сборки детектора выполнены тесты на качество установленных вертикальных и горизонтальных WLS волокон, а также измерен прогиб нижней панели механического контейнера под весом расположенных в нем кубических сцинтилляторов, величина которого в центральной области детектора составила ~3 мм.

К концу 2023 года детектор был успешно смонтирован в магните ND280 в шахте ближнего нейтринного детектора с полностью установленной считывающей электроникой на основе чипа CITIROC, распределенной по 16-ти крейтам. СуперFGD запущен в работу на нейтринном канале T2K в J-PARC и начал набор данных с пучком мюонных нейтрино в феврале 2024 года.

Глава 6. Детектирование и восстановление событий с мюонными нейтрино в СуперFGD на пучке в J-PARC

Глава 6 посвящена регистрации первых взаимодействий мюонных нейтрино в детекторе СуперFGD, установленном на нейтринном канале T2K в J-PARC в составе ближнего детектора ND280. Представлены результаты по восстановлению и исследованию свойств треков космических мюонов и остановившихся в СуперFGD протонов, образованных в результате квазиупругого рассеяния мюонных нейтрино в веществе детектора через заряженный ток.

6.1 Калибровка СуперFGD с использованием LED калибровочной системы и космических мюонов

Калибровка каналов считывающей электроники СуперFGD выполняется с использованием LED калибровочной системы и космических мюонов для каждого физического сеанса на пучке T2K. Один канал определен как сигнал с одного WLS волокна, считанный одним MPPC и оцифрованный с помощью FEB.

Для калибровки HG-каналов использовалась засветка низкой интенсивности концов WLS волокон с помощью импульсных LED источников, расположенных на калибровочных LGR панелях на поверхности механического контейнера СуперFGD. В результате, для каждого HG-канала был сгенерирован амплитудный спектр с одноэлектронным разрешением в единицах каналов АЦП. Пример такого спектра для одного из каналов MPPC показан на Рисунке 6.1 (слева). Коэффициент усиления, измеренный по амплитудному спектру, как среднее расстояние между фотоэлектронными пиками, составил 28.72 ± 0.10 каналов АЦП на один фотоэлектрон. На Рисунке 6.1 (справа) показана методика определения положения пьедестала для одного из каналов MPPC. Описание методики приведено в Главе 4 (раздел 4.2.2).

Космические мюоны используются для калибровки каналов с низким коэффициентом усиления LG. Пример трека космического мюона, прошедшего через активный объем детектора СуперFGD без остановки, показан на Рисунке 6.2 в 2D проекциях на три плоскости.

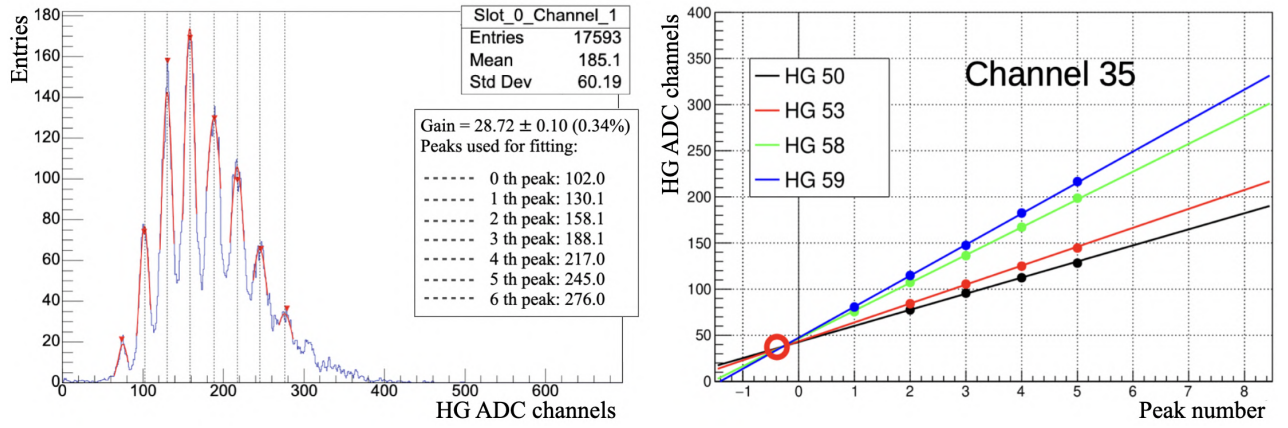


Рисунок 6.1 — Слева: Амплитудный спектр с одноэлектронным разрешением для одного из каналов МРРС. Справа: Метод нахождения положения пьедестала на примере одного канала МРРС [102].

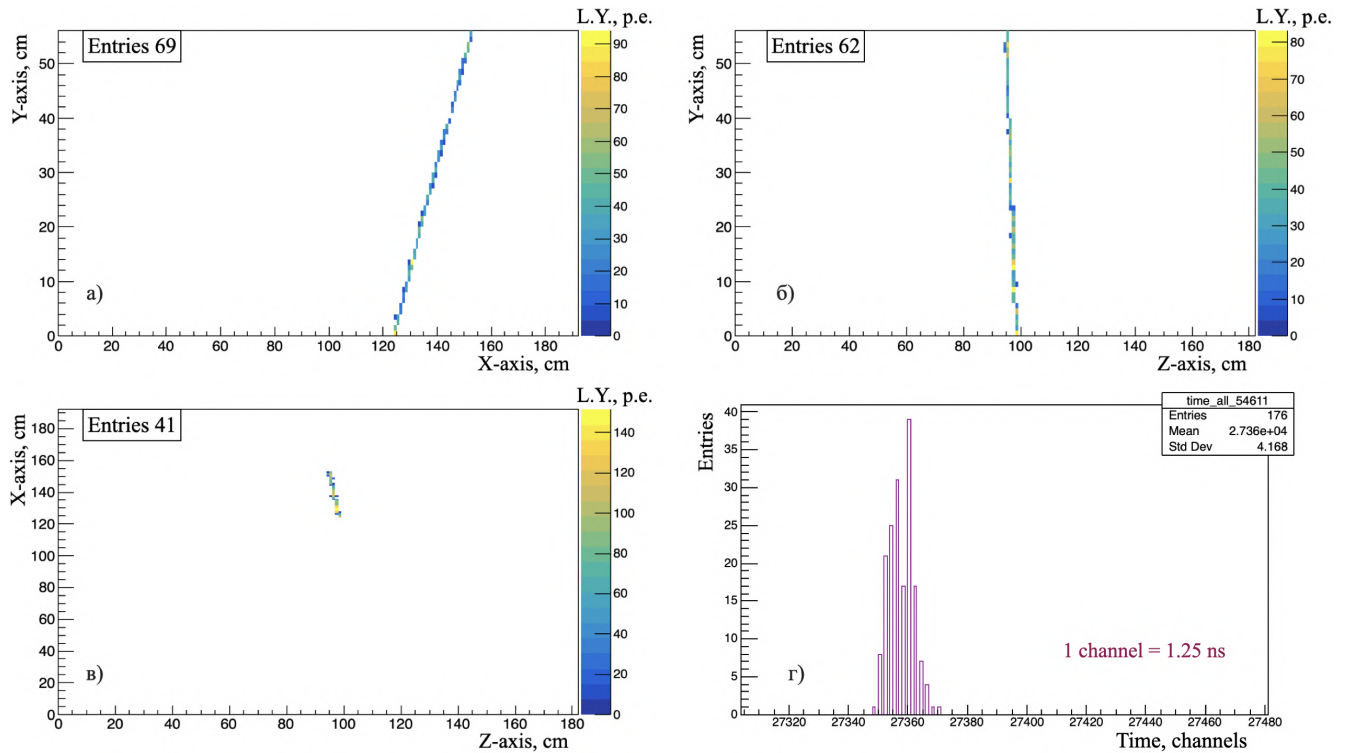


Рисунок 6.2 — Трек космического мюона, прошедшего через объем детектора СуперFGD, в 2D проекциях на три плоскости: XY (а), YZ (б) и XZ (в). Распределение по времени событий трека космического мюона в трех проекциях (г).

Для оценки среднего световыхода с горизонтальных Z- и X- волокон восстановлены треки космических мюонов, прошедших через центральную область детектора СуперFGD. Центральная область СуперFGD ограничена диапазоном от 81 до 101 см (от 86 до 106 см) по координате Z(X) для измерения световыхода с X-(Z-) волокон. Восстановлены треки космических мюонов, для которых координата в первом $Y=56$ и последнем $Y=1$ слоях лежит в заданном диапазоне

по $Z(X)$. В плоскости XY восстановлено 1829, в плоскости YZ — 1622 треков космических мюонов. Световыход, измеренный вдоль восстановленных треков космических мюонов (вдоль оси Y) с Z -волокон в плоскости XY (слева) и с X -волокон в плоскости YZ (справа) показан на Рисунке 6.3 (сверху). Каждый

