

На правах рукописи

Дмитриевский Сергей Геннадьевич

**ПОИСК НЕЙТРИННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ И ИССЛЕДОВАНИЕ
СВОЙСТВ НЕЙТРИНО С ПОМОЩЬЮ ЭЛЕКТРОННЫХ
ДЕТЕКТОРОВ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ OPERA**

01.04.16 — «Физика атомного ядра и элементарных частиц»

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
кандидат физико-математических наук Горнушкин Ю.А.

Дубна – 2015

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	4
ГЛАВА 1. ИССЛЕДОВАНИЯ СВОЙСТВ НЕЙТРИНО	13
1.1. Нейтринные осцилляции: за рамками Стандартной модели . . .	13
1.1.1. Формализм описания осцилляций нейтрино	13
1.1.2. Экспериментальные измерения параметров осцилляций	17
1.1.3. Актуальность поиска осцилляций в канале $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$. . .	31
1.1.4. Предшественники эксперимента OPERA	33
1.2. Поиск экзотических свойств нейтрино	36
1.2.1. Актуальность поиска экзотических свойств нейтрино . .	36
1.2.2. Экспериментальные измерения скорости нейтрино . . .	38
ГЛАВА 2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА OPERA	43
2.1. Основная цель и задачи эксперимента	43
2.2. Нейтринный пучок CNGS	43
2.2.1. Получение пучка мюонных нейтрино	43
2.2.2. Подземная Лаборатория LNGS	47
2.3. Структура гибридного детектора OPERA	48
2.3.1. Мишень и эмульсионный детектор	48
2.3.2. Электронные детекторы	51
2.4. Калибровка и мониторинг Трековой системы целеуказания	56
2.4.1. Калибровка фотоумножителей	56
2.4.2. Калибровка сцинтилляционных стрипов	61
2.4.3. Мониторинг ТСЦ с помощью мюонов	64
2.5. Схема анализа событий эксперимента	72

2.6. Типы нейтринных событий	78
2.6.1. Топология сигнальных событий	78
2.6.2. Основные источники фона	79
2.7. Современный статус эксперимента	80
ГЛАВА 3. ИДЕНТИФИКАЦИЯ БЛОКОВ МИШЕНИ, СОДЕРЖА-	
ЩИХ ВЕРШИНУ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НЕЙТРИНО	83
3.1. Процедура идентификации блоков с вершиной события	83
3.1.1. Фильтрация сигналов в ТСЦ	84
3.1.2. Реконструкция мюонного трека	88
3.1.3. Реконструкция оси адронного ливня	96
3.1.4. Определение стенки мишени с вершиной события	99
3.1.5. Определение блока мишени с вершиной события	104
3.2. Программа OpBrickFinder	105
ГЛАВА 4. ИЗМЕРЕНИЕ СКОРОСТИ НЕЙТРИНО	108
4.1. Принцип измерения времени пролета нейтрино	108
4.2. Система измерения времени CERN–LNGS	109
4.3. Результаты анализа для стандартного режима CNGS	114
4.4. Результаты анализа для специального режима CNGS 2011 г.	115
4.5. Анализ данных для специального режима CNGS 2012 г.	116
4.5.1. Анализ с помощью сигналов от мюонов в ТСЦ	117
4.5.2. Итоговые результаты по измерению скорости ν и $\bar{\nu}$	125
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	127
БЛАГОДАРНОСТИ	129
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	130

ВВЕДЕНИЕ

Стандартная модель (СМ) взаимодействий элементарных частиц прошла успешную проверку в многочисленных экспериментах. Открытие бозона Хиггса, предсказываемого СМ, явилось новым триумфом этой теории. В то же время многое говорит за то, что СМ требует дальнейшего развития и обобщения, поскольку в ее современном варианте игнорируется гравитация, содержится большое количество свободных параметров, и кроме того имеются трудности с объяснением преобладания вещества над антивеществом, существования темной материи и темной энергии и др. Исходя из этого, поиск и изучение явлений, выходящих за рамки СМ, приобретают все большую актуальность. На сегодняшний день, возможно, единственным таким явлением, установленным с достаточной надежностью, являются осцилляции нейтрино, которые связаны с ненулевой массой и смешиванием этих частиц.

Возможность перехода нейтрино из одного типа в другой (для известных на то время ν_e и $\bar{\nu}_e$), впервые была предсказана Б. Понтекорво в 1957 г. [1]. Дальнейшее развитие этой идеи для нейтрино разных ароматов последовало в работах [2, 3]. Самые ранние указания на эффекты, связанные с осцилляциями (т.н. проблема “дефицита солнечных нейтрино”), появились в конце 60-х гг. прошлого века в эксперименте HOMESTAKE [4]. Позднее несколькими экспериментами (см. [5–7]) было обнаружено несоответствие предсказываемых и регистрируемых потоков ν_e и ν_μ из атмосферы, рождающихся в адронных ливнях, получившее название “аномалии атмосферных нейтрино”. Однако по-настоящему убедительное и статистически обеспеченное доказательство наличия осцилляций, было сделано в эксперименте SUPER-KAMIOKANDE в 1998 г. [8]. С тех пор это явление интенсивно исследуется во многих экспериментах с солнечными, атмосферными и реакторными нейтрино, а также нейтрино, получаемыми на ускорителях [9]. Работа с нейтринным пучком от ускорителя имеет ряд преимуществ, поскольку появляется возможность

контролировать характеристики потока нейтрино, энергию, расстояние от источника до детектора и привязку регистрируемых событий взаимодействия нейтрино к циклам ускорителя.

Большинство осцилляционных экспериментов проводится в режиме “на исчезновение”, когда измеряется уменьшение потока определенного типа нейтрино по сравнению с его ожидаемой величиной в отсутствие осцилляций. Не менее важное значение для проверки теории трехкомпонентного смешивания имеют также эксперименты “на появление”, где производится регистрация нейтрино, имеющих аромат отличный от того, который изначально присутствует в исследуемом потоке.

В 2008–2012 гг. в эксперименте OPERA [10] проводился поиск ν_τ в режиме “на появление” в пучке мюонных нейтрино CNGS [11] в области параметров осцилляций $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$, характерных для атмосферного сектора. Гибридная установка OPERA включала мишень, состоявшую из 150 000 свинцово-эмульсионных блоков общей массой 1,25 кт, и электронные детекторы (ЭД): Трековую систему целеуказания (ТСЦ) и магнитные спектрометры (с резистивными плоскими камерами и дрейфовыми трубками). При помощи ЭД осуществлялась регистрация нейтрино в режиме реального времени, а в ядерной фотоэмульсии производился поиск характерной топологии распада короткоживущих частиц. ТСЦ отводилась главная роль при идентификации блоков, содержащих вершину взаимодействия нейтрино, для проведения последующего анализа информации в эмульсии. Кроме перечисленных выше задач при поиске нейтринных осцилляций, ЭД использовались также как самостоятельный инструмент при проведении других физических исследований на детекторе OPERA: измерения потока космических мюонов [12] и измерения скорости нейтрино [13].

История нейтрино с момента его “изобретения” В. Паули в 1930 г. [14] содержит много примеров ошибочных теоретических представлений о его свойствах и обнаружения неожиданных экспериментальных эффектов. При иссле-

довании свойств нейтрино особое внимание, в частности, уделяется вопросам, связанным с возможными нарушениями фундаментальных принципов физики: принципа эквивалентности, лоренц-инвариантности, СРТ-инвариантности и др. Так, значительный интерес (см., например, [15–17]) представляет проведение тщательных измерений соотношения между энергией E_ν и скоростью v_ν нейтрино. При этом отличие отношения $\beta_\nu \equiv v_\nu/c$ от единицы за счет наличия у нейтрино ненулевой массы (даже если массу самого тяжелого нейтрино положить равной $2 \text{ эВ}/c^2$, что является наиболее строгим прямым ограничением для этого параметра [18, 19]), составляет величину, недоступную для практического обнаружения¹. Тем не менее, были предложены модели, расширяющие СМ, в которых нескольким или всем типам нейтрино в силу тех или иных факторов (локальных характеристик пространства-времени, гравитационного и иных полей и др.) позволяет иметь гораздо большее отклонение видимой скорости движения от скорости света. В некоторых из таких моделей (изложенных, например, в работах [20–22]) предсказываемое отличие в скорости достигает величины $|\beta_\nu - 1| \sim 10^{-4}$ для нейтрино с энергией в несколько ГэВ. В случае справедливости этих моделей подобный эффект мог бы быть обнаружен в наземных экспериментах с нейтринными пучками от ускорителей.

В 2007 г. в эксперименте MINOS [23] с целью проверки упомянутых выше моделей было проведено измерение скорости нейтрино на пучке NUMI [24] (наиболее вероятное значение $E_\nu \approx 3 \text{ ГэВ}$) и поставлено ограничение: $(\beta_\nu - 1) = (5,1 \pm 2,9) \times 10^{-5}$ [25]. Статистическая значимость отличия β_ν от единицы, полученная в этом эксперименте, не была высокой ($\approx 1,8$ стандартных отклонения), однако, возможность такого эффекта тоже не исключалась. В 2009–2012 гг. в эксперименте OPERA также были сделаны измерения β_ν на пучке CNGS.

Целями настоящей диссертационной работы являлись поиск вершины ней-

¹К примеру, для нейтрино, имеющего энергию $E_\nu \simeq 10 \text{ ГэВ}$, эта величина удовлетворяет соотношению $|\beta_\nu - 1| \lesssim 10^{-19}$.

тринных взаимодействий при исследовании осцилляций и измерение скорости нейтрино с использованием электронных детекторов в эксперименте OPERA.

К основным задачам диссертационной работы относятся:

1. Определение калибровочных характеристик сцинтилляционных стрипов ТСЦ детектора OPERA для проведения калориметрических измерений при анализе данных эксперимента; проведение мониторинга эффективности ТСЦ и исследование стабильности ее отклика с помощью мюонов.
2. Разработка методов анализа данных электронных детекторов установки OPERA для поиска вершины взаимодействия нейтрино в мишени экспериментальной установки; применение разработанных методов для анализа экспериментальных данных при поиске тау-нейтрино в эксперименте OPERA.
3. Разработка метода определения момента времени взаимодействия нейтрино в детекторе OPERA по сигналам от зарегистрированных в ТСЦ мюонов; применение разработанного метода для анализа экспериментальных данных по измерению скорости нейтрино в эксперименте OPERA.

В диссертационной работе были получены следующие новые результаты, выносимые на защиту:

1. Определены калибровочные характеристики сцинтилляционных стрипов ТСЦ установки OPERA, которые использованы для калориметрических измерений при анализе данных эксперимента (реконструкции энергии события и, в частности, адронного ливня при взаимодействии нейтрино). Проведено мониторинг эффективности ТСЦ и стабильности ее отклика при помощи мюонов, регистрировавшихся этой системой с 2006 по 2013 гг. Показано, что значение эффективности ТСЦ находилось на уровне 99% на протяжении всего набора данных в эксперименте OPERA. Впервые прямым методом получена оценка изменения

отклика пластического сцинтиллятора серии UPS-923A со временем – $(1,7 \pm 0,2)\%/год$, подтверждающая возможность использования детектора ТСЦ в будущих экспериментах.

2. Разработаны методы анализа данных электронных детекторов OPERA для поиска вершины взаимодействия нейтрино в мишени экспериментальной установки: фильтрация сигналов в ТСЦ, восстановление мюонного трека и оси адронного ливня, определение стенки и блока мишени с вершиной взаимодействия нейтрино. Эти методы объединены в едином программном пакете OpBrickFinder, который показал эффективность на уровне $(71 \pm 5)\%$ (для наиболее вероятного блока мишени) и был успешно использован для анализа всех данных, набранных в эксперименте OPERA с середины 2009 по конец 2012 гг., что позволило обнаружить несколько событий взаимодействия тау-нейтрино из пучка CNGS.
3. Разработан метод определения момента времени взаимодействия нейтрино в детекторе OPERA по сигналам от мюонов, треки которых были реконструированы в ТСЦ. Применение разработанного метода позволило обнаружить и устранить один из источников систематической ошибки при анализе экспериментальных данных OPERA 2009–2011 гг., отобранных для измерения скорости нейтрино. Этот метод был также применен для анализа экспериментальных данных OPERA 2012 г. (в специальном режиме коротких импульсов пучка CNGS) и с его помощью:
 - рассчитана величина отклонения δt времени пролета $\nu(\bar{\nu})$ между источником в CERN и детектором OPERA от своего номинального значения: $\delta t = (1,2 \pm 1,0 \text{ (стат.)} \pm 3,3 \text{ (сист.)}) \text{ нс}$;
 - при объединении с результатами измерения δt , полученными по информации с другого детектора (РПК мюонных спектрометров), рассчитана итоговая величина отклонения:

$$\delta t = (0,7 \pm 0,4 \text{ (стат.)} \pm 1,6 \text{ (сист. – некорр.)} \pm 2,5 \text{ (сист. – корр.)}) \text{ нс}$$

- впервые установлены отдельные ограничения на отклонение скоростей нейтрино ν и антинейтрино $\bar{\nu}$ от скорости света c :

$$-1,8 \times 10^{-6} < (v_\nu/c - 1) < 2,3 \times 10^{-6} \text{ и}$$

$$-1,6 \times 10^{-6} < (v_{\bar{\nu}}/c - 1) < 3,0 \times 10^{-6}$$

(на уровне достоверности 90%).

Все результаты, приведенные в диссертационной работе, кроме специально оговоренных случаев, были получены непосредственно автором или при его активном участии.

Основные результаты диссертации докладывались автором на следующих международных конференциях и научных школах: XVI Lomonosov Conference on Elementary Particle Physics (Moscow, Russia, 2013), XV International Workshop on Neutrino Telescopes (Venezia, Italy, 2013), Astroparticle Physics Workshop on Russian-German Perspectives (Dubna, Russia, 2011), XVI Cracow Epiphany Conference on Physics in Underground Laboratories and Its Connection with LHC (Cracow, Poland, 2010), XXX and XXXI International Workshops on Neutrino Physics at Accelerators (Dubna, Russia, 2008, 2009), The European School of High Energy Physics (Třešt', Czech Republic, 2007), VIII International School-seminar on the Actual Problems of Microworld Physics (Gomel, Belarus, 2005), IV and V International Pontecorvo Neutrino Physics Schools (Alushta, Ukraine, 2010, 2012), VIII International Scientific Baikal Summer School on Physics of Elementary Particles and Astrophysics (Irkutsk reg., Russia, 2008), XXXII Meeting of the Programme Advisory Committee for Particle Physics (Dubna, Russia, 2010), IX and X Scientific Conferences of Young Scientists and Specialists of JINR (Dubna, Russia, 2005, 2006), а также на научных семинарах и рабочих совещаниях Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ, Лаборатории LNGS, Коллаборации OPERA.