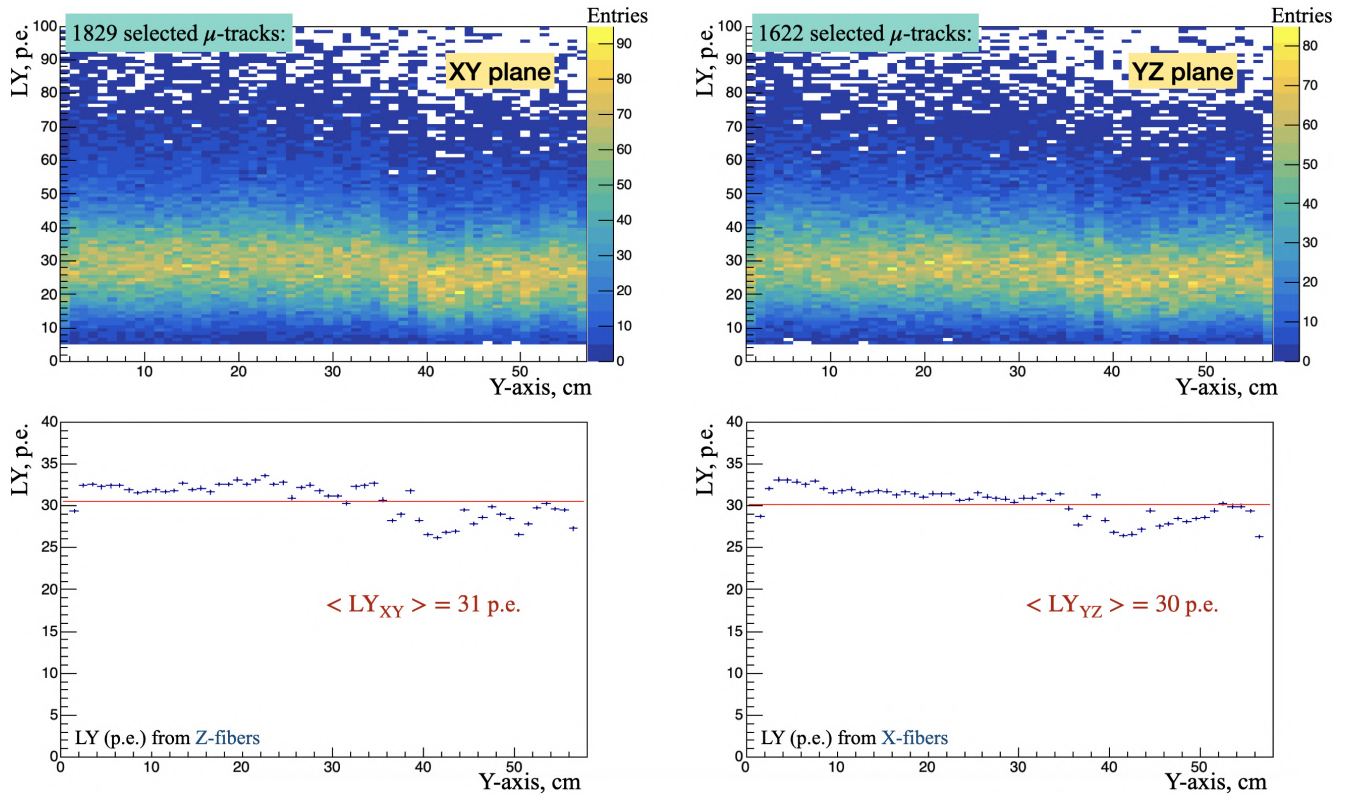


Рисунок 6.3 — Сверху: Световыход, измеренный с Z -волокон (слева) и с X -волокон (справа) в зависимости от положения этих волокон на оси Y для восстановленных треков космических мюонов, прошедших через центральную область СуперFGD. Снизу: Средний световыход, измеренный вдоль треков космических мюонов в плоскостях XY (слева) и YZ (справа).

бин на Рисунке 6.3 (сверху) показывает количество событий со световыходом, отложенным по вертикальной оси, в зависимости от положения Z -(X -) волокна на оси Y . В случае, если в одном слое Y загорелись сразу несколько кубических сцинтилляторов (что возможно с учетом crosstalk), за величину световыхода, измеренного в этом слое, принимался максимальный по $X(Z)$ световыход. На Рисунке 6.3 (снизу) показан средний световыход, измеренный вдоль треков космических мюонов с Z -волокон в плоскости XY (слева) и с X -волокон в плоскости YZ (справа). В результате, средний световыход, измеренный в центральном объеме детектора $20(x) \times 20(z) \times 56(y)$ см³, составил 31 ф.э./ Z -волоконно и 30 ф.э./ X -волоконно.

6.2 Длина ослабления света в волокне и временное разрешение

Исследована зависимость световыхода вдоль X- и Z- волокон от расстояния между сработавшим кубиком и МРРС. На Рисунке 6.4 показано положение детектора СуперFGD с установленными МРРС относительно пучка мюонных нейтрино Т2К.

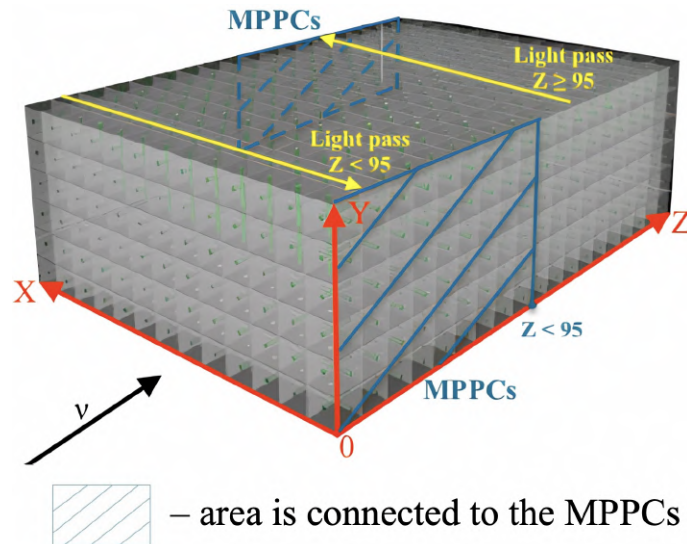


Рисунок 6.4 — Положение детектора СуперFGD с установленными МРРС относительно пучка мюонных нейтрино Т2К. Показано направление распространения света вдоль WLS волокон от калибровочной системы к МРРС (желтым цветом).

Длина затухания света в волокне была измерена с использованием восстановленных прямых треков космических мюонов в плоскостях XY и YZ. Для каждой координаты Y вдоль X(Z) оси был найден кубик с максимальным значением световыхода и координата Z(X) этого кубика. Затем, для фиксированного Y были сопоставлены максимальное значение световыхода в плоскости XY(YZ) и координата кубика в плоскости XZ(YX). Полученная зависимость световыхода для X- и Z- волокон от расстояния до МРРС показана на Рисунке 6.5. Функция аппроксимации, приведенная на Рисунке 6.5 (сверху), включает короткую и длинную компоненты WLS волокна, а также коэффициент отражения света от конца волокна.

Временное разрешение СуперFGD было измерено с использованием восстановленных треков космических мюонов. Результаты измерений временного разрешения в СуперFGD показаны на Рисунке 6.6 с поправкой на эффект

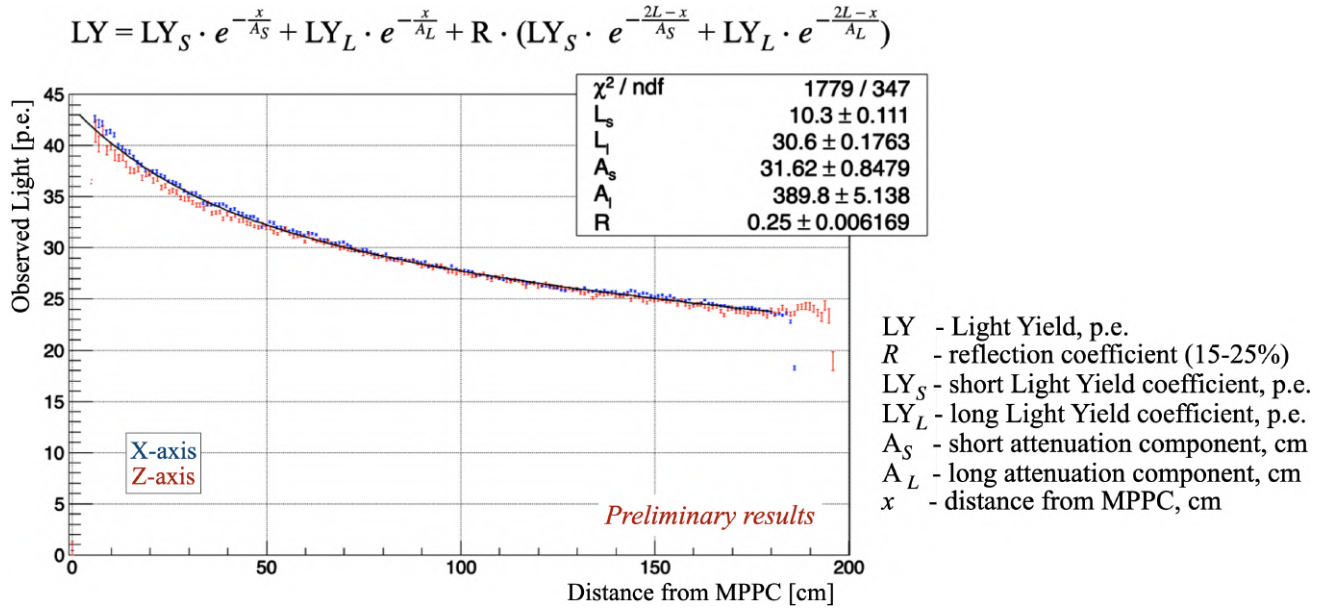


Рисунок 6.5 — Зависимость световыхода вдоль X и Z волокон от расстояния между сработавшим кубиком и МРРС.

time-walk (описание эффекта time-walk приведено в Главе 4, раздел 4.2.3). Для

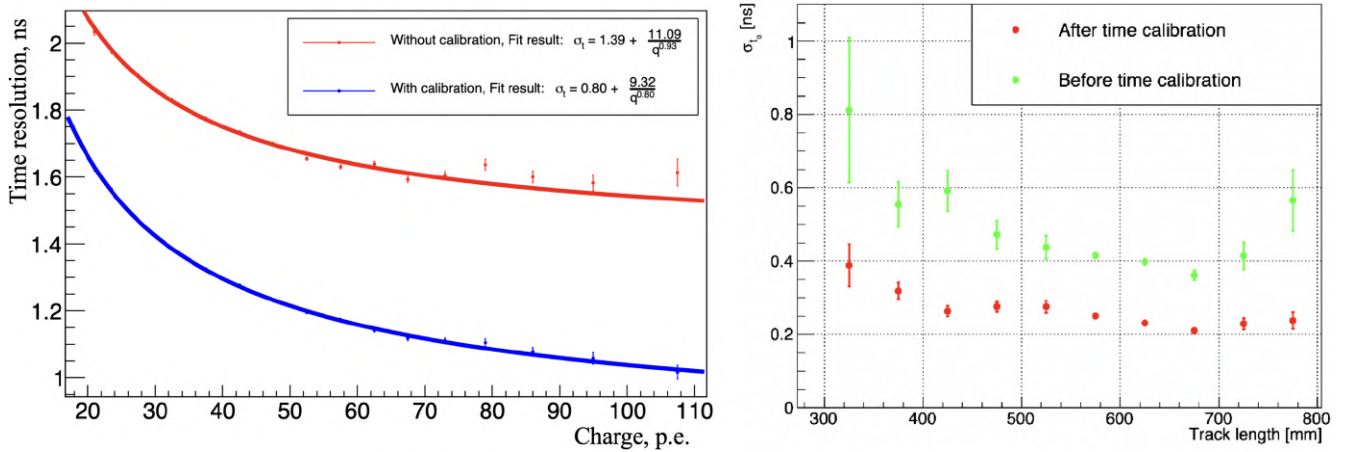


Рисунок 6.6 — Слева: Временное разрешение СуперFGD в зависимости от световыхода с волокна до и после коррекции на эффект time-walk. Справа: Временное разрешение СуперFGD в зависимости от длины трека космического мюона до и после коррекции на эффект time-walk.