Всего по теме диссертации опубликовано 10 работ, в числе которых 4 статьи – в рецензируемых журналах:

1. Dmitrievsky S.G. Status and updated results of the OPERA experimental

- search for $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ oscillations // World Scientific, Singapore. 2015. P. 62–66. Proceedings of the XVI Lomonosov Conference on Elementary Particle Physics (Moscow, Russia, 2013)
2. Chukanov A.V., Dmitrievsky S.G., Gornushkin Y.A. Locating the neutrino interaction vertex with the help of electronic detectors in the OPERA experiment // Phys.Part.Nucl.Lett. 2015. Vol. 12, no. 1 (189). P. 89–99
 3. Dmitrievsky S.G. Target Tracker detector of the OPERA experiment // PoS. 2013. Vol. Neutel2013 069. P. 356–359. Proceedings of the XV International Workshop on Neutrino Telescopes (Venezia, Italy, 2013)
 4. Agafonova N.Y. et al. New results on $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ appearance with the OPERA experiment in the CNGS beam // JHEP. 2013. Vol. 1311. P. 036
 5. Adam T. et al. Measurement of the neutrino velocity with the OPERA detector in the CNGS beam using the 2012 dedicated data // JHEP. 2013. Vol. 1301. P. 153
 6. Agafonova N.Y. et al. Study of neutrino interactions with the electronic detectors of the OPERA experiment // New J.Phys. 2011. Vol. 13. P. 053051
 7. Dmitrievsky S.G. Status of the OPERA neutrino oscillation experiment // Acta Phys.Polon. 2010. Vol. B41. P. 1539–1546. Proceedings of the XVI Cracow Epiphany Conference on Physics in Underground Laboratories and Its Connection with LHC (Cracow, Poland, 2010)
 8. Dmitrievsky S.G. et al. Neural networks, cellular automata, and robust approach applications for a vertex localization in the OPERA Target Tracker // Dubna. 2007. Vol. 1. P. 112–126. Proceedings of the VIII International School-seminar on the Actual Problems of Microworld Physics (Gomel, Belarus, 2005)
 9. Dmitrievsky S.G., Gornushkin Y.A., Ososkov G.A. Neural networks, cellular automata, and robust approach applications for vertex localization

in the OPERA Target Tracker detector // Dubna. 2006. Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research E10-2005-216

10. Dmitrievsky S.G., Gornushkin Y.A., Ososkov G.A. Localization of a neutrino interaction vertex in the OPERA Target Tracker detector // Dubna. 2006. P. 200–205. Proceedings of the X Conference of Young Scientists and Specialists (Dubna, Russia, 2006)

Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения. Она изложена на 141 странице, содержит 74 рисунка, 15 таблиц и список цитируемой литературы из 133 наименований.

В первой главе дается обзор состояния исследования осцилляций нейтрино, а также некоторых других его свойств.

В первом разделе рассматривается явление нейтринных осцилляций, дается обзор нескольких ключевых экспериментов с нейтрино от различных источников с указанием важности прямого поиска осцилляций в канале $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$. Во втором разделе обсуждается возможность поиска экзотических свойств нейтрино, связанных, в частности, с особенностью его распространения в пространстве; приводится описание экспериментов по измерению скорости нейтрино.

Вторая глава посвящена описанию эксперимента OPERA. Вначале формулируется основная цель и задачи эксперимента, приводятся характеристики пучка CNGS, описывается структура гибридной установки OPERA, подробно излагаются процедуры калибровки и мониторинга Трековой системы целеуказания, рассматривается схема анализа нейтринных событий при поиске осцилляций, а также освещается современный статус эксперимента.

В третьей главе рассматривается процедура поиска блоков мишени OPERA, содержащих вершину взаимодействия нейтрино, по информации от электронных детекторов. Подробно описываются этапы анализа нейтринных событий с помощью специально разработанного для этой цели единого программного пакета OpBrickFinder: фильтрация сигналов в ТСЦ, восстановление мюонного

трека и оси адронного ливня, определение стенки и блока мишени с вершиной взаимодействия; приводятся оценки эффективности описанной процедуры как для смоделированных, так и для экспериментальных данных.

Четвертая глава посвящена описанию измерения скорости нейтрино в эксперименте OPERA. Вначале излагается принцип измерения времени пролета нейтрино от источника до детектора, дается краткий обзор систем измерения времени в CERN и в Лаборатории LNGS, приводятся результаты измерений, выполненных в стандартном режиме работы нейтринного пучка CNGS. После этого дается подробное описание метода определения момента времени взаимодействия нейтрино в детекторе OPERA по сигналам от мюонов, приводится результат, полученный этим методом, а также объединенный результат измерения скорости нейтрино в специальном режиме коротких импульсов CNGS.

В заключении представлены основные результаты работы, выносимые на защиту.

ГЛАВА 1

ИССЛЕДОВАНИЯ СВОЙСТВ НЕЙТРИНО

1.1. Нейтринные осцилляции: за рамками Стандартной модели

1.1.1. Формализм описания осцилляций нейтрино.

Матрица смешивания нейтрино. Современная теория нейтринных осцилляций основывается на представлении трех флэйворных (flavour – аромат) состояний нейтрино $\nu_\alpha = \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$, не имеющих определенного значения массы, в виде суперпозиции трех массовых состояний:

$$\nu_\alpha = \sum_{k=1}^3 U_{\alpha k} \nu_k. \quad (1.1)$$

Здесь $U_{\alpha k}$ – компоненты унитарной (3×3) -матрицы, называемой матрицей PMNS (Pontecorvo–Maki–Nakagawa–Sakata). Эта матрица может быть параметризована с помощью трех углов смешивания $\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13}$ и комплексной CP-нарушающей фазы δ :

$$U_{PMNS} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (1.2)$$

где $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$ и $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$. В таком представлении составные элементы U_{PMNS} отражают различные области экспериментального исследования осцилляций с использованием атмосферных (а также ускорительных), реакторных и солнечных нейтрино (см. раздел 1.1.2.). Неизвестное в настоящий момент значение фазы CP-нарушения δ планируется измерить в экспериментах с пучками высокоэнергетических нейтрино от ускорителей.

Осцилляции нейтрино в вакууме. Рассмотрим эволюцию пучка нейтрино, образовавшихся в процессе слабого взаимодействия (распад пиона, β -распады ядер и др.). Если имеет место смешивание (1.1), то в начальный момент времени ($t = 0$) вектор флэйворного состояния нейтрино $|\nu_\alpha\rangle$ дается выражением

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_{k=1}^3 U_{\alpha k}^* |\nu_k\rangle, \quad \alpha = (e, \mu, \tau), \quad (1.3)$$

где $|\nu_k\rangle$ – вектор состояния нейтрино с массой m_k . По прошествии времени t флэйворное состояние α будет описываться вектором

$$|\nu_\alpha(t)\rangle = \sum_{k=1}^3 U_{\alpha k}^* e^{-i(E_k t - p_k L)} |\nu_k\rangle, \quad (1.4)$$

где E_k и p_k обозначают, соответственно, энергию и импульс массивного нейтрино ν_k , а L – расстояние от источника.

Далее, инвертируя (1.3) и используя унитарность матрицы U , можно показать, что по прошествии времени t после образования нейтрино данного аромата вектор состояния системы будет представлять собой суперпозицию векторов состояния нейтрино различных ароматов:

$$|\nu_\alpha(t)\rangle = \sum_{\beta=e,\mu,\tau} \left(\sum_{k=1}^3 U_{\alpha k}^* e^{-i(E_k t - p_k L)} U_{\beta k} \right) |\nu_\beta\rangle. \quad (1.5)$$

Коэффициент при $|\nu_\beta\rangle$ – это амплитуда вероятности обнаружения ν_β через время t после рождения ν_α , а сама эта вероятность, следовательно, равна

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(t) = |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha(t) \rangle|^2 = \left| \sum_{k=1}^3 U_{\alpha k}^* e^{-i(E_k t - p_k L)} U_{\beta k} \right|^2. \quad (1.6)$$

Вероятность перехода (1.6) зависит от времени и расстояния, пройденного нейтрино, однако в реальных экспериментах время распространения обычно не измеряется. Для того, чтобы получить выражение для вероятности пере-

хода $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta$, зависящее только от известного расстояния между источником нейтрино и детектором, используется ультрарелятивистское приближение¹:

$$E_k t - p_k L \simeq (E_k - p_k)L = \frac{E_k^2 - p_k^2}{E_k + p_k} L \simeq \frac{m_k^2}{2E} L, \quad (1.7)$$

где E – энергия нейтрино в безмассовом пределе. Это приближение является очень важным, поскольку оно показывает, что фаза ультрарелятивистских нейтрино зависит только от отношения $m_k^2 L/E$, а не от индивидуальных значений E_k и p_k , которые в свою очередь зависят от специфических особенностей образования нейтрино.

В приближении (1.7) вероятность осцилляции нейтрино на расстоянии L будет выглядеть как

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(L, E) = \sum_k^3 \sum_j^3 U_{\alpha k} U_{\beta k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \exp\left(-i \frac{\Delta m_{kj}^2 L}{2E}\right), \quad (1.8)$$

где $\Delta m_{kj}^2 \equiv m_k^2 - m_j^2$.

Выражение для вероятности перехода (1.8) показывает, что константами природы, которые определяют осцилляции нейтрино, являются элементы матрицы смешивания и разности квадратов масс нейтрино. Разность Δm_{21}^2 (по соглашению принято, что $m_2 > m_1$) является небольшой величиной, в то время как m_3^2 отличается от $m_{1,2}^2$ на величину $\Delta m_{32}^2 \gg \Delta m_{21}^2$, причем различают случаи “нормальной” ($m_3 > m_2$) и “обратной” ($m_3 < m_1$) иерархии масс.

В нескольких случаях, имеющих важное практическое значение, выражение (1.8) можно упростить. Так, рассматривая расстояния, сравнимые с длиной осцилляций атмосферных нейтрино, только три параметра оказываются значимыми в низшем порядке приближения: θ_{23} , θ_{13} и $\Delta_{atm} \equiv \Delta m_{32}^2 L/4E$. Кроме того необходимо учитывать поправки первого порядка по параметру $\Delta_{sun} \equiv \Delta m_{21}^2 L/4E$, хотя некоторые члены, содержащие Δ_{sun} , подавляются

¹Здесь используется естественная система единиц, в которой $\hbar = c = 1$.

маленькой величиной $\sin^2 2\theta_{13}$. К примеру, вероятность для перехода $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ может быть записана в следующем виде:

$$\begin{aligned}
P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) \approx & \cos^4 \theta_{13} \sin^2 2\theta_{23} \sin^2 \Delta_{atm} - \\
& - \Delta_{sun} \cos^2 \theta_{13} \sin^2 2\theta_{23} (\cos^2 \theta_{12} - \sin^2 \theta_{13} \sin^2 \theta_{12}) \sin 2\Delta_{atm} - \\
& - \Delta_{sun} \cos \delta \cos \theta_{13} \sin 2\theta_{12} \sin 2\theta_{13} \sin 2\theta_{23} \cos 2\theta_{23} \sin^2 2\Delta_{atm}/2 + \\
& + \Delta_{sun} \sin \delta \cos \theta_{13} \sin 2\theta_{12} \sin 2\theta_{13} \sin 2\theta_{23} \sin^2 \Delta_{atm}.
\end{aligned}$$

В простейшем случае смешивания нейтрино двух ароматов имеется только одна разность квадратов масс $\Delta m^2 \equiv \Delta m_{21}^2$ и матрицу смешивания можно параметризовать единственным углом θ :

$$U = U^* = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix}. \quad (1.9)$$

Тогда вероятность перехода между двумя типами нейтрино запишется в виде

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(L, E) = \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2 L}{4E} \right), \quad \alpha \neq \beta. \quad (1.10)$$

Соответственно, вероятность сохранения нейтрино первоначального типа будет равняться

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha}(L, E) = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2 L}{4E} \right). \quad (1.11)$$

Выражения (1.10) и (1.11) являются очень важными, поскольку первым приближением при анализе данных осцилляционных экспериментов всегда является модель двухнейтринного смешивания. При этом для удобства практических расчетов удобно перейти от системы единиц $\hbar = c = 1$ к системе,

в которой $[\Delta m^2] = \text{эВ}^2$, $[L] = \text{км}$, а $[E] = \text{ГэВ}$:

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(L, E) = \sin^2 2\theta \sin^2 \left(1,27 \frac{\Delta m^2 L}{4E} \right). \quad (1.12)$$

Различные эксперименты, изучающие нейтринные осцилляции, характеризуются различным отношением величины L/E .

Осцилляции нейтрино в веществе, MSW-эффект. Наличие вещества между источником нейтрино и детектором может существенно изменить картину осцилляций нейтрино из-за их когерентного (упругого) рассеяния в область передней полусферы. Причем это справедливо даже в том случае, если (как в Стандартной модели) рассеяние в область передней полусферы само по себе не приводит к изменению аромата нейтрино. Поскольку среда состоит в основном из нуклонов и электронов, то амплитуда рассеяния будет определяться заряженными и нейтральными токами рассеяния нейтрино на этих частицах. Нейтральные токи для рассеяния на электронах и нуклонах идентичны для всех ароматов нейтрино. Однако для ν_e есть еще дополнительный вклад от рассеяния на электронах по каналу заряженного тока с обменом W^+ -бозоном. Вследствие этого при определенных значениях параметров смешивания и плотности среды возникает резонансное усиление нейтринных осцилляций, известное как эффект Михеева–Смирнова–Вольфенштейна [26, 27] или MSW-эффект.

1.1.2. Экспериментальные измерения параметров осцилляций.

Измерение параметров смешивания Δm_{21}^2 и θ_{12} . Первые указания на эффекты от нейтринных осцилляций появились в 60-х гг. прошлого века, когда под руководством Р. Дэвиса проводился эксперимент [4] по измерению потока солнечных нейтрино. При этом использовался детектор, установленный на глубине 1478 м в бывшей золотодобывающей шахте Homestake (США). Для

регистрации электронных нейтрино, рождающихся на Солнце в pp -цепочке реакций ядерного синтеза, применялся радиохимический метод с использованием процесса $\nu_e + {}^{37}\text{Cl} \rightarrow e^- + {}^{37}\text{Ar}$ (с порогом 814 кэВ), предложенный Б. Понтекорво еще в 1946 г. [28]. С самого начала этого эксперимента (общая продолжительность набора данных составила около 25 лет) наблюдался значительный дефицит измеряемого потока ν_e по отношению к значению, предсказываемому Стандартной солнечной моделью (ССМ) [29]. Аналогичное расхождение, получившее название “проблема солнечных нейтрино”, было обнаружено и позднее, как в радиохимических (галлиевых) экспериментах – GALLEX/GNO [30, 31], SAGE [32], – так и в экспериментах с детектированием нейтрино в режиме реального времени – КАМИОКАНДЕ [33], SUPER-КАМИОКАНДЕ [34].