событий со световыходом ~ 100 фотоэлектронов временное разрешение детектора СуперFGD составило ~ 1 нс/МIP/волокно. Для треков длиной ~ 70 см временное разрешение СуперFGD составило ~ 0.2 нс/МIP/волокно.

6.3 Космические мюоны с остановкой в СуперFGD

Пример трека космического мюона, остановившегося в детекторе СуперFGD, показан на Рисунке 6.7 в трех проекциях. Световыход в точке остановки мюона, измеренный с Z- (а), X- (б) и Y- (в) волокон. Показано направление трека мюона относительно детектора СуперFGD (г).

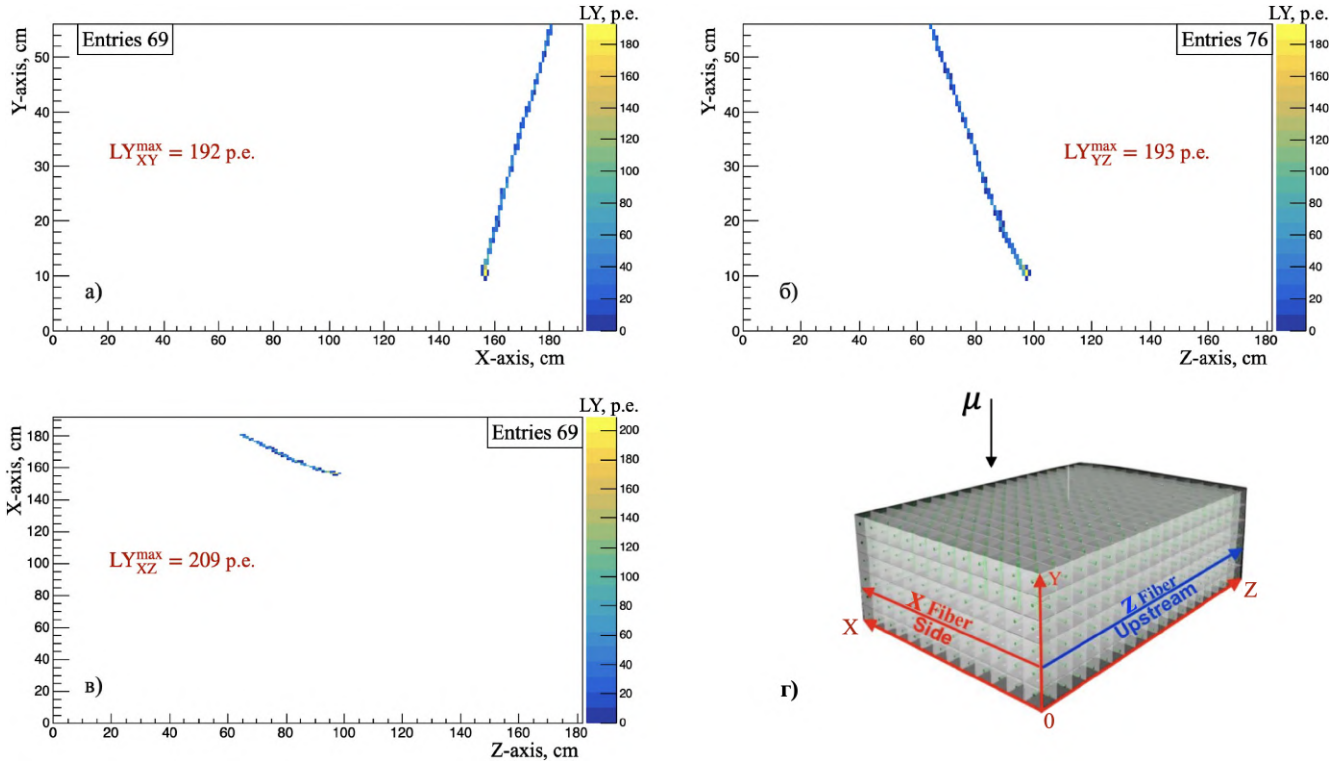


Рисунок 6.7 — Пример трека космического мюона с остановкой в детекторе СуперFGD в трех проекциях: XY (а), YZ (б) и XZ (в). Приведен световыход в точке остановки космического мюона, измеренный с Z- (а), X- (б) и Y- (в) волокон. Показано направление трека мюона относительно детектора СуперFGD (г).

новки космического мюона составил 192 ф.э./Z-волокно и 193 ф.э./X-волокно.

Всего восстановлено 1166 треков космических мюонов с остановкой в детекторе СуперFGD. Построено распределение световыхода вдоль треков космических мюонов (вдоль оси Y) относительно точки остановки, смещенной в координату $Y=0$ (Рисунок 6.8). Средний световыход для восстановленных 1166 треков космических мюонов в точке остановки составил 145 ф.э./Z-волокно и 152 ф.э./X-волокно.

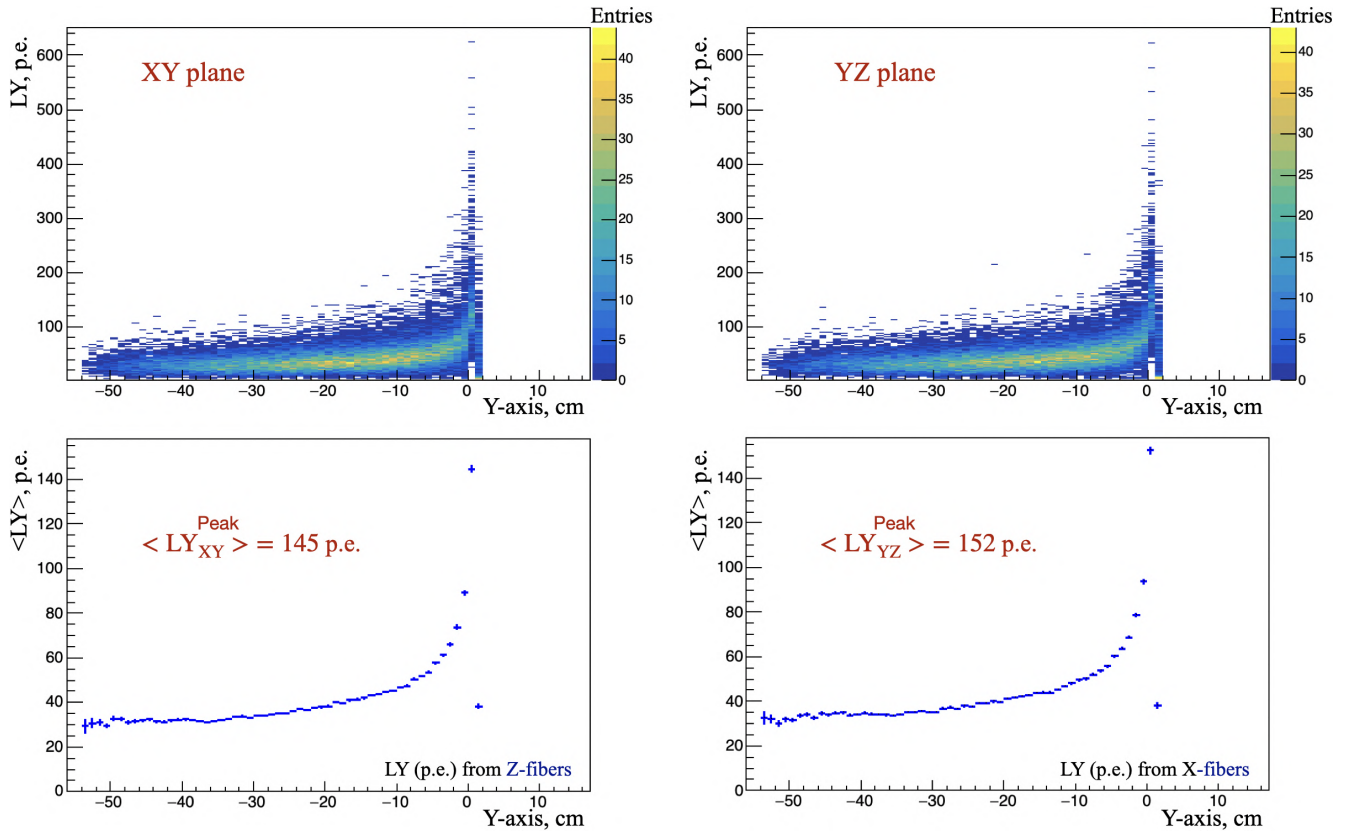


Рисунок 6.8 — Сверху: Распределение световых выходов вдоль треков космических мюонов (вдоль оси Y) относительно точки остановки в плоскостях XY (слева) и YZ (справа). Снизу: Средний световой выход вдоль 1166 восстановленных треков космических мюонов, измеренный с Z - (слева) и X - (справа) волокон.

6.4 Детектирование мюонных нейтрино по реакции квазиупругого рассеяния

Детектирование первых событий-кандидатов в мюонные нейтрино в детекторе СуперFGD, установленном на нейтринном канале T2K, было выполнено на пучке мюонных нейтрино от ускорительного комплекса J-PARC в феврале 2023 года [102]. Мюонное нейтрино взаимодействует с веществом детектора СуперFGD на основе полистирола со сцинтилляционными добавками по реакции квазиупругого рассеяния через заряженный ток с образованием мюона и протона в конечном состоянии:



Идентификатором ν_{μ} -события, произошедшего в объеме СуперFGD, служит детектирование мюона и остановившегося протона, восстановленные треки которых, выходящие из одной точки (точки взаимодействия нейтрино с веществом

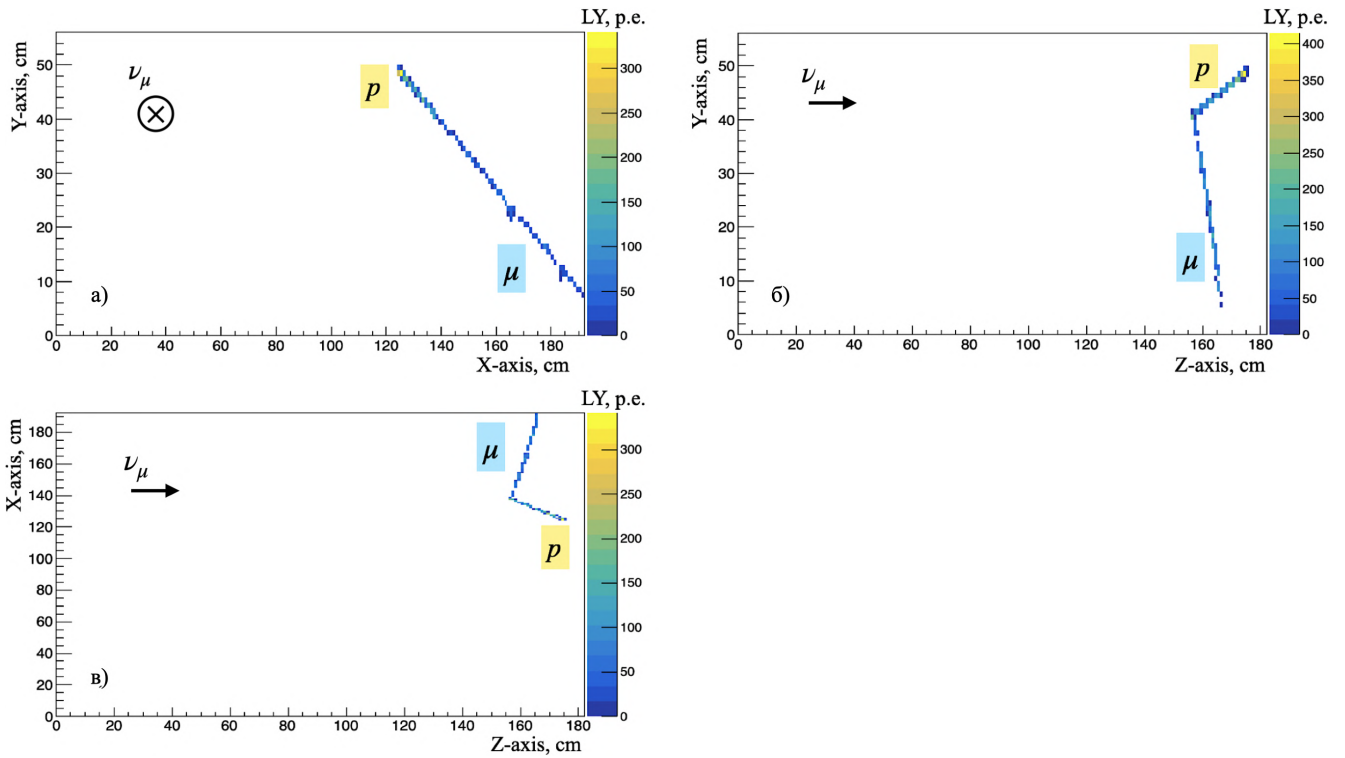


Рисунок 6.9 — Событие-кандидат в мюонное нейтрино, зарегистрированное в СуперFGD по реакции квазиупругого рассеяния через заряженный ток в трех проекциях: XY (а), YZ (б) и XZ (в).

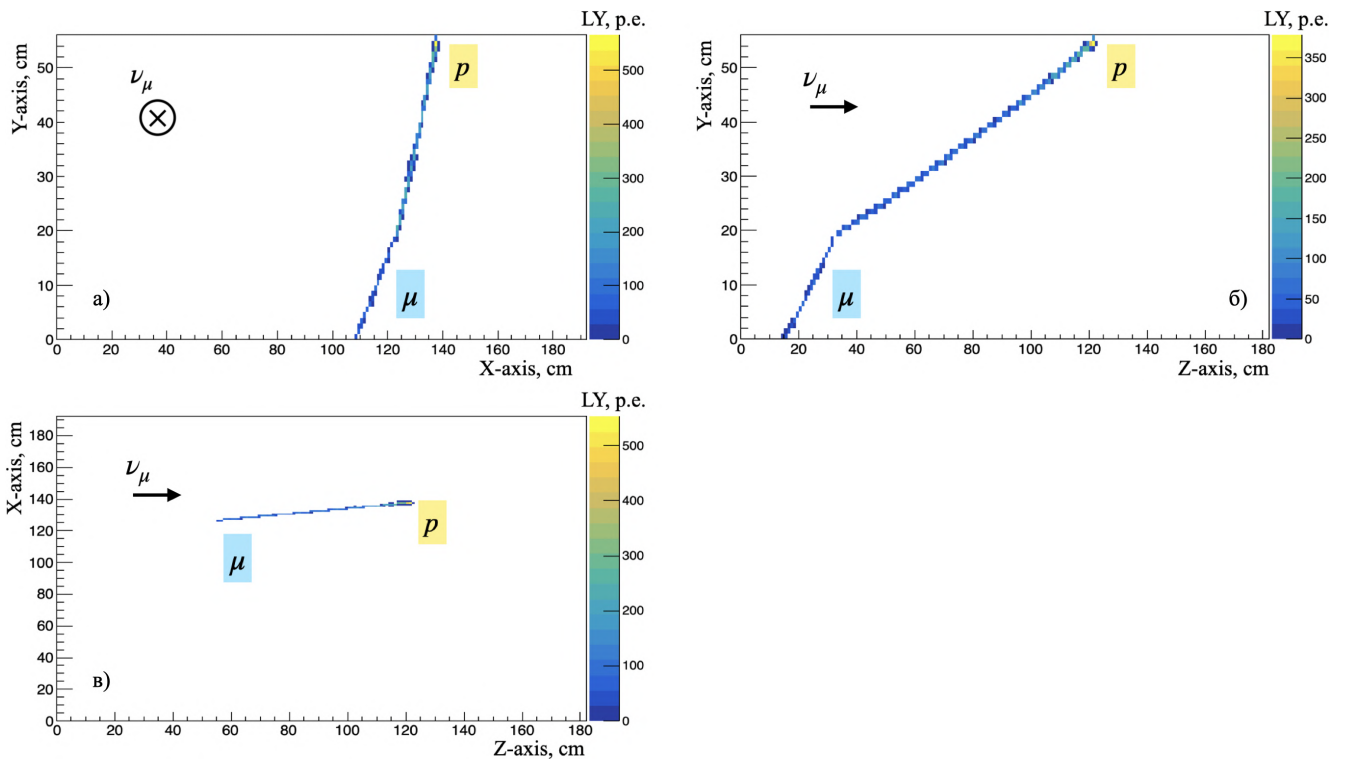


Рисунок 6.10 — Событие-кандидат в мюонное нейтрино, зарегистрированное в СуперFGD по реакции квазиупругого рассеяния через заряженный ток в трех проекциях: XY (а), YZ (б) и XZ (в).

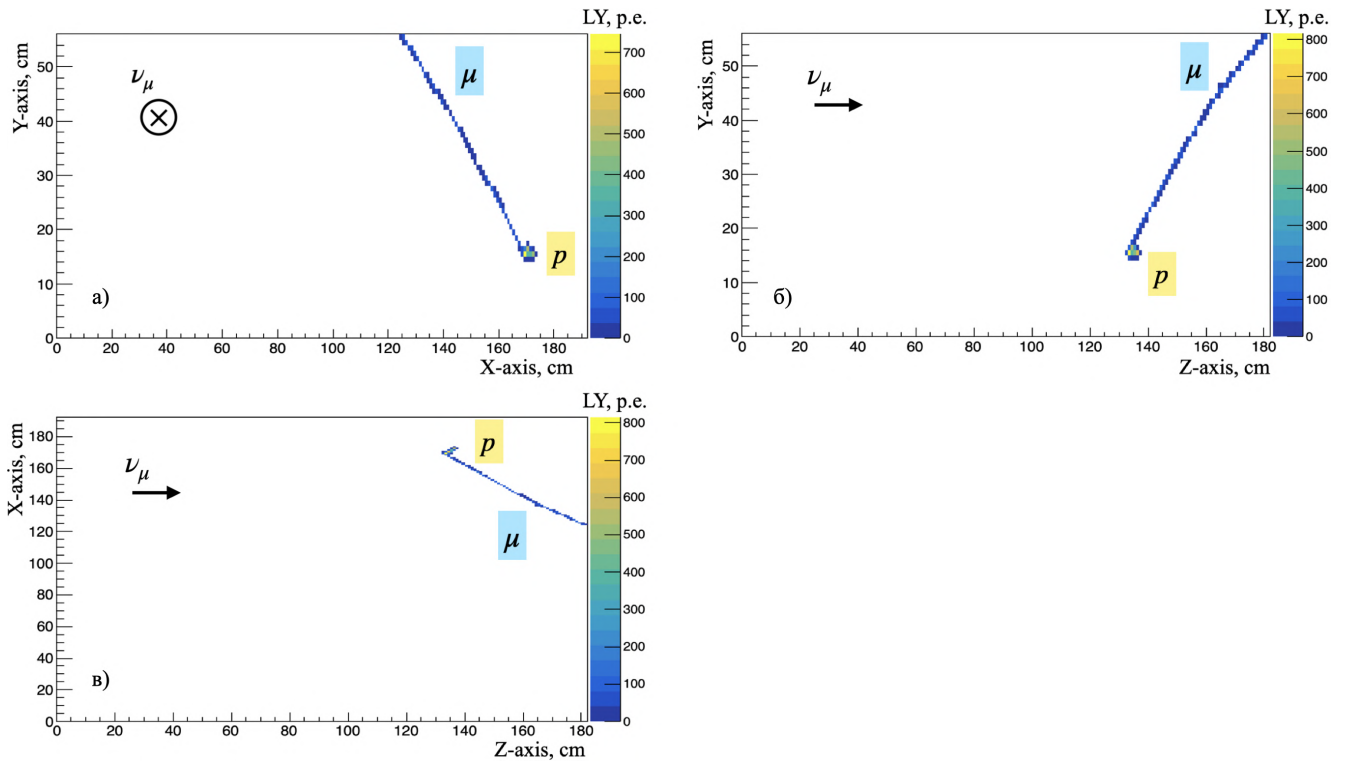


Рисунок 6.11 — Событие-кандидат в мюонное нейтрино, зарегистрированное в СуперFGD по реакции квазиупругого рассеяния через заряженный ток в трех проекциях: XY (а), YZ (б) и XZ (в).