Для решения проблемы солнечных нейтрино требовался эксперимент, способный наблюдать не только электронные нейтрино, но и нейтрино других ароматных состояний, первоначально отсутствующих в изучаемом потоке. Впервые такая методика наблюдения была реализована в эксперименте SNO [35], где в качестве мишени для черенковского детектора использовалась тяжелая вода с добавлением соли. Регистрация высокоэнергетичных нейтрино, образовавшихся на Солнце в результате распада ядер ${}^8\text{B}$, производилась посредством трех следующих процессов:

- взаимодействие заряженного тока (charged current, CC):



- взаимодействие нейтрального тока (neutral current, NC):



- упругое рассеяние ν на электроны (elastic scattering, ES):



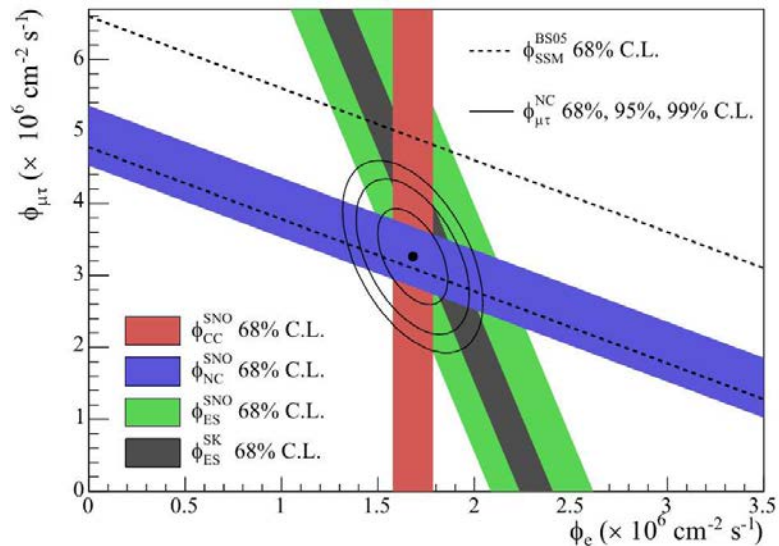


Рис. 1.1: Потоки “борных” солнечных нейтрино, $\phi(\nu_e)$ и $\phi(\nu_\mu \text{ or } \tau)$, измеренные в эксперименте SNO. Ширина полос характеризует погрешность, равную 1σ . Пунктирные прямые соответствуют полному потоку, предсказываемому ССМ (ϕ_{SSM}). Также указаны допустимые области искомых значений потоков, рассчитанные по объединенным результатам, при различном уровне значимости.

Измеренный SNO поток всех трех активных типов нейтрино оказался в хорошем согласии с предсказанием ССМ (см. Рис. 1.1), в то время как отношение потока ν_e к общему потоку составило примерно одну треть, что соответствует ожиданиям теории нейтринных осцилляций с учетом MSW-эффекта при распространении нейтрино внутри солнечного вещества. На Рис. 1.2 представлены результаты упомянутых выше экспериментов по измерению потока солнечных нейтрино в сравнении с предсказаниями ССМ.

Независимое подтверждение существования нейтринных осцилляций с параметрами, характерными для солнечных нейтрино, можно получить в экспериментах с реакторными антинейтрино. Однако в первых подобных экспериментах, таких как ILL [36], BUGEY [37], KRASNOYARSK [38], PALO VERDE [39], CHOOZ [40] и др., не удалось обнаружить признаков перехода нейтрино из одного ароматного состояния в другое по причине относительно небольшой ($\lesssim 1$ км) удаленности этих установок от реакторов (см. левую часть Рис. 1.4). Надежный ненулевой результат впервые удалось получить

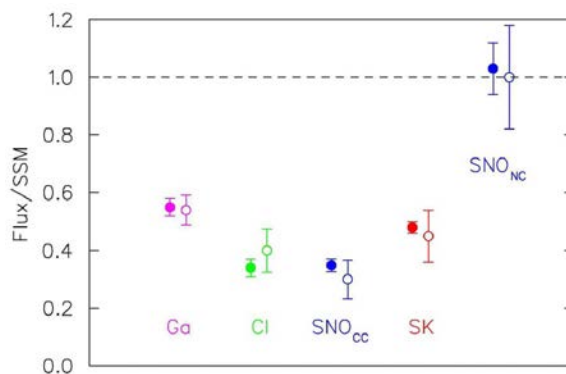


Рис. 1.2: Отношение измеренных и предсказанных ССМ (в отсутствии осцилляций) потоков солнечных нейтрино. Полыми окружностями представлены значения отношений, ожидаемых при наличии осцилляций, а закрашенными окружностями – экспериментальные значения (Ga – объединенный результат GALLEX и SAGE, Cl – HOMESTAKE, SK – SUPER-KAMIOKANDE).

в эксперименте с большой пролетной базой KAMLAND [41]. Этот эксперимент регистрировал антинейтрино от нескольких десятков ядерных реакторов Японии и Южной Кореи, среднее взвешенное на поток расстояние до которых составляло $L_0 \approx 180$ км. Основной (внутренний) детектор установки (см. Рис. 1.3), расположенной на месте завершившего свою работу KAMIOKANDE-II, содержал 1 кт сверхчистого жидкого сцинтиллятора, окруженного примерно 2000 фотоумножителями (ФЭУ) большого (≈ 50 см) диаметра. Для регистрации антинейтрино использовалась реакция обратного бета-распада $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$. Четким признаком такой реакции являются две скоррелированные по координате и по времени вспышки: первая – от аннигиляции позитрона, вторая – от γ -кванта с энергией 2,2 МэВ, образованного после захвата нейтрона протоном.

К важным достижениям эксперимента относится не только измерение искаженного спектра антинейтрино (вследствии дефицита наблюдаемых событий по отношению к их ожидаемому количеству в отсутствии осцилляций), но и первое наблюдение характерной для нейтринных осцилляций периодической зависимости вероятности “выживания” $\bar{\nu}_e$ от энергии $E_{\bar{\nu}_e}$ при заданном расстоянии L_0 (см. Рис. 1.4).

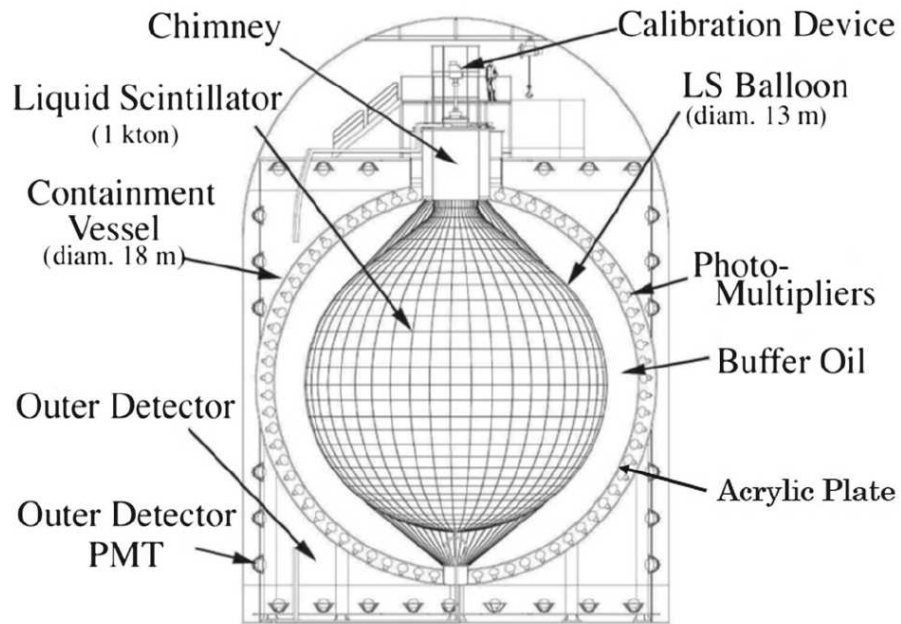


Рис. 1.3: Схематическое изображение детектора KAMLAND.

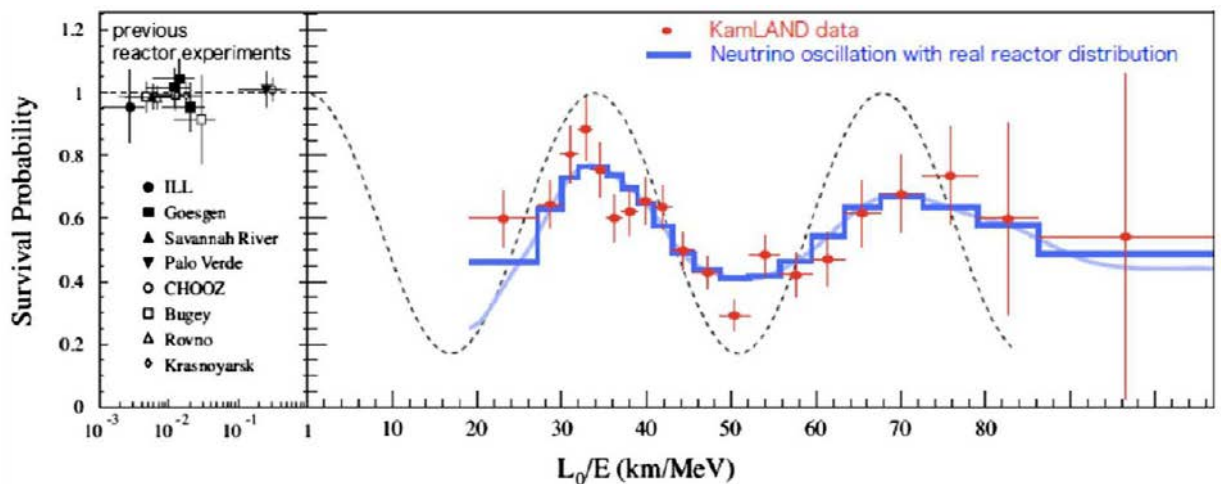


Рис. 1.4: Отношение наблюдаемого спектра антинейтрино (после вычитания фоновых событий и событий взаимодействия $\bar{\nu}_e$ от радиоактивных элементов внутри Земли) к ожидаемому в отсутствие нейтринных осцилляций как функция $L_0 (= 180 \text{ км})/E_{\bar{\nu}_e}$. Красные точки – данные KAMLAND, сплошная линия – ожидаемая зависимость в предположении осцилляций с наилучшими параметрами для трехнейтринного смешивания. Пунктиром показан вид ожидаемой зависимости с дополнительными предположениями о том, что все реакторы находятся на одинаковом расстоянии L_0 , а создаваемые ими потоки нейтрино имеют одинаковую интенсивность и не зависят от времени. Слева также приведены измерения предыдущих реакторных экспериментов.

Результаты KAMLAND, согласуются с результатами экспериментов с солнечными нейтрино в области больших углов смешивания (Large Mixing

Angle, LMA): $\tan^2 \theta_{12} \sim 0,45$ (см. Рис. 1.5).

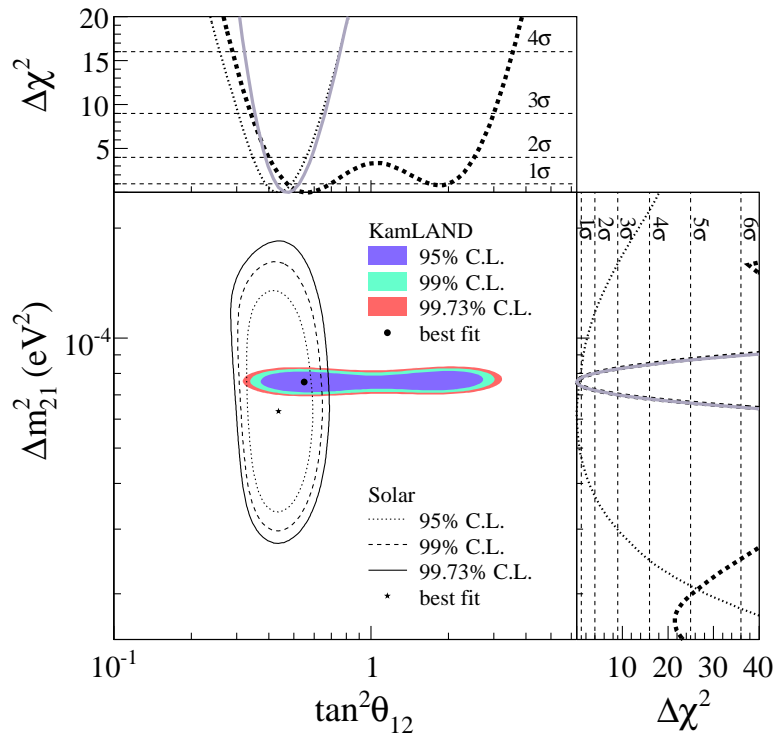


Рис. 1.5: Область параметров осцилляций, полученная KAMLAND, в сравнении с результатами экспериментов с солнечными нейтрино.

Важное значение как для уточнения ССМ, так и для детального исследования нейтринных осцилляций, имеют измерения потоков низкоэнергетических солнечных нейтрино. В частности, значительный интерес представляет изучение свойств вероятности выживания $P_{ee} \equiv P(\nu_e \rightarrow \nu_e)$ в области энергий $E_\nu \sim 1 \div 5$ МэВ. MSW-модель с параметрами, соответствующими решению LMA, предсказывает в этой области плавный переход P_{ee} от режима вакуумных осцилляций к режиму резонансного усиления осцилляций в солнечном веществе (см. Рис. 1.6).

Основная трудность при регистрации нейтрино низких энергий – подавление фона от естественных радиоактивных изотопов. В настоящее время единственной установкой, способной в режиме реального времени регистрировать нейтрино в области энергий до нескольких МэВ, является детектор BOREXINO [42], установленный в Лаборатории LNGS (Италия). В сравнении с черенковскими детекторами BOREXINO обладает бóльшим энергетиче-

ским разрешением, что позволяет с высокой чувствительностью измерять все компоненты спектра солнечных нейтрино.

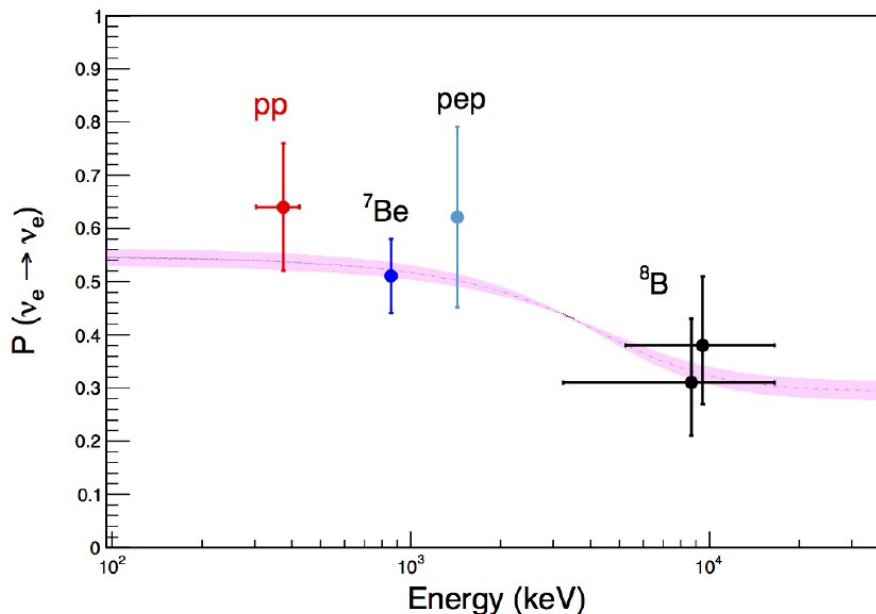


Рис. 1.6: Вероятность выживания P_{ee} электронных нейтрино, образованных в различных ядерных реакциях на Солнце, как функция E_ν . Предсказания MSW/LMA-модели показаны в виде фиолетовой полосы (ее ширина соответствует теоретической ошибке $\pm 1\sigma$). Вертикальными линиями отложены погрешности значений, равные одному стандартному отклонению; горизонтальные линии характеризуют использовавшийся интервал E_ν .