детектора), изображены на Рисунках 6.9, 6.10 и 6.11 в трех проекциях. Для каждой плоскости показано направление пучка мюонных нейтрино Т2К относительно детектора СуперFGD.

На Рисунке 6.12 показаны треки мюона и протона, восстановленные из вершины взаимодействия мюонного нейтрино в СуперFGD в плоскости YZ в единицах фотоэлектронов (слева) и в единицах 1.25 нс (справа). Для восстановления ν_μ -событий в СуперFGD предполагаемые треки мюона и протона, выходящие из вершины взаимодействия мюонного нейтрино, аппроксимировались полиномом первой степени с ограничениями, описанными в Главе 4 (раздел 4.2.3 для мюонов и раздел 4.2.4 для протонов).

На Рисунке 6.13 показан световойход, измеренный с Z- (в) и X- (г) волокон вдоль треков мюона (синий цвет) и остановившегося протона (желтый цвет), восстановленных из вершины нейтринного взаимодействия.

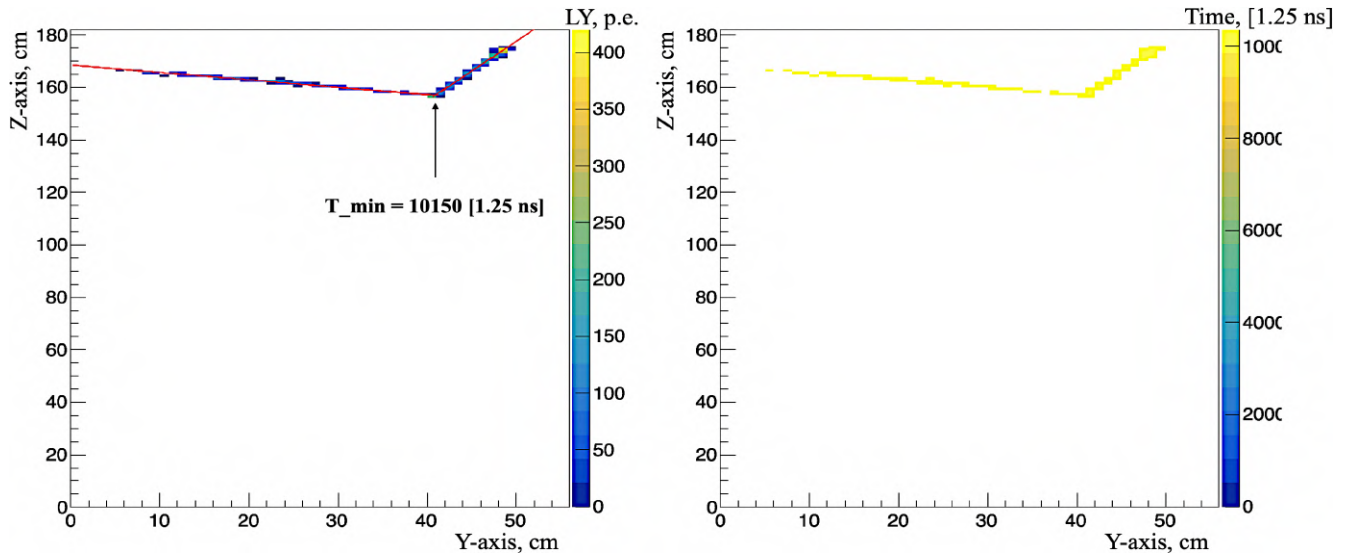


Рисунок 6.12 — Треки мюона и протона, восстановленные из вершины взаимодействия мюонного нейтрино в СуперFGD в плоскости YZ в единицах фотоэлектронов (слева) и в единицах 1.25 нс (справа)

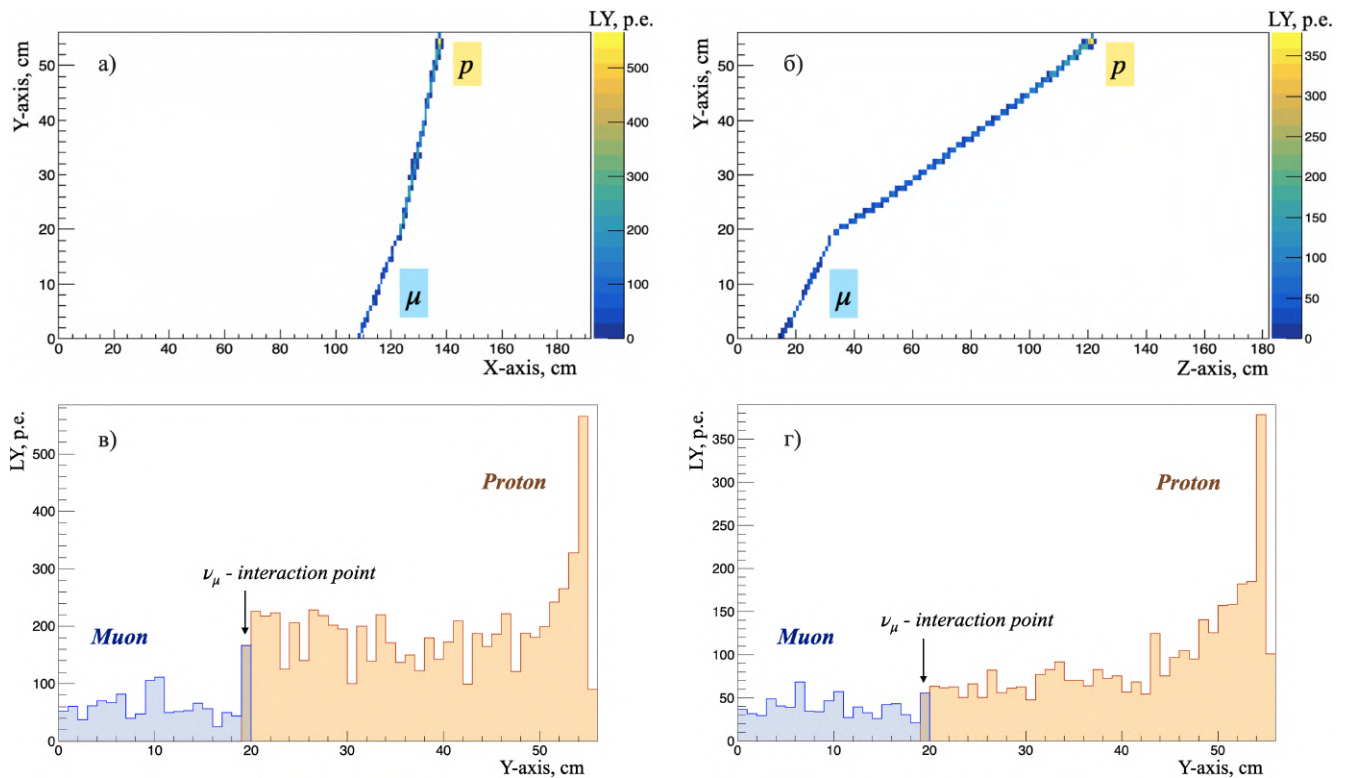


Рисунок 6.13 — Треки мюона и протона, восстановленные из вершины нейтринного взаимодействия в СуперFGD в двух плоскостях: XY (а), YZ (б). Световыход, измеренный вдоль трека мюона (синий) и остановившегося протона (желтый) в единицах фотоэлектронов с Z- (в) и X- (г) волокон.

6.5 Восстановление треков протонов с остановкой в СуперFGD

С использованием данных, набранных в сеансе на пучке мюонных нейтрино Т2К в июле 2024 года, восстановлены треки остановившихся протонов, рожденных по реакции квазиупругого рассеяния мюонного нейтрино в СуперFGD.

В общей сложности восстановлены 120 треков остановившихся в СуперFGD протонов, рожденных наряду с мюоном в вершине взаимодействия мюонного нейтрино с веществом детектора. На Рисунке 6.14 показано распределение световых выходов вдоль восстановленных 120 треков протонов (вдоль оси Y) относительно точки остановки, смещенной в координату $Y=0$, в плоскостях XY и YZ (сверху). Средний световой выход в точке остановки протонов в плоскости XY

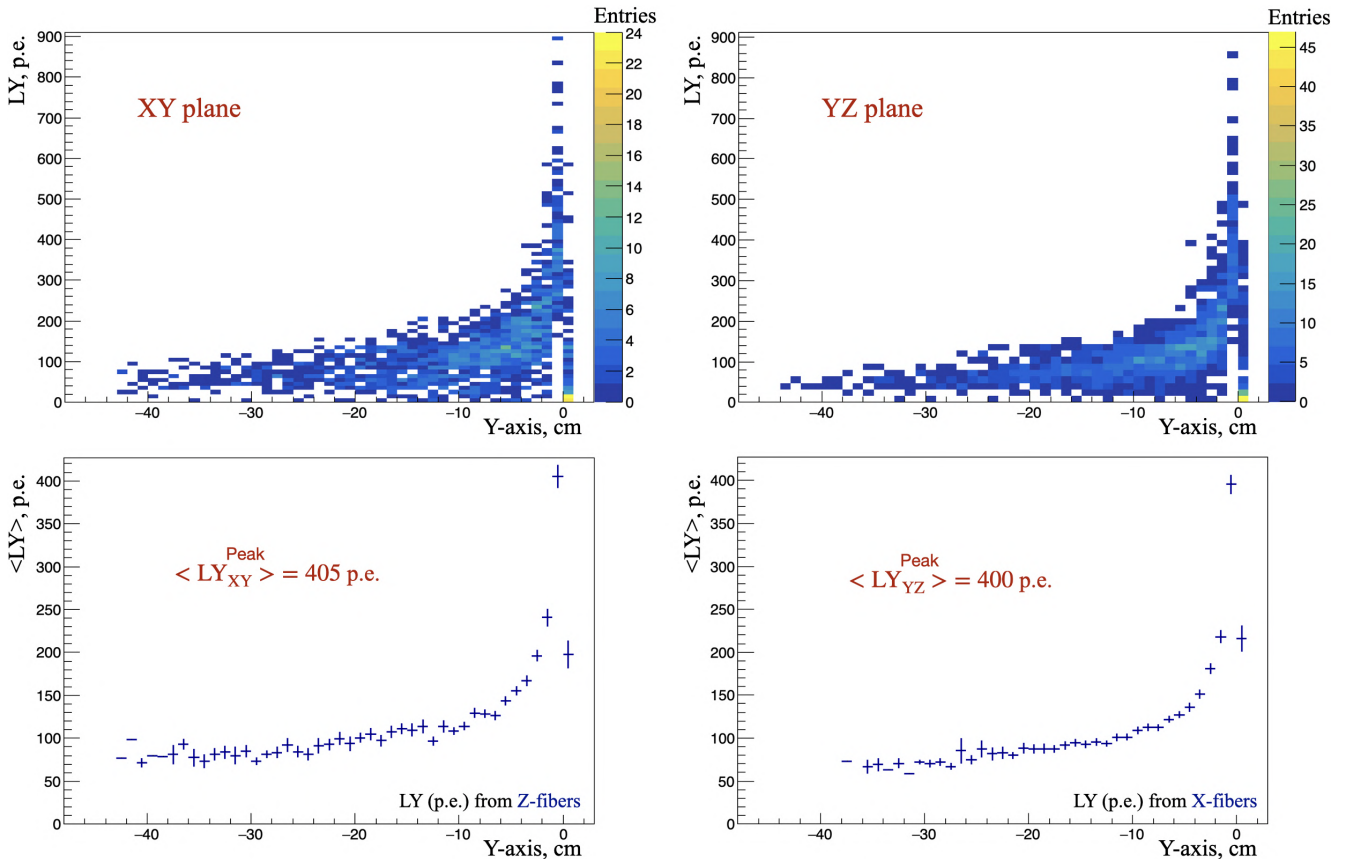


Рисунок 6.14 — Сверху: Распределение световых выходов вдоль треков остановившихся протонов, восстановленных из вершины взаимодействия мюонного нейтрино в СуперFGD, относительно точки остановки ($Y = 0$) в плоскостях XY (слева) и YZ (справа). Снизу: Средний световой выход вдоль треков остановившихся протонов, измеренный с Z- (слева) и X- (справа) волокон.

составил 405 ф.э./Z-волокно, в плоскости YZ — 400 ф.э./X-волокно.

6.6 Выводы по Главе 6

Детектор СуперFGD, установленный на нейтринном канале T2K в J-PARC, был прокалиброван с использованием LED калибровочной системы и космических мюонов. С использованием восстановленных треков космических мюонов измерен средний световыход в центральном объеме детектора $20(x) \times 20(z) \times 56(y)$ см³: ~ 30 фотоэлектронов/волоконно. Временное разрешение, измеренное с использованием треков космических мюонов, составило ~ 1 нс/волоконно. Восстановлены треки космических мюонов с остановкой в СуперFGD. Световыход в точке остановки космических мюонов составил ~ 150 фотоэлектронов/волоконно.

Зарегистрированы первые взаимодействия мюонных нейтрино в СуперFGD по реакции квазиупругого рассеяния через заряженный ток с использованием восстановленных из вершины взаимодействия треков мюона и остановившегося протона. Средний световыход в точке остановки протонов составил ~ 400 фотоэлектронов/волоконно.

Заключение

Диссертация посвящена разработке и созданию 3D сегментированного сцинтилляционного детектора нейтрино СуперFGD для ускорительного эксперимента с длинной базой Т2К.

В заключении диссертации представлены полученные результаты и выводы.

1. Световой выход кубических сцинтилляторов объемом 1 см^3 , измеренный в процессе их изготовления для детектора СуперFGD в тестах с космическими мюонами на стенде из 24 сцинтилляционных элементов с короткими спектросмещающими волокнами длиной 35 см, составил ~ 45 фотоэлектронов на один канал считывания. Световыход отобранных для СуперFGD сцинтилляторов отклоняется не более чем на 10% от этой величины.
2. На пучке заряженных частиц в ЦЕРН измерены основные параметры кубических сцинтилляторов: световой выход ~ 45.0 фотоэлектронов/МIP/волокно, временное разрешение ~ 0.95 нс/волокно, средний crosstalk через одну сторону кубического сцинтиллятора $\sim 3.0\%$. Восстановлены треки релятивистских мюонов с импульсом $2 \text{ ГэВ}/c$ и треки остановившихся протонов с импульсом $0.8 \text{ ГэВ}/c$ в прототипе СуперFGD, состоящем из ~ 10000 сцинтилляционных элементов. Показано, что по длине треков протонов амплитуда сигнала с X(Y)-волокон меняется в интервале от ~ 100 фотоэлектронов в начале трека до ~ 500 фотоэлектронов в точке остановки протона. Полученные параметры удовлетворяют требованиям к детектору СуперFGD для его применения в качестве центрального элемента ближнего детектора в экспериментах Т2К и Гипер-Камиоканде.
3. По результатам тестов двух прототипов СуперFGD окончательно определена конфигурация 3D сегментированного детектора СуперFGD, разработана схема регистрации сцинтилляционных сигналов с помощью спектросмещающих волокон, микропиксельных лавинных фотодиодов MPPCs и электроники на основе чипа CIPROС. Структура детектора массой ~ 2.0 тонны включает в себя около 2-х миллионов сцинтилляционных элементов (сцинтилляционных кубических детекторов объемом

- 1 см³ каждый с тремя ортогональными отверстиями), ~ 56000 спектрально смещающих волокон и лавинных фотодиодов MPPCs.
4. Детектор СуперFGD успешно собран, протестирован и прокалиброван с использованием космических мюонов и LED калибровочной системы на поверхности Земли. СуперFGD установлен в магнит ND280 в шахте ближнего детектора и запущен в работу на нейтринном канале T2K в J-PARC. Детектор начал набор данных с пучком мюонных нейтрино в феврале 2024 года.
 5. Измерены параметры детектора СуперFGD с использованием космических мюонов. Средний световой выход, измеренный в центральном объеме детектора $20 \times 20 \times 56$ см³, составил ~ 30 фотоэлектронов/MIP/волокно. Временное разрешение составило ~ 1 нс/волокно. Восстановлены треки космических мюонов с остановкой в СуперFGD. Световой выход в точке остановки космического мюона составил ~ 150 фотоэлектронов/волокно.
 6. В детекторе СуперFGD в первом физическом сеансе зарегистрированы мюонные нейтрино, идентифицированные по восстановленным трекам мюонов и протонов, образованным в результате квазиупругого рассеяния мюонного нейтрино в веществе детектора через заряженный ток. В результате анализа восстановленных в СуперFGD треков остановившихся протонов получено распределение световых выходов вдоль треков протонов относительно точки их остановки (пик Брэгга). Средний световой выход в точке остановки протона составил ~ 400 фотоэлектронов/волокно. Полученные результаты позволяют повысить точность измерения энергии нейтрино в ближнем детекторе эксперимента T2K, используя восстановленные кинематические параметры всех заряженных частиц, возникающих в результате квазиупругого взаимодействия мюонного нейтрино через заряженный ток.

Благодарности

В заключение автор выражает глубокую признательность научному руководителю д.ф.-м.н., профессору Куденко Юрию Григорьевичу за постановку актуальной научной задачи в области экспериментальной ядерной физики и физики нейтрино, а также за непрерывную поддержку, ценные советы и конструктивную критику в процессе работы над диссертацией.

Автор выражает искреннюю благодарность научному сотруднику А.Н. Хотянцеву за ценные советы и рекомендации в процессе работы над анализом данных.

Автор выражает искренние благодарности: М.М. Хабибуллину, О.В. Минееву, Н.В. Ершову, А.В. Мефодьеву, М.А. Колупановой, Н.А. Скробовой, С.А. Федотову, А.А. Чвировой, Д.В. Федоровой и Г.С. Ерофееву за совместную работу по разработке и созданию детектора СуперFGD.

Автор выражает искреннюю благодарность членам коллаборации T2K, которые участвовали в проведении тестов в ЦЕРН, а также в создании, настройке и запуске СуперFGD на нейтринном канале T2K.

Автор выражает искреннюю благодарность E. Noah, A. Blondel и A. Корженеву за организацию и помощь в проведении тестов прототипов СуперFGD в ЦЕРН.

Список литературы

1. Sakharov A. D. Violation of CP Invariance, C asymmetry, and baryon asymmetry of the universe // *Sov. Phys. Usp.* — 1991. — Vol. 34, no. 5. — Pp. 392–393.
2. Standard Model CP-violation and Baryon asymmetry / M. B. Gavela [et al.] // *Mod. Phys. Lett. A.* — 1994. — Vol. 09, no. 09. — Pp. 795–809.
3. Review of Particle Physics / S. Navas [et al.] // *Phys. Rev. D.* — 2024. — Vol. 110, no. 3. — P. 030001.
4. Davidson S., Nardi E., Nir Y. Leptogenesis // *Phys. Rept.* — 2008. — Vol. 466. — Pp. 105–177.
5. Fukugita M., Yanagida T. Baryogenesis Without Grand Unification // *Phys. Lett. B.* — 1986. — Vol. 174. — Pp. 45–47.
6. Constraint on the matter-antimatter symmetry-violating phase in neutrino oscillations / K. Abe [et al.] // *Nature.* — 2020. — Vol. 580. — Pp. 339–344.
7. Measurements of neutrino oscillation parameters from the T2K experiment using 3.6×10^{21} protons on target / K. Abe [et al.] // *Eur. Phys. J. C.* — 2023. — Vol. 83. — P. 782.
8. Improved measurement of neutrino oscillation parameters by the NOvA experiment / M. A. Acero [et al.] // *Phys. Rev. D.* — 2022. — Vol. 106. — P. 032004.
9. Scintillator cubes for 3D neutrino detector SuperFGD / S. Fedotov, A. Dergacheva, [et al.] // *J. Phys. Conf. Ser.* — 2022. — Vol. 2374, no. 1. — P. 012106.
10. 3D SuperFGD detector for the T2K experiment / A. Dergacheva [et al.] // *Nucl. Instrum. Meth. A.* — 2022. — Vol. 1041. — P. 167219.
11. SuperFGD prototype time resolution studies / I. Alekseev, ..., A. Dergacheva, [et al.] // *Journal of Instrumentation.* — 2023. — Vol. 18, no. 01. — P01012.
12. Kudenko Y. Recent results and prospects of LBL accelerator experiments // *PoS.* — 2024. — Vol. ICPPCRubakov2023. — P. 043.