На Рис. 1.6 представлены значения вероятности выживания P_{ee} , определенные по данным BOREXINO, в сравнении с предсказаниями MSW/LMA-модели. На сегодняшний день полученные результаты согласуются с теоретическими расчетами в пределах погрешностей. Ожидается, что более высокую точность измерений сумеют обеспечить установки следующего поколения: водно-черенковский детектор массой 1 Мт HYPER-KAMIOKANDE [43] и жидкоцинтилляционный детектор массой 50 кт LENA [44].

Отсутствие суточных вариаций потока бериллиевых нейтрино в данных BOREXINO, вместе с предыдущими измерениями солнечных ${}^8\text{B}$ -нейтрино, позволяет выделить на высоком уровне достоверности область LMA без включения в анализ данных детектора KAMLAND, т.е. в отсутствие предположения о СРТ-инвариантности фундаментальных взаимодействий. Данный результат

особенно важен в свете последних, пока что требующих дальнейших подтверждений экспериментальных указаний на возможное отличие между параметрами осцилляций между нейтрино и антинейтрино.

Согласно результатам комбинированного трех-нейтринного анализа данных экспериментов с солнечными нейтрино, а также эксперимента KAMLAND, наилучшими значениями “солнечных осцилляционных параметров” в настоящий момент считаются $\Delta m_{21}^2 = (7,53 \pm 0,18) \times 10^{-5} \text{ эВ}^2$ и $\sin^2 2\theta_{12} = 0,846 \pm 0,021$ [9].

Измерение параметров смешивания Δm_{32}^2 и θ_{23} . Убедительное экспериментальное подтверждение нейтринных осцилляций было сделано при изучении атмосферных нейтрино. В результате распада мезонов (π^\pm , K^\pm), образующихся при столкновении первичных космических лучей с ядрами атомов воздуха, а также последующего распада мюонов, рождаются мюонное и электронное нейтрино. Причем, в широком диапазоне энергий E_ν (0,1 – 1 ГэВ) начальное соотношение между потоками $\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$ и $\nu_e + \bar{\nu}_e$ должно приблизительно равняться 2 : 1 независимо от спектра первичного космического излучения и модели его взаимодействия с атмосферой. Вблизи поверхности планеты это соотношение может быть измерено при помощи наземного или подземного детектора. Кроме того, оно может быть исследовано на зависимость от зенитного угла Θ (см. Рис. 1.7), определяющего пролетное расстояние нейтрино в пределах от ~ 10 км (для частиц, пришедших сверху) до $\sim 10\,000$ км (для частиц, пришедших снизу, с обратной стороны Земли). Поскольку интенсивность космического излучения не зависит от направления, а земная атмосфера является сферически симметричной, то и образуемые потоки нейтрино определенного аромата должны быть практически изотропными (если внести известные поправки на незначительные искажения, вызываемые магнитным полем Земли в области низких энергий). Для того, чтобы иметь возможность сравнивать между собой значения, измеренные в разных экспериментах, неза-

висимо от экспериментальных параметров (таких как энергетические пороги используемых процессов, способности детекторов к дискриминации сигнальных и фоновых событий и др.), результат измерения обычно приводится в виде двойного отношения

$$R \equiv \frac{[N(\nu_\mu)/N(\nu_e)]_{\text{эксп.}}}{[N(\nu_\mu)/N(\nu_e)]_{\text{теор.}}}, \quad (1.16)$$

где величины $N(\nu_\mu)$ и $N(\nu_e)$ – означают, соответственно, количество СС-событий с участием мюонного и электронного (анти)нейтрино. Выражение в знаменателе вычисляется в предположении отсутствия осцилляций и, таким образом, если на пути к детектору с ароматными состояниями нейтрино ничего не происходит, то R должно равняться 1.

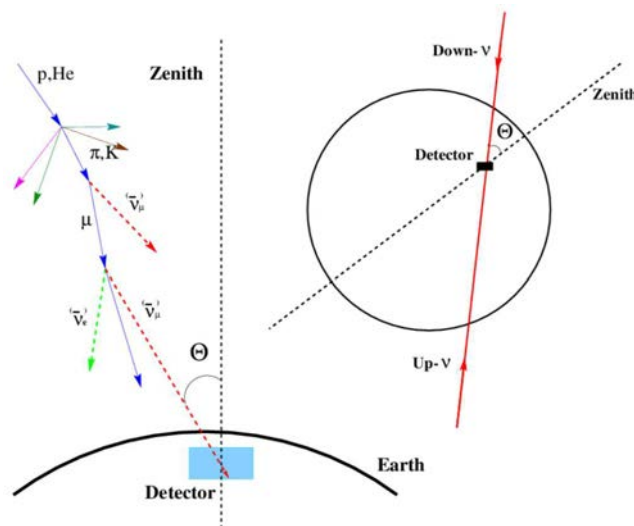


Рис. 1.7: Схема образования атмосферных нейтрино и определение зенитного угла Θ .

Наблюдения за атмосферными нейтрино, проводившиеся в 80–90 гг. прошлого века на установках по поиску распада протона, оказались в разногласии друг с другом относительно величины флэйворного отношения (1.16). Так водные черенковские детекторы IMB-3 [5] и КАМИОКАНДЕ [6] обнаружили anomalously low ее значение, в то время как калориметрические детекторы NUSEX [45] и FRÉJUS [46] не выявили существенного отклонения R от единицы, правда, имея при этом большие статистические ошибки (см. Таб. 1.1).

На протяжении некоторого времени причина этого несоответствия приписывалась наличию неучтенных систематических эффектов при описании нейтринных взаимодействий в железе и воде, что приводило к существенному различию в результатах двух разных экспериментальных подходов. Ситуация прояснилась только после подтверждения аномалии в потоках нейтрино экспериментами SOUDAN-2 [7] (со сцинтилляционно-железным калориметром), MACRO [47] (с гибридным детектором, измеряющим направление и время пролета мюонов, образующихся при прохождении атмосферных $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ сквозь Землю) и SUPER-KAMIOKANDE (с большим водным черенковским детектором).

Таблица 1.1: Результаты измерений двойного отношения в различных экспериментах. (Интервалы энергий E_s и E_m определены далее в тексте.)

Эксперимент	Тип детектора	Экспозиция (кТ · г)	R
NUSEX	Железный калориметр	0,74	$0,96^{+0,32}_{-0,28}$
FRÉJUS	Железный калориметр	1,56	$1,00 \pm 0,15 \pm 0,08$
KAMIOKANDE	Водный черенковский	7,7	$0,60^{+0,06}_{-0,05} \pm 0,05$, при E_s
		8,2	$0,57^{+0,08}_{-0,07} \pm 0,07$, при E_m
IMB-3	Водный черенковский	7,7	$0,54 \pm 0,05 \pm 0,012$, при E_s
		2,1	$1,4^{+0,4}_{-0,3} \pm 0,3$, при E_m
SOUDAN-2	Железный калориметр	5,9	$0,69 \pm 0,10 \pm 0,06$
SUPER-KAMIOKANDE	Водный черенковский	92	$0,658 \pm 0,016 \pm 0,035$, при E_s
		92	$0,702^{+0,032}_{-0,030} \pm 0,101$, при E_m

В предположении правильности теоретического расчета нейтринных потоков значение $R < 1$ может соответствовать либо дефициту “мюонных”, либо избытку “электронных” событий взаимодействия нейтрино в детекторе, либо одновременному выполнению этих двух условий. В связи с этим, низкое значение величины $[N(\nu_\mu)/N(\nu_e)]_{\text{эксп.}}$ само по себе еще не является доказа-

тельством нейтринных осцилляций, поскольку могут быть предложены и другие механизмы, приводящие к тому же эффекту (распад протона, неучтенные источники ν_e , фон от событий с участием нейтронов и т.д.).

По причине ограниченной статистики событий в ранних экспериментах с атмосферными нейтрино не было возможности тщательного исследования зависимости потоков $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ и $\nu_e(\bar{\nu}_e)$ от зенитного угла. Такая возможность появилась лишь после ввода в эксплуатацию детекторов следующего поколения, одним из которых является SUPER-KAMIOKANDE (SK). В 1998 г. коллаборация SK сообщила об обнаружении асимметрии потоков мюонных нейтрино в вертикальном направлении [8]. Установка SK (расположенная в японской шахте Kamioka на глубине около 1 км) включает в себя два вложенных друг в друга черенковских детектора цилиндрической формы с суммарным объемом 50 000 м³, заполненных сверхчистой водой. Внешняя область служит для поглощения нейтронов и γ -квантов от окружающей породы, а также для идентификации проходящих снаружи мюонов. Внутренний объем, содержащий 22,5 кт полезной массы мишени, просматривается при помощи 11 146 ФЭУ с большим ($\sim 0,5$ м) диаметром фотокатода.

Атмосферные (анти)нейтрино регистрируются детектором SK в CC-взаимодействиях $\nu_l(\bar{\nu}_l) + N \rightarrow l^-(l^+) + X$ посредством наблюдения черенковского света от соответствующего заряженного лептона l , несущего информацию об энергии и направлении начальной частицы. Знак заряда l остается неизвестным (а, следовательно, события взаимодействия нейтрино и антинейтрино оказываются неразличимыми), но зато его аромат легко идентифицируется по форме черенковского кольца: в случае e^\pm кольцо получается намного менее четким, чем в случае μ^\pm , поскольку оно размывается фотонами от частиц электромагнитного каскада.

Энергетическая зависимость нейтринных потоков обуславливает отдельный анализ регистрируемых событий в двух интервалах энергий: “sub-GeV” ($E_s < 1,33$ ГэВ) и “multi-GeV” ($E_m > 1,33$ ГэВ), где $E_{s,m}$ – види-

мая энергия, определяемая по черенковскому излучению. Отдельную категорию составляют события, которые лишь частично содержатся во внутреннем объеме детектора (РС).

На Рис. 1.8 приведены ожидаемые и наблюдаемые распределения количества ν_e - и ν_μ -событий в зависимости от косинуса зенитного угла θ . $\cos \theta = 1$ соответствует направлению “сверху вниз”, а $\cos \theta = -1$ – направлению “снизу вверх”. Видно, что экспериментально измеренный поток ν_e находится в хорошем согласии с потоком, ожидаемым в предположении отсутствия осцилляций. В то же время измеренный поток ν_μ (особенно тех, что приходят из нижней полусферы) существенно меньше рассчитанного потока, причем наблюдение такой асимметрии не опирается на точное знание потоков атмосферных нейтрино. Данные SK обеспечили первое модельно независимое подтверждение исчезновения мюонных нейтрино, согласующееся с гипотезой осцилляций $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$. Для окончательного установления этого феномена требовалось еще измерить характерную синусоидальную форму кривой вероятности выживания ν_μ как функции L/E . Результаты такого измерения представлены на Рис. 1.9, где хорошо виден спад вблизи значения $L/E = 500$ км/ГэВ, соответствующий первому осцилляционному максимуму. Этот спад не может быть объяснен другими гипотетическими эффектами, такими как, например, квантовая декогерентность или распад нейтрино, хотя вопрос о смешанных переходах ν_μ в ν_τ , то есть, как за счет осцилляций, так и за счет других процессов, все еще остается открытым.

Результаты SK были впоследствии подтверждены ускорительными экспериментами с большой пролетной базой – K2K [48] и T2K [49] в Японии и MINOS [23] в США. В ускорительных экспериментах, где источником (анти)нейтрино являются лептонные распады мезонов (π^\pm и K^\pm), образующихся в результате взаимодействия первичного пучка ускоренных протонов с нуклонами вещества мишени, расстояние L фиксировано и характеристики пучка нейтрино хорошо известны, что позволяет получить лучшие ограниче-

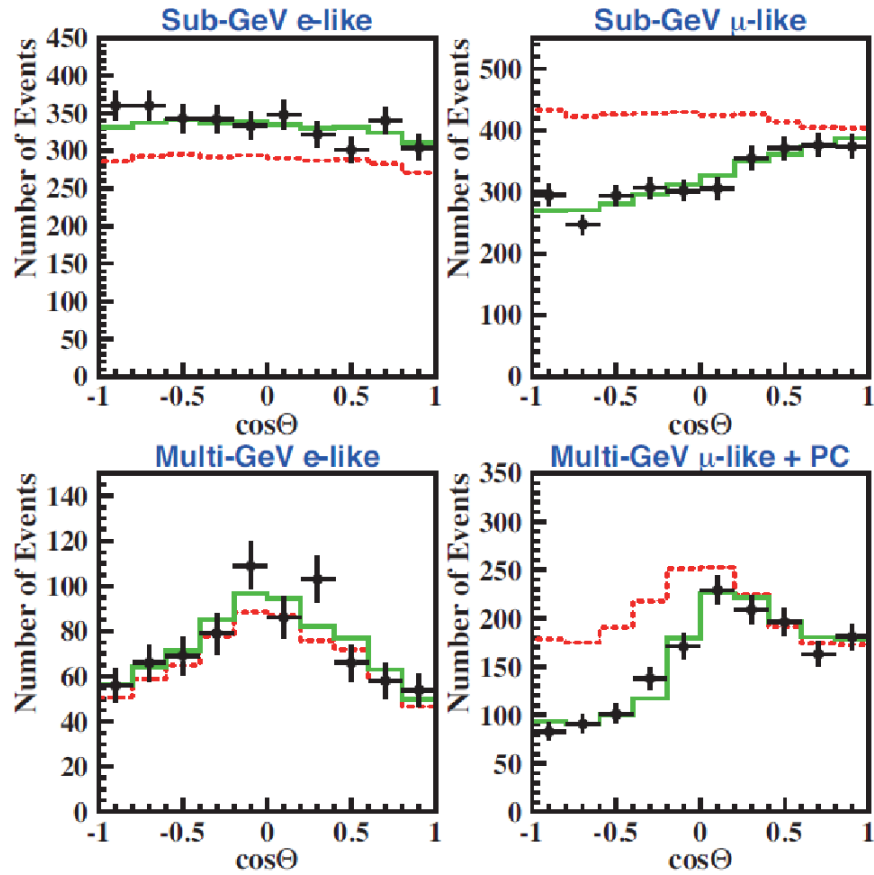


Рис. 1.8: Распределение по зенитному углу потоков атмосферных нейтрино, измеренных SK. Точки – экспериментальные данные, пунктирные и сплошные линии – расчеты Монте-Карло в предположении, соответственно, отсутствия и наличия осцилляций с параметрами, дающими наилучшее приближение.

ния на величину Δm_{32}^2 (а при достаточно большой статистике – и на величину θ_{23}), чем в экспериментах с атмосферными нейтрино (см. Рис. 1.10).

На сегодняшний день наилучшими ограничениями для “атмосферных осцилляционных параметров” являются $\Delta m_{32}^2 = (2,44 \pm 0,06) \times 10^{-3} \text{ эВ}^2$ и $\sin^2 2\theta_{23} = 0,999_{-0,018}^{+0,001}$ [9].

Измерение угла смешивания θ_{13} . Угол смешивания θ_{13} является важным параметром для будущего нейтринной физики. Отличие этой величины от нуля позволяет в перспективе осуществить наблюдение такого фундаментального эффекта трехнейтринного смешивания как нарушение CP-симметрии в лептонном секторе. Отличие θ_{13} от нуля открывает также возможность определения иерархии масс нейтрино.

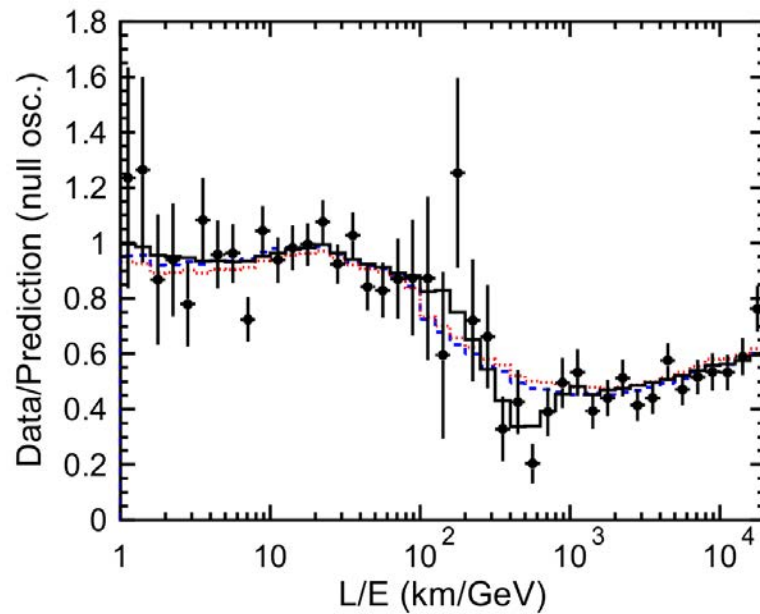


Рис. 1.9: Отношение количества наблюдаемых и предсказываемых в отсутствии осцилляций ν_μ -событий как функция величины L/E (точки). Также приведены результаты наилучшей аппроксимации для осцилляций $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ (сплошная линия), для квантовой декогерентности (пунктирная линия) и для распада нейтрино (штриховая линия).

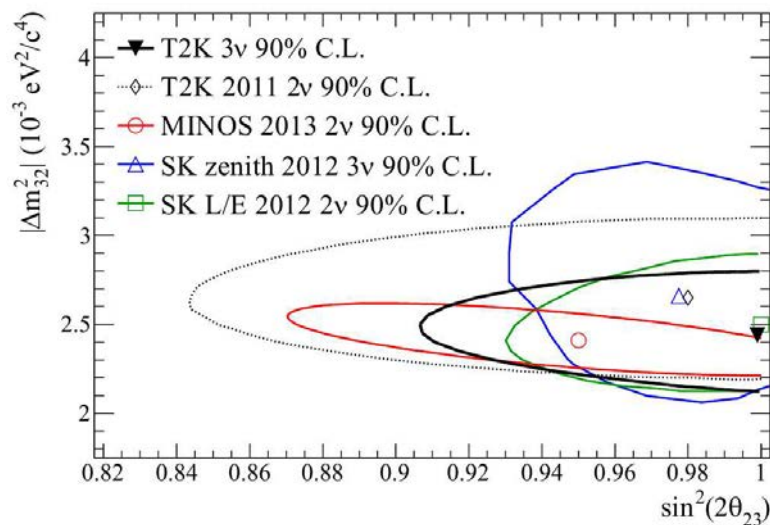


Рис. 1.10: Область значений параметров осцилляций Δm_{32}^2 и θ_{23} , полученных в экспериментах MINOS, SK и T2K (из [50]).

В течение долгого времени была известна лишь верхняя граница параметра θ_{13} , полученная в эксперименте CHOOZ, где использовался детектор на жидком сцинтилляторе с примесью гадолиния, расположенный на расстоянии около 1 км от двух промышленных реакторов.

Для прецизионного измерения θ_{13} , кроме большого объема статистики, требуется обеспечить очень маленькую величину систематических погрешностей. Существенного уменьшения влияния систематики удастся добиться в экспериментах с несколькими детекторами, одни из которых (ближние детекторы) расположены рядом с источником нейтрино, а другие (дальние детекторы) – на расстоянии порядка $10^1 - 10^3$ километров (в зависимости от энергии нейтрино).

Начальные указания на ненулевую величину θ_{13} были получены в экспериментах T2K и MINOS по регистрации появления ν_e в пучке мюонных нейтрино. В 2012 г. реакторными экспериментами нового поколения DOUBLE CHOOZ [51], DAYA BAY [52] и RENO [53] было надежно установлено достаточно большое значение этого угла (около 10°). Наилучшим современным измеренным значением является $\sin 2\theta_{13} = 0,093 \pm 0,008$ [9].

1.1.3. Актуальность “прямого” поиска осцилляций в канале $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$.

Большинство экспериментов, исследовавших осцилляции нейтрино, работало в режиме “на исчезновение”, когда регистрировался дефицит нейтрино определенного типа на некотором расстоянии от источника. В то же время существующие модели предсказывают потоки нейтрино нового типа, которые должны появляться в результате осцилляций, и прямая регистрация появления этих нейтрино служила бы убедительным аргументом в пользу справедливости теоретических представлений.

После открытия осцилляций атмосферных нейтрино в эксперименте SUPER-KAMIOKANDE и подтверждения этого результата в ускорительных экспериментах с длинной базой одним из особенно актуальных был вопрос, куда пропадают или во что переходят мюонные нейтрино. Среди разных гипотез (переход в стерильные состояния, распад нейтрино и т.д.) основной считалась все-таки модель, согласно которой мюонные нейтрино превращаются в тау-нейтрино. Недавно коллаборация SUPER-KAMIOKANDE объявила о сви-

детельстве наличия ν_τ в потоках атмосферных нейтрино, основанном на статистическом анализе данных с низким ($\sim 0,1$) соотношением “сигнал/фон” [54]. Тем не менее, вплоть до последнего времени не существовало результатов по индивидуальной (event by event) идентификации тау-нейтрино, возникающего в конечном состоянии по каналу $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$. Задача прямого поиска осциллирующих нейтрино для этого канала является чрезвычайно сложной, поскольку ее успешное решение зависит от выполнения в значительной мере противоречивых требований проведения соответствующего эксперимента по идентификации ν_τ в канале заряженного тока¹ путем наблюдения трека короткоживущего тау-лептона. С одной стороны, принимая во внимание известную область параметров смешивания, для исследования осцилляций ν_μ перспективными являются только ускорительные эксперименты с длинной базой. В связи с этим для регистрации достаточно большого (~ 10) количества событий, инициированных тау-нейтрино, масса используемого детектора также должна быть весьма велика (~ 1 кт). С другой стороны, детектор должен обладать очень высоким (~ 1 мкм) пространственным разрешением.

До настоящего времени детектирование тау-нейтрино производится только с помощью ядерной фотоэмульсии. Методом регистрации является так называемая технология ЕСС (Emulsion Cloud Chamber). Базовый элемент детектора, основанного на этой технологии, представляет собой набор эмульсионных пленок, прослоенных пластинами пассивного материала (мишени) и упакованных в светонепроницаемую оболочку, образуя компактный брикет, который в дальнейшем изложении будет называться блоком ЕСС. Совокупность таких блоков обеспечивает регистрацию большого числа нейтринных событий с возможностью детального изучения каждого взаимодействия для идентификации характерной топологии распада тау-лептона.

“Прямой” поиск осцилляций в канале $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ является основной це-

¹Использование СС-взаимодействий является самым надежным способом идентификации событий от ν_τ , поскольку топология взаимодействий по каналу нейтрального тока для трех разных типов нейтрино качественно очень схожа.

лью OPERA (см. Гл.2) – крупнейшего эмульсионного эксперимента в истории (общая масса одних только пленок с фотоэмульсией, используемых в эксперименте, составляет около 100 т.). Реализация проекта такого масштаба стала возможной благодаря разработке технологии массового производства ядерных фотоэмульсий компанией Fuji (Япония) вместе со специалистами из Нагойского университета, а также значительному прогрессу в развитии систем автоматического просмотра фотоэмульсии, которые начали применяться в экспериментах, предшествующих OPERA.

1.1.4. Предшественники эксперимента OPERA. Непосредственными предшественниками OPERA можно назвать два эксперимента – DONuT [55] и CHORUS [56]. В них была опробована методика использования ядерных эмульсий, во многом схожая с той, что используется в OPERA.

Эксперимент DONuT. Гипотеза о существовании нейтрино третьего поколения была выдвинута сразу после открытия τ -лептона в 1975 г. [57]. На протяжении долгого времени имелись лишь косвенные свидетельства в пользу этой гипотезы. Первое прямое обнаружение тау-нейтрино через его взаимодействие по каналу заряженного тока

$$\nu_\tau(\bar{\nu}_\tau) + N \rightarrow \tau^-(\tau^+) + X, \quad (1.17)$$

подобное аналогичным взаимодействиям ν_e и ν_μ , было сделано лишь в 2000 г. коллаборацией DONuT.

Набор данных DONuT проводился в 1997 г. в Лаборатории FNAL (США). Для создания интенсивного пучка тау-нейтрино протоны с энергией 800 ГэВ выводились из ускорителя Tevatron на вольфрамовую мишень. Итоговая экспозиция составила $3,5 \times 10^{17}$ pot (протонов на мишени). Первичным источником тау-нейтрино являлись распады D_s -мезонов на τ и $\bar{\nu}_\tau$ и последующие

распады τ на ν_τ . Отсеивание остальных продуктов взаимодействия протонов с мишенью производилось с помощью магнитного поля и системы поглотителей из бетона, железа и свинца.

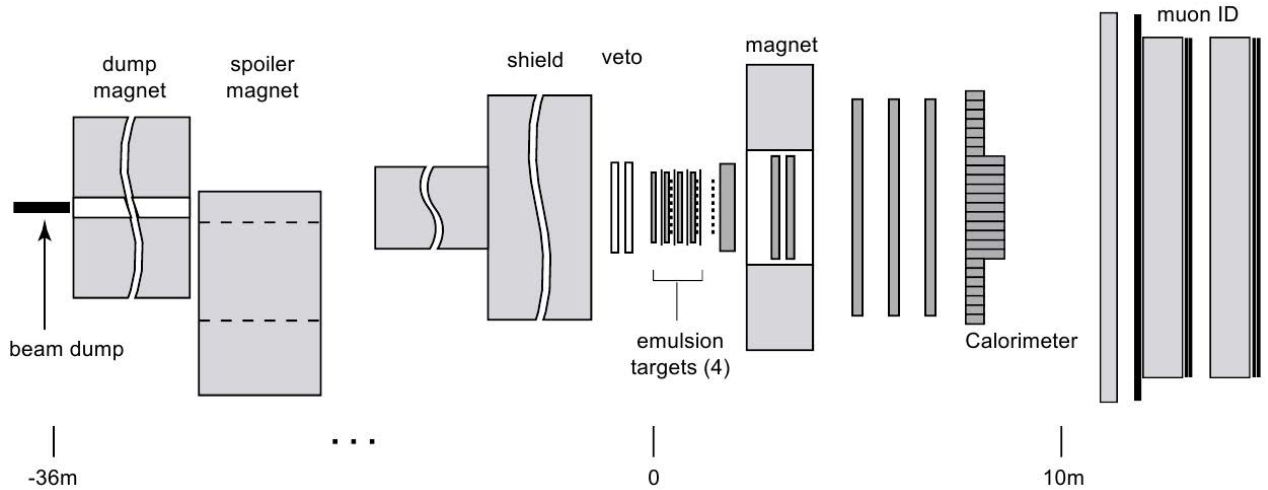


Рис. 1.11: Схематическое изображение экспериментального комплекса DONUT.

Экспериментальный комплекс DONUT схематически показан на Рис. 1.11. Секция мишени детектора содержала несколько блоков ЕСС с размерами $50 \times 50 \times 7$ см³, где в качестве пассивного материала использовались листы железа толщиной 1 мм. Для указания на участок эмульсии ЕСС, содержащий треки продуктов взаимодействия нейтрино, дополнительно использовались сменные эмульсионные пластины, располагавшиеся на расстоянии 1 см от границы ЕСС-блоков по направлению первичного пучка. Электронные детекторы установки состояли из вето-системы сцинтилляционных счетчиков, трековой системы целеуказания (Scintillating Fiber Tracker, SFT), триггерных годоскопов, а также спектрометра (магнит, шесть дрейфовых камер, электромагнитный калориметр и отдельный детектор для идентификации мюонов).

Локализация нейтринных взаимодействий выполнялась с использованием системы SFT в два этапа. На первом проводилась автоматическая реконструкция вершины взаимодействия, что позволило уменьшить количество кандидатов на взаимодействие нейтрино в детекторе примерно в 300 раз, сохранив при этом высокую эффективность поиска ($\approx 98\%$ для канала заряженного то-

ка). На втором этапе выполнялся визуальный просмотр событий, по итогам которого в среднем отбиралось $\approx 5\%$ из них. В результате для анализа было отобрано 866 кандидатов на взаимодействие нейтрино в детекторе, полная эффективность поиска которых составляла 0,72 для случая ν_τ СС-событий. После проявки эмульсий проводилось их автоматическое сканирование. Методика автоматического сканирования ядерных эмульсий, начиная с 80-х гг. прошлого века, развивалась в Нагойском университете; техника, использованная при обработке материалов эксперимента DONuT, описана в [58].

Основными источниками фона при поиске взаимодействий (1.17) являлись события, инициированные ν_e и ν_μ , с рождением короткоживущих очарованных адронов по каналу заряженного тока

$$\nu_l + N \rightarrow l^- + C^\pm + X, \quad \text{где } l = (e, \mu), \text{ а } C = (D, D_s, \Lambda_c),$$

а также неупругие взаимодействия вторичных адронов с одним или тремя заряженными адронами в конечном состоянии.

Для классификации событий и выделения взаимодействий, инициированных ν_τ , использовались многомерные байесовы критерии. Итоговые результаты, основанные на наблюдении 9 событий-кандидатов при среднем фоне 1,5 события, были опубликованы в работе [59]. При этом обнаруженные тау-нейтрино могли являться как ν_τ , так и $\bar{\nu}_\tau$. Также в эксперименте DONuT было впервые измерено сечение взаимодействия тау-нейтрино высокой энергии с веществом детектора.

Эксперимент CHORUS. В эксперименте на короткой базе CHORUS с помощью эмульсионной методики проводился поиск нейтринных осцилляций в канале $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ и исследовались процессы рождения очарованных адронов во взаимодействиях ν_μ . Эксперимент проводился в Европейской организации по ядерным исследованиям (CERN) с 1994 по 1997 гг. с пучком нейтрино широкого спектра от ускорителя SPS [60] (со средней энергией нейтрино 26 Гэв, значительно превышающей порог рождения τ). Гибридная установ-

ка CHORUS (см. Рис. 1.12) содержала активную мишень (четыре массива модулей с фотоэмульсией, сопровождаемых сменными эмульсионными пластинами) общей массой 770 кг и была оснащена различными электронными детекторами (сцинтилляционная система целеуказания, электромагнитные и адронные калориметры, мюонный спектрометр и др.). Автоматическое сканирование эмульсионных пленок для анализа области вершины взаимодействия нейтрино осуществлялось по той же технологии, что и в эксперименте DONUT, причем эффективность поиска треков в фотоэмульсии составляла не менее 98% для небольших (< 400 мрад) углов по отношению к оси первичного пучка.

В ходе эксперимента было зарегистрировано более 2000 взаимодействий ν_μ с ядрами мишени с рождением очарованных адронов и измерено сечение их рождения в зависимости от энергии нейтрино [61].