13. Дэвис Р. Полвека с солнечными нейтрино // Усп. физ. наук. — 2004. — Т. 174, № 4. — С. 409–417.
14. Detection of the free neutrino: A Confirmation / C. L. Cowan [et al.] // Science. — 1956. — Vol. 124, no. 3212. — Pp. 103–104.
15. Gell-Mann M., Pais A. Behavior of Neutral Particles under Charge Conjugation // Phys. Rev. — 1955. — Vol. 97, no. 5. — P. 1387.
16. Pontecorvo B. Mesonium and antimesonium // Sov. Phys. JETP. — 1957. — Vol. 6. — P. 429.
17. Pontecorvo B. Inverse beta processes and nonconservation of lepton charge // Sov. Phys. JETP. — 1958. — Vol. 7. — Pp. 172–173.
18. Pontecorvo B. Neutrino Experiments and the Problem of Conservation of Leptonic Charge // Sov. Phys. JETP. — 1968. — Vol. 26. — Pp. 984–988.
19. Maki Z., Nakagawa M., Sakata S. Remarks on the Unified Model of Elementary Particles // Prog. Theor. Phys. — 1962. — Vol. 28, no. 5. — Pp. 870–880.
20. Куденко Ю. Г. Нейтринный эксперимент T2K: первые результаты // Усп. физ. наук. — 2011. — Т. 181. — С. 997–1004.
21. Indication of Reactor $\bar{\nu}_e$ Disappearance in the Double Chooz Experiment / Y. Abe [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2012. — Vol. 108. — P. 131801.
22. Detection of Accelerator-Produced Neutrinos at a Distance of 250 km / S. H. Ahn [et al.] // Phys. Lett. B. — 2001. — Vol. 511, no. 2–4. — Pp. 178–184.
23. Evidence for muon neutrino oscillation in an accelerator-based experiment / E. Aliu [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2005. — Vol. 94. — P. 081802.
24. Measurement of Neutrino Oscillation by the K2K Experiment / M. H. Ahn [et al.] // Phys. Rev. D. — 2006. — Vol. 74. — P. 072003.
25. Indication of Electron Neutrino Appearance from an Accelerator-produced Off-axis Muon Neutrino Beam / K. Abe [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2011. — Vol. 107. — P. 041801.
26. Updated T2K measurements of muon neutrino and antineutrino disappearance using 3.6×10^{21} protons on target / K. Abe [et al.] // Phys. Rev. D. — 2023. — Vol. 108. — P. 072011.

27. The NOvA Experiment / A. Habig [et al.] // Nucl. Phys. B. Proc. Suppl. — 2012. — Vol. 229–232. — P. 460.
28. Куденко Ю. Г. Исследование нейтринных осцилляций в ускорительных экспериментах с длинной базой // Усп. физ. наук. — 2011. — Т. 181, № 6. — С. 569–594.
29. Atmospheric neutrino oscillation analysis with external constraints in Super-Kamiokande I-IV / K. Abe [et al.] // Phys. Rev. D. — 2018. — Vol. 97. — P. 072001.
30. Improved measurements of the neutrino mixing angle θ_{13} with the Double Chooz detector / Y. Abe [et al.] // JHEP. — 2014. — Vol. 10. — P. 086.
31. Suekane F., Bezerra T. J. C. Double Chooz and a history of reactor θ_{13} experiments // Nucl. Phys. B. — 2016. — Vol. 908. — Pp. 74–94.
32. Double Chooz θ_{13} measurement via total neutron capture detection / H. de Kerret [et al.] // Nature Physics. — 2020. — Vol. 16, no. 5. — Pp. 558–564.
33. Observation of Electron-Antineutrino Disappearance at Daya Bay / F. P. An [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2012. — Vol. 108. — P. 171803.
34. The Detector System of The Daya Bay Reactor Neutrino Experiment / F. P. An [et al.] // Nucl. Instrum. Meth. A. — 2016. — Vol. 811, no. 7. — Pp. 133–161.
35. Measurement of electron antineutrino oscillation based on 1230 days of operation of the Daya Bay experiment / F. P. An [et al.] // Phys. Rev. D. — 2017. — Vol. 95, no. 7. — P. 072006.
36. Precision Measurement of Reactor Antineutrino Oscillation at Kilometer-Scale Baselines by Daya Bay / F. P. An [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2023. — Vol. 130, no. 16. — P. 161802.
37. Observation of Reactor Electron Antineutrino Disappearance in the RENO Experiment / J. K. Ahn [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2012. — Vol. 108. — P. 191802.
38. Measurement of Reactor Antineutrino Oscillation Amplitude and Frequency at RENO / G. Bak [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2018. — Vol. 121, no. 20. — P. 201801.

39. Search for Neutrinos from the Sun / R. Davis [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 1968. — Vol. 20. — Pp. 1205–1209.
40. Bahcall J. N., Sears R. L. Solar neutrinos // Ann. Rev. Astron. Astrophys. — 1972. — Vol. 10. — Pp. 25–44.
41. Pontecorvo B. Inverse β process // Chalk River Laboratory report. — 1946. — Vol. PD–205.
42. Bahcall J. N. Solar neutrinos. I: Theoretical // Phys. Rev. Lett. — 1964. — Vol. 12. — Pp. 300–302.
43. Davis R. Solar neutrinos. II: Experimental // Phys. Rev. Lett. — 1964. — Vol. 12, no. 11. — Pp. 303–305.
44. Measurement of the solar electron neutrino flux with the Homestake chlorine detector / B. T. Cleveland, T. Daily, R. Davis Jr., [et al.] // Astrophys. J. — 1998. — Vol. 496. — Pp. 505–526.
45. Bahcall J. N., Pinsonneault M. H., Basu S. Solar models: current epoch and time dependences, neutrinos, and helioseismological properties // Astrophys. J. — 2001. — Vol. 555, no. 2. — Pp. 990–1012.
46. Results from SAGE (The Russian-American gallium solar neutrino experiment) / J. N. Abdurashitov [et al.] // Phys. Lett. B. — 1994. — Vol. 328. — Pp. 234–248.
47. Solar neutrinos observed by GALLEX at Gran Sasso / P. Anselmann [et al.] // Phys. Lett. B. — 1992. — Vol. 285, no. 4. — Pp. 376–389.
48. Reanalysis of the Gallex solar neutrino flux and source experiments / F. Kaether [et al.] // Phys. Lett. B. — 2010. — Vol. 685, no. 1. — Pp. 47–54.
49. Кузьмин В. О детектировании солнечных нейтрино при помощи реакции ${}^{71}\text{Ga}(\nu_e, e^-){}^{71}\text{Ge}$ // ЖЭТФ. — 1965. — Т. 49. — С. 1532.
50. Гаврин В. Н. Российско-американский галлиевый эксперимент SAGE // УФН. — 2011. — Т. 181. — С. 975–984.
51. Measurement of the solar neutrino capture rate with gallium metal. III: Results for the 2002–2007 data-taking period / J. N. Abdurashitov [et al.] // Phys. Rev. C. — 2009. — Vol. 80. — P. 015807.

52. Atmospheric $\nu_\mu\nu_e$ ratio in the multi-GeV energy range / Y. Fukuda [et al.] // Phys. Lett. B. — 1994. — Vol. 335, no. 2. — Pp. 237–245.
53. Observation of ^8B Solar Neutrinos in the Kamiokande-II Detector / K. S. Hirata [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 1989. — Vol. 63, no. 1. — Pp. 16–19.
54. Experimental Study of the Atmospheric Neutrino Flux / K. S. Hirata [et al.] // Phys. Lett. B. — 1988. — Vol. 205. — Pp. 416–420.
55. The Super-Kamiokande detector / Y. Fukuda [et al.] // Nucl. Instrum. Meth. A. — 2003. — Vol. 501. — Pp. 418–462.
56. Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos / Y. Fukuda [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 1998. — Vol. 81, no. 8. — Pp. 1562–1567.
57. Observation of the east-west anisotropy of the atmospheric neutrino flux / T. Futagami [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 1999. — Vol. 82. — Pp. 5194–5197.
58. Solar neutrino measurements in Super-Kamiokande-IV / K. Abe [et al.] // Phys. Rev. D. — 2016. — Vol. 94, no. 5. — P. 052010.
59. Atmospheric neutrino oscillation analysis with neutron tagging and an expanded fiducial volume in Super-Kamiokande I–V / T. Wester [et al.] // Phys. Rev. D. — 2024. — Vol. 109, no. 7. — P. 072014.
60. Measurement of the Rate of $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$ Interactions Produced by ^8B Solar Neutrinos at the Sudbury Neutrino Observatory / Q. R. Ahmad [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2001. — Vol. 87, no. 7. — P. 071301.
61. Direct Evidence for Neutrino Flavor Transformation from Neutral-Current Interactions in the Sudbury Neutrino Observatory / Q. R. Ahmad [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2002. — Vol. 89, no. 1. — P. 011301.
62. Electron energy spectra, fluxes, and day-night asymmetries of ^8B solar neutrinos from measurements with NaCl dissolved in the heavy-water detector at the Sudbury Neutrino Observatory / B. Aharmim [et al.] // Phys. Rev. C. — 2005. — Vol. 72. — P. 055502.
63. Determination of Solar Neutrino Oscillation Parameters using 1496 Days of Super-Kamiokande-I Data / S. Fukuda [et al.] // Phys. Lett. B. — 2002. — Vol. 539, no. 3/4. — Pp. 179–187.