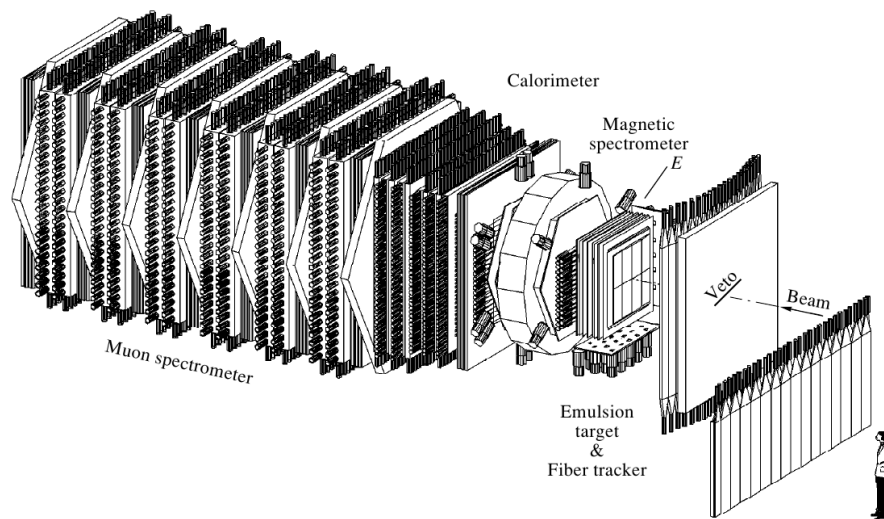


Рис. 1.12: Общий вид детектора CHORUS.

1.2. Поиск экзотических свойств нейтрино

1.2.1. Актуальность поиска экзотических свойств нейтрино.

Приоритетным направлением развития физики является построение единого и непротиворечивого подхода, который позволил бы одновременно описать

все четыре известные фундаментальные взаимодействия. В этом случае несовместимые между собой в настоящем виде Стандартная модель (СМ) и Общая теория относительности (ОТО) могли бы рассматриваться лишь в качестве низкоэнергетических приближений более общей теории. Поиски проявления эффектов, лежащих за пределами СМ (т.е. эффектов “новой физики”), имеют очень важное значение для дальнейшего развития физики элементарных частиц. В частности, в последние годы большое внимание уделяется поиску “экзотических” (с точки зрения СМ или ОТО) явлений, которые были бы доступны для непосредственного наблюдения. Так, многие из разрабатываемых сейчас теорий, расширяющих СМ, в той или иной мере допускают нарушение/модификацию принципов, лежащих в основе современной физики. Некоторые варианты [62, 63] построения этих теорий приводят к искажению стандартных дисперсионных соотношений ($E^2 = p^2 + m^2$), которые определяют распространение частиц, за счет добавления новых членов, следствием чего является нарушение СРТ- и лоренц-инвариантности. Модели, в которых эти принципы являются основополагающими, также могут предсказывать нетривиальные эффекты влияния физического вакуума на распространяющиеся в нем частицы в силу специфики его пространственно-временной структуры. Наблюдение за нейтрино представляет в этом смысле особый интерес (см., например, [15–17]), поскольку они не участвуют в сильном и электромагнитном взаимодействиях, имеют очень малую массу и, таким образом, потенциально могут иметь отличный от других частиц характер движения.

В 1998–2005 гг. в CERN активно обсуждались [20, 22, 64] возможности проведения ускорительных экспериментов по проверке отклонения скорости высокоэнергетических нейтрино ν_ν от скорости света. Идея проведения таких измерений ассоциировалась в этих моделях с надеждой понять роль (V–A)-взаимодействий слабых заряженных токов, кварк-лептонной симметрии, пространственно-временных свойств нейтрино, а также обнаружить какие-нибудь указания на существование новых состояний вакуума вне шкалы

слабого взаимодействия. Кроме того, идея поиска отклонений v_ν от константы c связывалась с возможностью существования дополнительных некомпактифицированных измерений пространства-времени нашей Вселенной [65].

1.2.2. Экспериментальные измерения скорости нейтрино. Первые измерения скорости нейтрино были сделаны в 1970-х гг., когда в Лаборатории FNAL проводились эксперименты [66, 67] по исследованию сечений взаимодействия $\nu(\bar{\nu})$, рождающихся при распадах пионов и каонов. Схема экспериментального комплекса, который использовался для этой цели, приведена на Рис. 1.13. Мишень детектора нейтрино представляла собой набор из модулей (каждый из которых содержал стальные пластины и жидкосцинтиляционный счетчик), чередующихся с искровыми камерами.

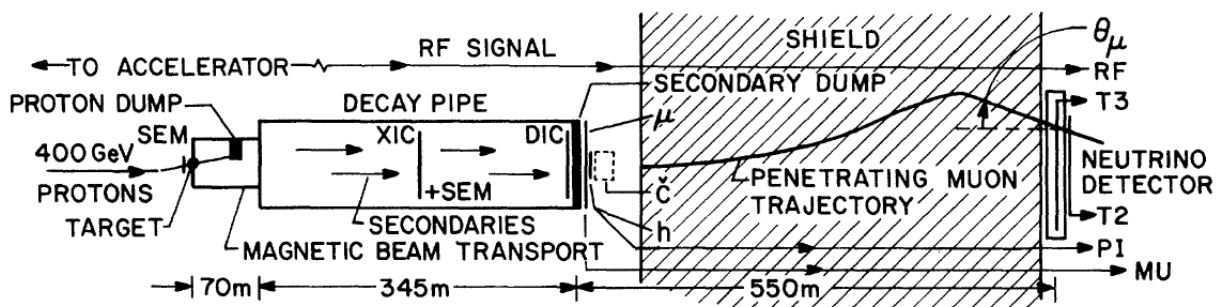


Рис. 1.13: Экспериментальный комплекс в Лаборатории FNAL, где проводились первые измерения скорости нейтрино. Схематически изображены мишень (TARGET) и поглотитель (PROTON DUMP) для первичного пучка протонов, распадный тоннель (DECAY PIPE), поглотитель вторичных адронов (SECONDARY DUMP), защитный слой (SHIELD) и детектор нейтрино (NEUTRINO DETECTOR). Кроме того, условно обозначены положения систем мониторингования (SEM , XIC , DIC , μ , \check{C} и h), используемых в экспериментах по изучению сечения взаимодействия нейтрино, а также счетчиков (PI , MU , $T2$ и $T3$), предназначенных для измерения времени пролета частиц.

В экспериментах измерялась разница среднего времени пролета (time of flight, TOF) нейтрино и мюонов, преодолевших защитный слой, от места их рождения (за которое была принята середина распадного тоннеля) до счетчика $T2$, расположенного за мишенью детектора. Сравнение TOF_μ и TOF_ν производилось с учетом временной структуры протонных импульсов (ширина

одного импульса – 1 нс, расстояние между ними – 18,83 нс), которая определялась радиочастотным (RF) сигналом ускоряющей системы.

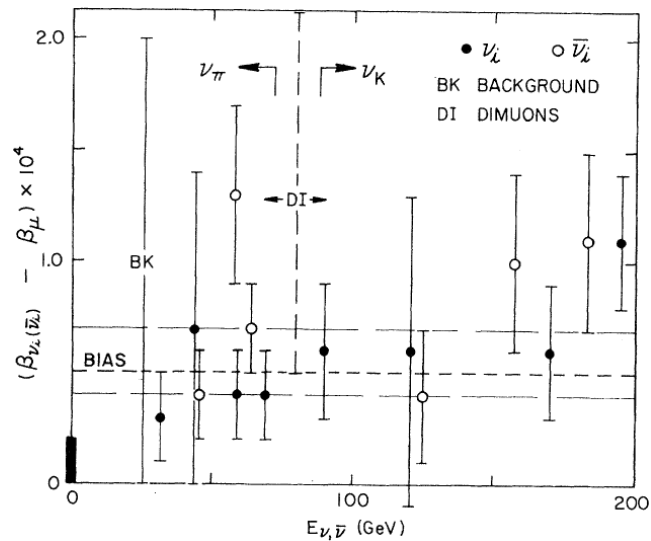


Рис. 1.14: Разница скорости (анти)нейтрино и мюонов в зависимости от энергии E_ν . Горизонтальной пунктирной линией отмечена величина поправки (BIAS) для β_μ , учитывающей многократное рассеяние мюонов. Черный прямоугольник в начале координат характеризует максимально возможную величину всех остальных систематических погрешностей.

В течение нескольких сеансов работы с пучками ν и $\bar{\nu}$ было накоплено $\approx 10\,000$ событий взаимодействия (анти)нейтрино с энергией E_ν из интервала от 30 до 200 ГэВ. На Рис. 1.14 представлены результаты сравнения скорости нейтрино и мюонов, β_ν и β_μ ($\beta \equiv v/c$), для различных выборок событий в зависимости от значения E_ν . С учетом поправки на многократное рассеяние мюонов при прохождении защитного слоя, а также всех остальных систематических погрешностей, ограничение на скорость нейтрино составило $|\beta_\nu - 1| < 4 \times 10^{-5}$.

Более жесткие ограничения на β_ν позволило наложить наблюдение 24 событий взаимодействия нейтрино от сверхновой SN1987A, зарегистрированных в течение 13 секунд детекторами КАМИОКАНДЕ [68], ИМВ [69] и ВАКСАН [70]. С учетом существующих моделей и того факта, что первые фотоны от сверхновой пришли на 3 часа позднее (хотя, до регистрации нейтрино наблюдение за Большим Магеллановым Облаком не велось), была сделана оцен-

ка $|\beta_\nu - 1| \lesssim 2 \times 10^{-9}$ [71] для нейтрино с энергией 10 – 40 МэВ на пролетной базе около 168 тыс. св. лет.

Схема проведения современного эксперимента на длинной базе по измерению скорости нейтрино от ускорителя (включающая оценку погрешностей, возникающих при рождении и регистрации нейтрино, а также погрешностей GPS-синхронизации) была подробно проработана группой российских физиков из ИФВЭ (Протвино), возглавляемой В.В. Аммосовым [72].

Первые измерения β_ν на основе этой идеи были выполнены в 2007 г. в эксперименте MINOS [25], использовавшем нейтринный пучок NUMI [24] с широким спектром энергий (наиболее вероятным значением ~ 3 ГэВ и хвостовыми значениями, превышавшими 100 ГэВ). Временная структура нейтринного пучка определялась характеристиками первичного пучка протонов, которые при помощи импульсного дипольного магнита выводились из ускорителя Main Injector на графитовую мишень. Пример типичной временной структуры NUMI для одного цикла извлечения протонов показан на Рис. 1.15 (а).

Регистрация нейтрино производилась ближним (ND) и дальним (FD) детекторами, находившимися на расстоянии 734 км друг от друга. Каждый из детекторов представлял собой трековый калориметр, состоявший из плоскостей сцинтилляционных стрипов, разделенных стальными пластинами. Момент прихода нейтрино в детектор определялся по времени наиболее раннего сигнала в сцинтилляторе с точностью 18,8 нс (для ND) и 1,6 нс (для FD). Привязка сигналов к шкале Всемирного координированного времени (UTC) осуществлялась при помощи двух идентичных GPS-приемников, имеющих точность взаимной синхронизации на уровне $\sigma_{GPS} = 150$ нс.

В ближнем детекторе отбирались только события СС-взаимодействия ν_μ , удовлетворяющие критериям, приведенным в [23]: общая реконструированная энергия события не должна была превышать 30 ГэВ, вершина взаимодействия нейтрино не должна была находиться ближе 1 м к внешней границе детектора, а время события, t_{ND} , не должно было выходить за пределы интервала

извлечения протонов из Main Injector более чем на ~ 7 мкс. Количество таких событий составило $1,6 \times 10^6$. В дальнем детекторе было отобрано 473 события (в том числе 258 СС- и НС-событий с вершиной нейтринного взаимодействия в чувствительном объеме детектора), время которых, t_{FD} , находилось в интервале ± 50 мкс от ожидаемого времени прихода нейтрино.

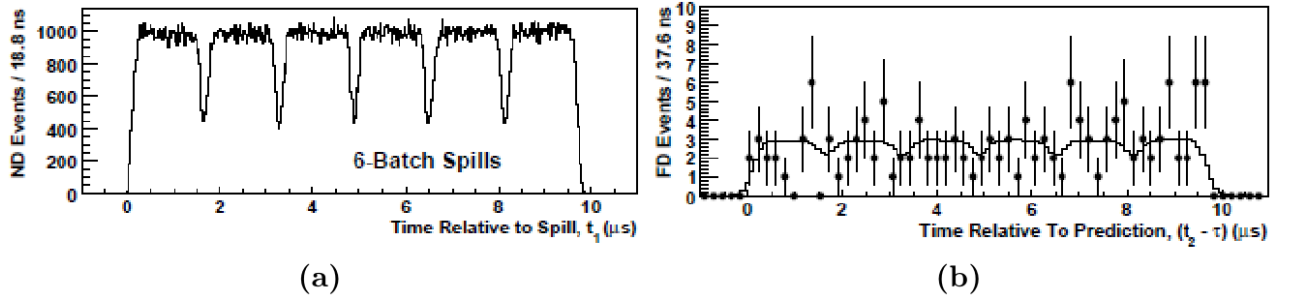


Рис. 1.15: Распределение времени прихода нейтрино в ближний (а) и дальний (б) детекторы относительно начала извлечения протонов на мишень NUMI. Сплошная линия на правом графике соответствует кривой ожидания после сдвига на величину $\tau \equiv TOF_c$ и определения δt .

Если бы момент образования нейтрино, зарегистрированных детекторами, был известен с достаточной точностью ($\lesssim 10$ нс), отклонение времени пролета нейтрино между источником и детектором от своего номинального значения TOF_c (в предположении, что нейтрино распространяются со скоростью света) могло быть вычислено как: $\delta t \equiv TOF_c - TOF_\nu = TOF_c - (t_2 - t_1)$, где $t_{1(2)} = t_{ND(FD)} - t_0 - d_{ND(FD)}$, t_0 – момент начала цикла вывода протонов на мишень NUMI, а $d_{ND(FD)}$ – совокупная величина задержки сигнала при считывании и передаче информации в системе измерения времени ND(FD). Однако из-за того, что длительность одного цикла вывода протонов на мишень составляла ≈ 10 мкс, вычисление δt производилось на основе расчета средней плотности распределения вероятности (ПРВ) образования нейтрино для данного временного интервала.

Вид функции ПРВ был определен по кривой распределения времени t_1 (т.е., по временной структуре пучка NUMI, измеренной ближним детектором), приведенной на Рис. 1.15 (а). По этой функции, с учетом значения σ_{GPS} , а так-

же дополнительного сдвига на величину TOF_c , была рассчитана ожидаемая форма кривой распределения времени t_2 в дальнем детекторе для сравнения с экспериментальными данными, как показано на Рис. 1.15 (b).

Величина δt , найденная *методом максимального правдоподобия*, оказалась равной $\delta t = (126 \pm 32 \text{ (стат.)} \pm 64 \text{ (сист.)})$ нс, что соответствовало ограничению на отклонение скорости нейтрино от константы c : $(\beta_\nu - 1) = (5,1 \pm 2,9) \times 10^{-5}$ [25]. И хотя статистическая значимость отличия полученного результата от “нулевого” была невысокой (около 1,8 стандартных отклонения), возможность такого эффекта тоже не исключалась.