64. An overview of the KamLAND experiment / D. M. Markoff [et al.] // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. — 2003. — Vol. 29. — Pp. 1481–1484.
65. Precision Measurement of Neutrino Oscillation Parameters with KamLAND / S. Abe [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2008. — Vol. 100. — P. 221803.
66. Measurement of Neutrino Oscillation with KamLAND: Evidence of Spectral Distortion / T. Araki [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2005. — Vol. 94. — P. 081801.
67. First results from KamLAND: Evidence for Reactor Anti-Neutrino Disappearance / K. Eguchi [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2003. — Vol. 90. — P. 021802.
68. Constraints on θ_{13} from A Three-Flavor Oscillation Analysis of Reactor Antineutrinos at KamLAND / A. Gando [et al.] // Phys. Rev. D. — 2011. — Vol. 83. — P. 052002.
69. The MINOS Experiment: Results and Prospects / J. J. Evans [et al.] // Adv. High Energy Phys. — 2013. — Vol. 2013. — P. 182537.
70. Whitehead L. H. Neutrino Oscillations with MINOS and MINOS+ // Nucl. Phys. B. — 2016. — Vol. 908. — Pp. 130–150.
71. Precision Constraints for Three-Flavor Neutrino Oscillations from the Full MINOS+ and MINOS Dataset / P. Adamson [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2020. — Vol. 125, no. 13. — P. 131802.
72. Discovery of τ Neutrino Appearance in the CNGS Neutrino Beam with the OPERA Experiment / N. Agafonova [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2015. — Vol. 115, no. 12. — P. 121802.
73. Latest results of the OPERA experiment on nu-tau appearance in the CNGS neutrino beam / N. Agafonova [et al.] // SciPost Phys. Proc. — 2019. — Vol. 1. — P. 028.
74. Final Results of the OPERA Experiment on ν_τ Appearance in the CNGS Neutrino Beam / N. Agafonova [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2018. — Vol. 120, no. 21. — P. 211801.
75. Final results of the OPERA experiment on ν_τ appearance in the CNGS beam / N. Agafonova [et al.] // Phys. Lett. B. — 2010. — Vol. 691, no. 3. — Pp. 138–145.

76. Final results on neutrino oscillation parameters from the OPERA experiment in the CNGS beam / N. Agafonova [et al.] // *Phys. Rev. D.* — 2019. — Vol. 100, no. 5. — P. 051301.
77. Measurement of the Electron Antineutrino Oscillation with 1958 Days of Operation at Daya Bay / D. Adey [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2018. — Vol. 121, no. 24. — P. 241805.
78. New Measurement of Antineutrino Oscillation with the Full Detector Configuration at Daya Bay / F. P. An [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2015. — Vol. 115, no. 11. — P. 111802.
79. The T2K Experiment / K. Abe [et al.] // *Nucl. Instrum. Meth. A.* — 2011. — Vol. 659. — Pp. 106–135.
80. Kudenko Y. The Near neutrino detector for the T2K experiment // *Nucl. Instrum. Meth. A.* — 2009. — Vol. 598. — Pp. 289–295.
81. Development and operational experience of magnetic horn system for T2K experiment / T. Sekiguchi [et al.] // *Nucl. Instrum. Meth. A.* — 2015. — Vol. 789. — Pp. 57–80.
82. Hayato Y. T2K at J-PARC // *Nuclear Phys. B.* — 2005. — Vol. 143. — Pp. 269–276.
83. Measurement of T2K Anti-neutrino Beam Properties Using the INGRID On-axis Near Detector / K. Abe [et al.] // *Nucl. Instrum. Meth. A.* — 2012. — Vol. 694. — Pp. 211–223.
84. The T2K ND280 Off-Axis Pi-Zero Detector / S. Assylbekov [et al.] // *Nucl. Instrum. Meth. A.* — 2012. — Vol. 686. — Pp. 48–63.
85. The Electromagnetic Calorimeter for the T2K Near Detector ND280 / D. Allan [et al.] // *Journal of Instrumentation.* — 2013. — Vol. 8. — P10019.
86. The T2K Side Muon Range Detector (SMRD) / S. Aoki [et al.] // *Nucl. Instrum. Meth. A.* — 2013. — Vol. 698. — Pp. 135–146.
87. Time Projection Chambers for the T2K Near Detectors / N. Abgrall [et al.] // *Nucl. Instrum. Meth. A.* — 2011. — Vol. 637, no. 1. — Pp. 25–46.
88. The T2K Fine-Grained Detectors / P. A. Amaudruz [et al.] // *Nucl. Instrum. Meth. A.* — 2012. — Vol. 696. — Pp. 1–31.

89. Kuraray. Plastic Scintillating Fibers // White Paper. — URL: https://www.kuraray.com/uploads/5a717515df6f5/PR0150_psf01.pdf.
90. Hamamatsu. MPPC – Multi-Pixel Photon Counter // White Paper. — URL: https://www.hamamatsu.com/jp/en/product/optical-sensors/mppc/mppc_mppc-array.html.
91. Dupont. Tyvek // White Paper. — URL: <https://www.dupont.com/brands/tyvek.html>.
92. Calibration of the Super-Kamiokande Detector / K. Abe [et al.] // Nucl. Instrum. Meth. A. — 2014. — Vol. 737. — Pp. 253–272.
93. Evidence for the 2π Decay of the K_2^0 Meson / J. H. Christenson [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 1964. — Vol. 13, no. 4. — Pp. 138–140.
94. Jarlskog C. Commutator of the Quark Mass Matrices in the Standard Electroweak Model and a Measure of Maximal CP Nonconservation // Phys. Rev. Lett. — 1985. — Vol. 55. — Pp. 1039–1042.
95. Observation of Electron Neutrino Appearance in a Muon Neutrino Beam / K. Abe [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2014. — Vol. 112. — P. 061802.
96. Ali A. Latest Results from the T2K and NOvA Experiments // PoS. — 2024. — Vol. HQL2023. — P. 024.
97. Hayato Y., Pickering L. The NEUT neutrino interaction simulation program library // EPJ - Special Topics. — 2021. — Vol. 230. — Pp. 4469–4481.
98. Search for light sterile neutrinos with the T2K far detector Super-Kamiokande at a baseline of 295 km / K. Abe [et al.] // Phys. Rev. D. — 2019. — Vol. 99. — P. 071103.
99. T2K ND280 Upgrade—Technical Design Report / K. Abe [et al.] // CERN-SPSC-2019-001 (SPSC-TDR-006). — 2019. — arXiv: [1901.03750](https://arxiv.org/abs/1901.03750) [[physics.ins-det](https://arxiv.org/abs/1901.03750)].
100. Performances of a resistive MicroMegas module for the Time Projection Chambers of the T2K Near Detector upgrade / D. Attié [et al.] // Nucl. Instrum. Meth. A. — 2020. — Vol. 957. — P. 163286.
101. A 4pi time-of-flight detector for the ND280/T2K upgrade / A. Korzenev [et al.] // Journal of Instrumentation. — 2022. — Vol. 17, no. 01. — P01016.

102. Ближний нейтринный детектор SuperFGD эксперимента T2K / А. Дергачева [и др.] // Физика элементарных частиц и атомного ядра (ЭЧАЯ). — 2025. — Т. 56, вып. 3.
103. Giganti C. T2K experiment status and plans // Neutrino 2024. — June 16-22, 2024. — Milan, Italy.
104. The T2K-ND280 upgrade proposal / P. Hamacher-Baumann [et al.] // CERN-SPSC-2018-001 (SPSC-P-357). — 2018.
105. Beam test results of 3D fine-grained scintillator detector prototype for T2K ND280 neutrino active target / O. Mineev [et al.] // Nucl. Instrum. Meth. A. — 2019. — Vol. 923. — Pp. 134–138.
106. The GENIE Neutrino Monte Carlo Generator: Physics and User Manual / C. Andreopoulos [et al.] // FERMILAB-FN-1004-CD. — 2015. — arXiv: [1510.05494 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1510.05494).
107. Current Status of the Novel 3D SuperFGD Detector for the T2K Experiment / A. Dergacheva [et al.] // Physics (Switzerland). — 2023. — Vol. 5, no. 3. — Pp. 690–703.
108. Новый высокосегментированный нейтринный детектор SuperFGD для эксперимента T2K / С. А. Федотов, А. Е. Дергачева [и др.] // Ученые записки физического факультета Московского университета. — 2023. — Т. 2. — С. 2320205.
109. CAEN. Modular Pulse Processing Electronics // White Paper. — URL: <https://www.caen.it/products/dt5742/>.
110. Study of timing characteristics of a 3 m long plastic scintillator counter using waveform digitizers / A. Blondel [et al.] // Nucl. Instrum. Meth. A. — 2018. — Vol. 877. — Pp. 9–15.
111. The SuperFGD Prototype Charged Particle Beam Tests / A. Blondel [et al.] // Journal of Instrumentation. — 2020. — Vol. 15, no. 12. — P12003.
112. Baby MIND: A magnetized segmented neutrino detector for the WAGASCI experiment / M. Antonova [et al.] // Journal of Instrumentation. — 2017. — Vol. 12. — P. C07028.

113. Development of multi-pixel photon counters for the T2K long base-line neutrino experiment / D. Orme [et al.] // Nucl. Instrum. Meth. A. — 2010. — Vol. 623. — Pp. 321–323.
114. Petiroc and Citiroc: front-end ASICs for SiPM read-out and ToF applications / J. Fleury [et al.] // Journal of Instrumentation. — 2014. — Vol. 9. — P. C01049.
115. Baby MIND Readout Electronics Architecture for Accelerator Neutrino Particle Physics Detectors Employing Silicon Photomultipliers / O. Basille [et al.] // JPS Conf. Proc. — 2019. — Vol. 27. — P. 011011.
116. Reconstruction of charged tracks with Timepix4 ASICs / K. Akiba [et al.] // Journal of Instrumentation. — 2023. — Vol. 18, no. 02. — P02011.
117. A new method for an improved anti-neutrino energy reconstruction with charged-current interactions in next-generation detectors / L. Munteanu [et al.] // Phys. Rev. D. — 2020. — Vol. 101. — P. 092003.
118. Total neutron cross-section measurement on CH with a novel 3D-projection scintillator detector / A. Agarwal, ..., A. Dergacheva, [et al.] // Phys. Lett. B. — 2023. — Vol. 840. — P. 137843.
119. Jean-Baptiste C. Datasheet Citiroc1A V2 53 // White Paper. — 2019. — URL: <https://www.weeroc.com/~documents/products/citiroc-1a/citiroc1a-datasheet-v2-53/?layout=file>.