В 2009–2012 гг. в эксперименте OPERA также были проведены измерения β_ν . Временное разрешение, с которым регистрировались нейтринные события в установке OPERA, обеспечило возможность измерения скорости распространения нейтрино от места их рождения на ускорителе SPS в CERN к детектору в Лаборатории LNGS, с погрешностью, меньшей, чем та, что была получена MINOS в 2007 г. Подробности и результаты измерений OPERA изложены в Гл.4.

ГЛАВА 2

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА OPERA

2.1. Основная цель и задачи эксперимента

OPERA (Oscillation Project with Emulsion tRacking Apparatus) – фотоэмульсионный эксперимент “на появление”, главной целью которого является прямая регистрация тау-нейтрино, образовавшихся в результате осцилляций $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$, в изначально чистом пучке мюонных нейтрино [10, 73, 74] от ускорителя SPS (CERN). Детектор OPERA, имеющий массивную свинцовую мишень, располагается в подземной Лаборатории LNGS (Гран-Сассо, Италия) на расстоянии $L \approx 730$ км от источника нейтрино. Подтверждением регистрации тау-нейтрино служит прямое наблюдение распада короткоживущего τ -лептона, образованного в результате взаимодействия ν_τ с веществом детектора по каналу заряженного тока. Для прецизионного анализа топологии событий взаимодействия нейтрино используется ядерная фотоэмульсия, обладающая высоким угловым и пространственным разрешением. Полное восстановление вершины события, его топологии и кинематики позволяет эффективно подавлять фон других процессов. Благодаря этому обнаружение всего нескольких событий-кандидатов на взаимодействие тау-нейтрино является очень значимым для изучения осцилляций в канале $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$.

2.2. Нейтринный пучок CNGS

2.2.1. Получение нейтринного пучка и его характеристики. Для генерации интенсивного пучка мюонных нейтрино в CERN использовался комплекс CNGS (“CERN Neutrinos to Gran Sasso”) [11]. Принцип работы комплекса в стандартном режиме заключался в следующем (см. Рис. 2.1). Каждые 6 с пучок протонов, разогнанный в ускорителе SPS (Super Proton Synchrotron) до энергии 400 ГэВ, двумя короткими импульсами выводился на графитовую

мишень с проектной интенсивностью $2,4 \times 10^{13}$ prot (протонов на мишень) за импульс. Длительность каждого импульса составляла 10,5 мкс, а промежуток между ними – 50 мс. Временная структура протонных импульсов (proton waveform) регистрировалась специальными детекторами с шагом 1 нс (см. пример на Рис. 2.2).

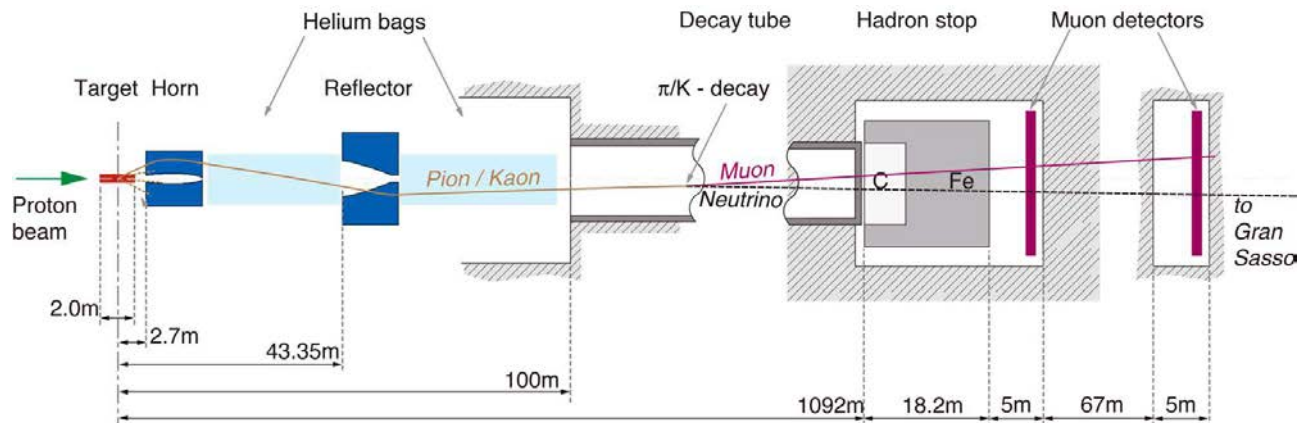


Рис. 2.1: Схема комплекса CNGS.

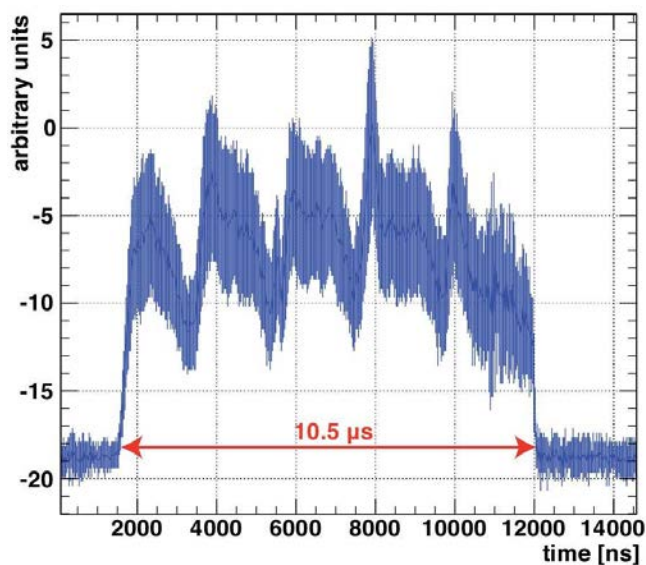


Рис. 2.2: Пример временной структуры импульсов протонного пучка CNGS.

Образовавшиеся в результате столкновения протонов с мишенью вторичные частицы направлялись в систему из двух магнитных линз (“horn” и “reflector”), которые фокусировали пучок π^+ - и K^+ -мезонов со средней энер-

гией 35 ГэВ в направлении Гран-Сассо. Затем эти частицы попадали в вакуумный распадный тоннель длиной 1000 м, в котором значительная часть пионов и каонов превращалась в мюоны и мюонное нейтрино. При этом направление пучка ν_μ практически совпадало с направлением пучка K^+/π^+ . За тоннелем находился массивный поглотитель адронов, выполненный из железа и графита, который задерживал протоны, непроизваимодействовавшие в мишени, а также нераспавшиеся каоны и пионы. Через поглотитель проходили только мюоны и нейтрино. Поскольку эти частицы рождаются вместе, самым простым способом отслеживания направления и спектра нейтрино являлась регистрация мюонов. Для этого следом за поглотителем адронов были расположены две станции мюонных детекторов, измерявшие ключевые параметры мюонного пучка. В дальнейшем мюоны останавливались в скальных породах, а нейтрино продолжали движение сквозь Землю в заданном направлении.

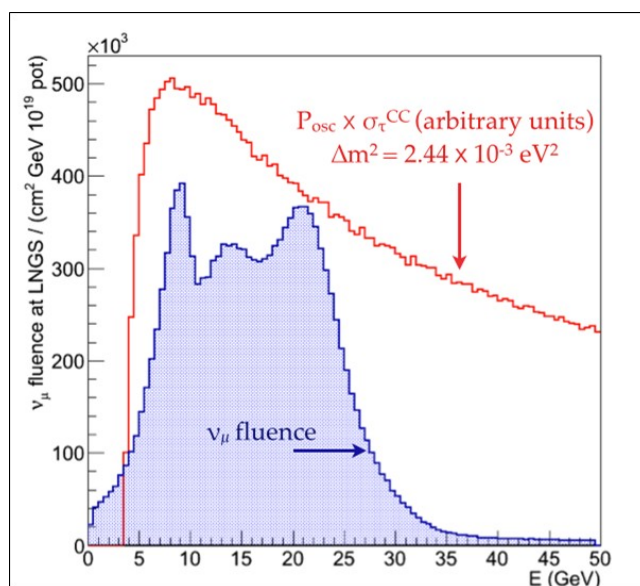


Рис. 2.3: Интегральный поток нейтрино в Гран-Сассо для пучка CNGS в сравнении с произведением вероятности осцилляций P_{osc} и сечения образования τ -лептона σ_τ^{CC} (для $\Delta m_{32}^2 = 2,44 \times 10^{-3} \text{ эВ}^2$).

Пучок CNGS был изначально оптимизирован для изучения осцилляций $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ в режиме “на появление” таким образом, чтобы сделать максимальным количество взаимодействий ν_τ по каналу заряженного тока (CC)

в месте расположения Лаборатории LNGS (см. Рис. 2.3). (Другими словами, энергия пучка, имеющая среднее значение около 17 ГэВ, была выбрана из условия компромисса между двумя конкурирующими требованиями: с одной стороны, чем меньше значение энергии, тем больше вероятность осцилляций $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ для заданного расстояния, а с другой, – при увеличении энергии возрастает сечение СС-взаимодействия тау-нейтрино.)

Основной компонентой пучка CNGS являлись мюонные нейтрино. Примесь $\bar{\nu}_\mu$ составляла 4% (однако, с учетом сечения $\bar{\nu}_\mu$ доля их взаимодействий не превышала 2,1%). Суммарная примесь ν_e и $\bar{\nu}_e$ была меньше 1%, а примесь ν_τ , возникавших от рождения и распада D_s , (с учетом энергии пучка) составляла пренебрежимо малую величину [75].

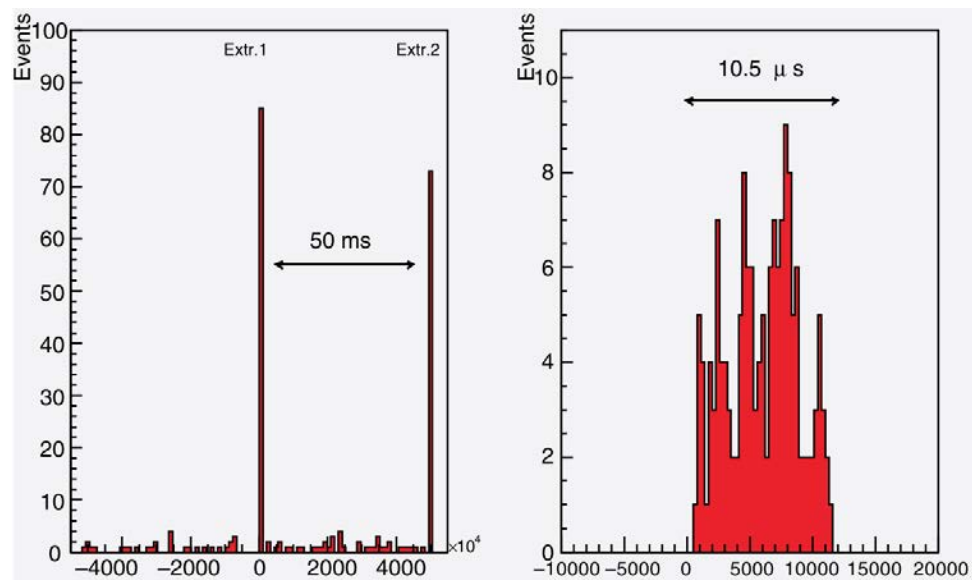


Рис. 2.4: Временная структура событий (в нс), накопленных OPERA во время первого тестового сеанса на пучке CNGS. Справа отдельно показано распределение разности между временем события и началом ближайшего к нему импульса извлечения протонов из SPS.

Первые тестовые сеансы на пучке CNGS проводились в 2006 и 2007 гг. В то время электронными детекторами OPERA (см. раздел 2.3.2.) регистрировались преимущественно события от СС-взаимодействий ν_μ в скальных породах перед установкой. На Рис. 2.4 приведено распределение времени событий, накопленных OPERA в августе 2006 г [76]. События от пучка из CERN были

локализованы в двух временных интервалах, соответствующих выводу протонов на мишень, в то время как примесь событий, вызванных взаимодействиями космического излучения, не превышала 10^{-4} .

Полноценные сеансы физических измерений на пучке CNGS начали проводиться с 2008 г. Суммарная экспозиция за пять лет набора данных OPERA составила $1,8 \times 10^{20}$ pot.

2.2.2. Подземная Лаборатория LNGS. Лаборатория LNGS [77] Национального института ядерной физики (INFN, Италия) является самой большой в мире подземной лабораторией (площадь – 17 300 м², объем – 180 000 м³). Она расположена в центральной части горного массива Апеннин – Гран-Сассо и предназначена для проведения экспериментов по физике частиц и астрофизике, требующих очень низкого уровня фона. Три главных зала LNGS (A, B и C), длиной 100 м, шириной 20 м и высотой 18 м, ориентированы в направлении CERN (см. Рис. 2.5). Средняя толщина горы над Лабораторией составляет 1,4 км ($\approx 3,8$ км водного эквивалента), что обеспечивает подавление потока космических лучей почти в миллион раз. Поток нейтронов в Лаборатории также очень мал благодаря низкому содержанию урана и тория в скальных породах. В настоящее время в LNGS проводится 15 экспериментов, в которых участвует более 950 научных сотрудников из 32 стран мира.

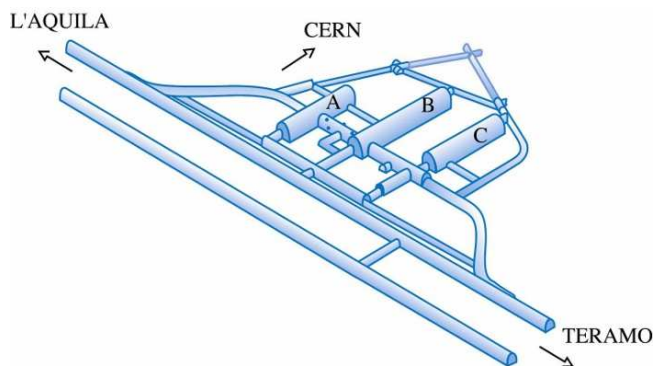


Рис. 2.5: Схема Лаборатории LNGS. Доступ в Лабораторию осуществляется из десятикилометрового транспортного тоннеля, соединяющего города Терамо и Лаквила.

2.3. Структура гибридного детектора OPERA

Детектор OPERA [78] был сконструирован специально для идентификации тау-лептонов посредством тщательного топологического и кинематического анализа большого числа нейтринных взаимодействий. Для успешного выполнения этой задачи экспериментальная установка должна была удовлетворить таким трудносовместимым требованиям как большая (~ 1 кт) масса мишени – для увеличения статистики нейтринных событий, высокое (~ 1 мкм) пространственное разрешение – для распознавания топологии распада короткоживущего тау-лептона, а также точная (~ 10 нс) привязка ко времени пучка. Этого удалось достичь за счет использования гибридного аппарата, объединившего технологию детектирования в реальном времени (“электронные детекторы”) с технологией применения “эмульсионных пузырьковых камер” (ЕСС).

Общий вид детектора OPERA приведен на Рис. 2.6. Детектор был разделен на два одинаковых супермодуля, каждый из которых содержал мишень весом 625 т, трековые детекторы из пластического сцинтиллятора и магнитный спектрометр. Кроме того с передней (по пучку) стороны детектора имелась вето-система, которая использовалась для отбора нейтринных событий, произошедших внутри мишенной части.

2.3.1. Мишень и эмульсионный детектор. Конструкция ЕСС представляет собой набор пластин пассивного материала (мишени), чередующихся с пленками ядерной фотоэмульсии, которая является трековым детектором с субмикронным разрешением. Технология ЕСС позволяет определять импульс заряженных частиц путем измерения множественного кулоновского рассеяния, осуществлять идентификацию и анализ электромагнитных ливней, а также проводить разделение электронов и пионов [79–81].

Элементарной ячейкой детектора OPERA являлся блок ЕСС массой 8,3 кг (см. Рис. 2.7). Его поперечные размеры – $12,7 \times 10,2$ см², а толщина

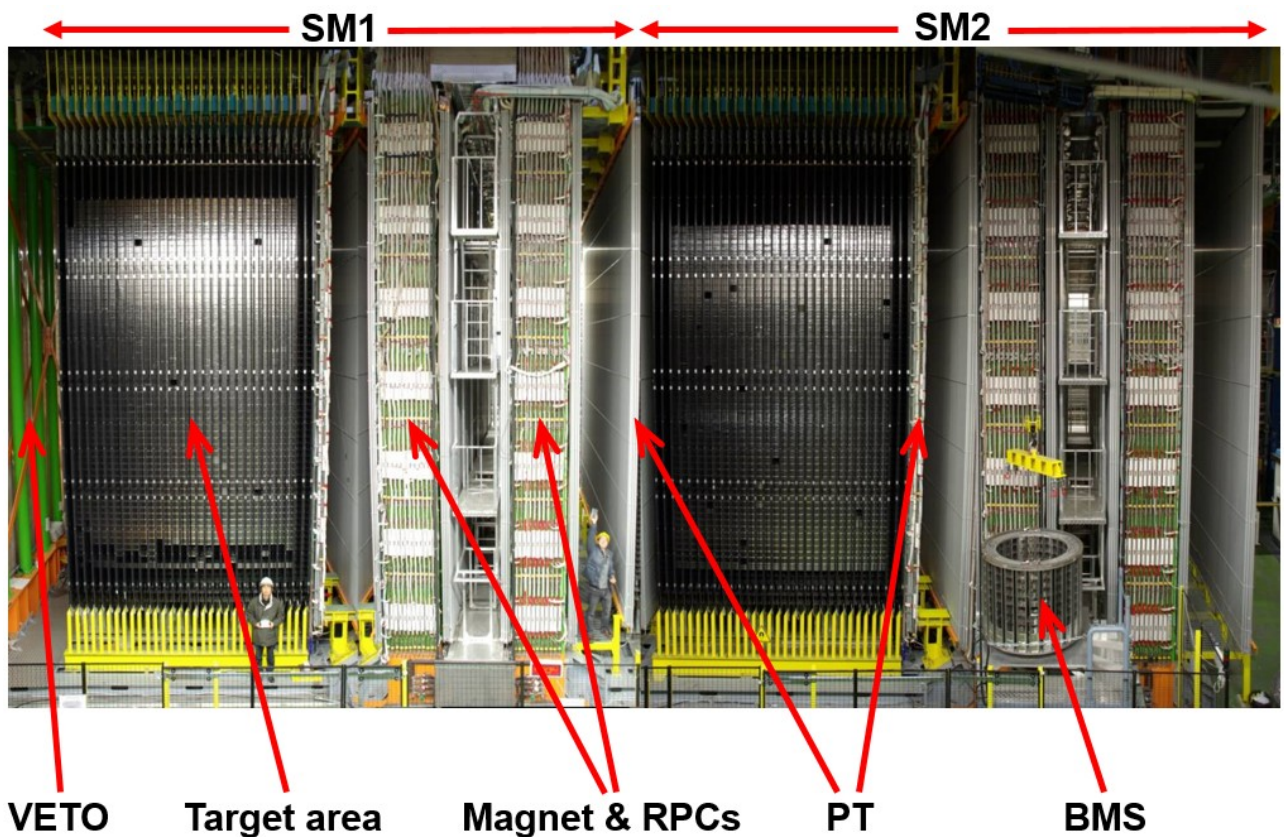


Рис. 2.6: Общий вид детектора OPERA: два идентичных супермодуля (SM1 и SM2), включавшие секцию мишени вместе со сцинтилляционными детекторами (Target area) и мюонный спектрометр, состоявший из магнита (Magnet), резистивных плоских камер (RPC) и дрейфовых трубок (PT). Также указаны вето-система (VETO) и робот для извлечения блоков мишени (BMS).

вдоль направления пучка равняется 7,5 см (примерно 10 радиационных единиц длины, X_0). Блок состоял из 56 свинцовых пластин толщиной 1 мм, прослоенных 57 эмульсионными пленками, и был обернут в алюминиевую фольгу. Кроме того к задней стенке блока была прикреплена внешняя пара эмульсионных пленок (CSd), которые могли быть предварительно проанализированы и заменены без разборки и анализа целого блока ЕСС. Каждая эмульсионная пленка имела два 45-микронных слоя фотоэмульсии, нанесенных на прозрачную пластиковую основу толщиной 200 мкм и покрытых тонким защитным слоем желатина. Зерна эмульсии OPERA имели радиус $\approx 0,2$ мкм (после проявки – около 0,6 мкм). Минимально ионизирующая частица оставляет в такой эмуль-

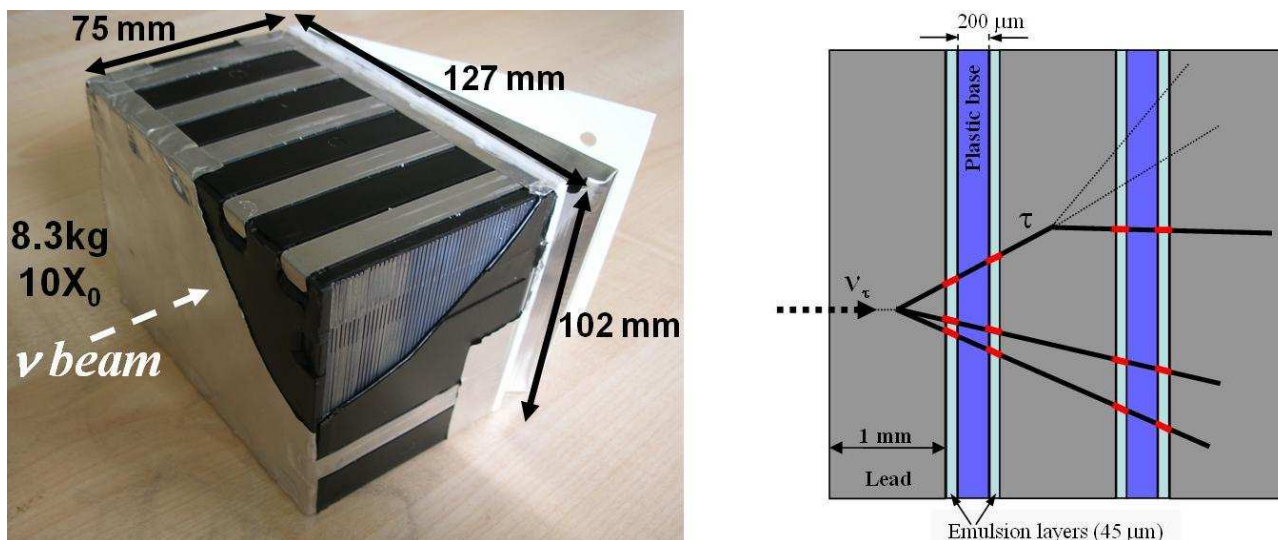


Рис. 2.7: Блок ECC: внешний вид (слева) и схематическое изображение внутренней структуры с примером восстановления топологии ν_τ -взаимодействия (справа).

сии ≈ 36 зерен/100 мкм.

Более 150 000 блоков были изначально размещены в обоих супермодулях детектора в виде стенок, общей массой 1250 т. Параметры блока выбирались с учетом нескольких конкурирующих условий:

1. Толщина блока должна быть достаточной для детального исследования района вершины взаимодействия нейтрино. Выбранное значение толщины $\sim 10X_0$ позволило сократить влияние краевых эффектов при обработке эмульсии и обеспечило возможность выполнения анализа в одном блоке (без извлечения соседнего) более чем у половины нейтринных событий.
2. Эффективность поиска блоков, в которых произошло взаимодействие нейтрино, напрямую зависела как от разрешения электронных детекторов, так и от поперечных размеров самого блока.
3. Извлеченные из детектора блоки, предположительно содержащие вершину нейтринного взаимодействия, разбирались и анализировались, выходя таким образом из участия в наборе данных, поэтому их масса не должна была быть очень большой.

4. Ограничение на массу блока накладывало и использование автоматизированной системы манипулирования блоками (BMS), которая выполняла операции по их установке в мишень и извлечению из детектора.

2.3.2. Электронные детекторы. Главное назначение электронных детекторов (ЭД) установки OPERA состояло в формировании триггерного сигнала в системе сбора данных, идентификации и измерении траекторий и импульсов заряженных частиц (преимущественно мюонов), а также локализации блока ЕСС, в котором произошло взаимодействие нейтрино (на основе трекового и калориметрического анализа).

Трековая система целеуказания. Суммарная площадь области чувствительности ЭД в секции мишени, превышала 2700 м². При выборе техники детектирования необходимо было обеспечить относительно высокое (~1 см) пространственное разрешение, а также высокую эффективность регистрации треков для того, чтобы максимально облегчить идентификацию блоков ЕСС, содержащих вершину нейтринного взаимодействия. Исходя из этого, в качестве основного детектора было решено использовать панели из органического сцинтиллятора. Система таких панелей, располагавшихся между стенками мишени, получила название Трековой системы целеуказания (ТСЦ) [82, 83]. До этого аналогичная система использовалась в эксперименте MINOS [23].

Каждая панель ТСЦ собрана из четырех независимых модулей, содержащих по 64 полосы (стрипа) пластического сцинтиллятора длиной 6,86 м, шириной 26,3 мм и толщиной 10,6 мм.

Сцинтилляционные стрипы были изготовлены фирмой AMCRYS-H [84] методом экструзии из полистирола серии UPS-923А со сцинтиллирующими добавками: 2% р-терфенила ($C_{18}H_{14}$) и 0,02% ди(фенилоксазолил)бензола (POPOP) (на Рис. 2.8 приведены спектры их поглощения и излучения). В середине одной из больших граней каждого стрипа

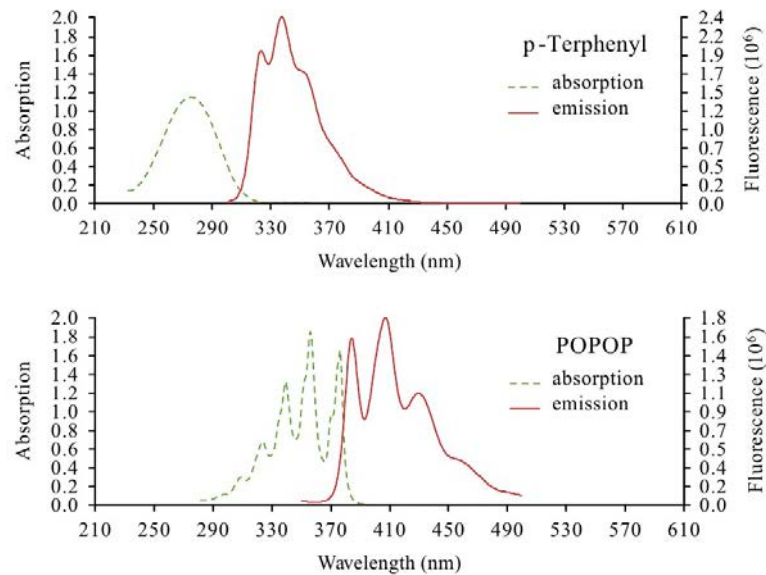


Рис. 2.8: Спектры поглощения и излучения первичной (р-терфенил) и вторичной (РОРОР) люминесцирующих добавок.

па находится канавка глубиной 2 мм и шириной 1,6 мм, в которую при помощи оптического клея высокой прозрачности вклеен гибкий спектросмещающий световод (WLS-fiber, Kuraray Y11-175) диаметром 1 мм (см. Рис. 2.9).

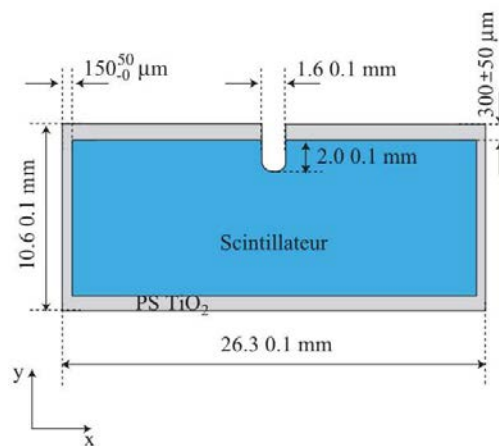


Рис. 2.9: Поперечное сечение сцинтиляционного стрипа ТСЦ.

Свет, возникающий в результате ионизационных потерь заряженных частиц при прохождении слоя пластика, собирается световодом и посредством полного внутреннего отражения направляется на 64-канальные фотоумножители (ФЭУ) Hamamatsu H7546 (см. Рис. 2.10). Улучшение светосбора в стрипах достигается за счет созкструзионного светоотражающего покрытия толщиной

$\approx 0,15$ мм из диоксида титана. На Рис. 2.11 показана схема блока оптической разводки модуля ТСЦ. Две панели, включающих по 4 вертикальных и 4 горизонтальных модулей ТСЦ, составляли в детекторе стенку, которая давала двумерную трековую и калориметрическую информацию в двух независимых проекциях. Всего в двух супермодулях детектора располагалось 62 таких стенки.

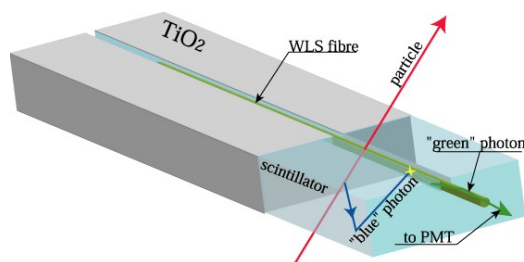


Рис. 2.10: Принцип детектирования частиц в сцинтилляционном стрипе: при прохождении заряженной частицы возникает вспышка, фотоны которой частично попадают в спектросмещающее оптоволокно и, после переизлучения в зеленую часть спектра, подаются на вход ФЭУ.

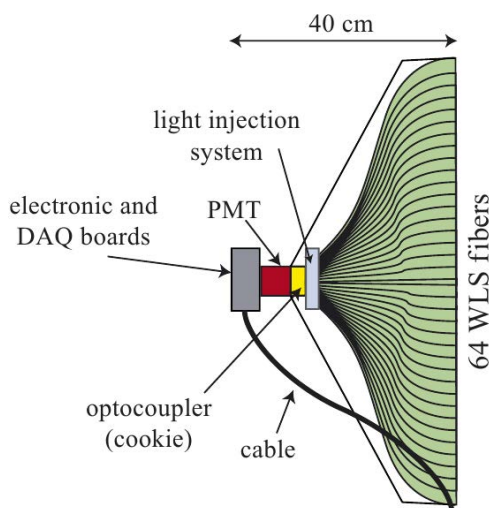


Рис. 2.11: Схема оптической разводки модуля ТСЦ. Стрелками указаны (слева направо) блок электроники со считывающим кабелем, фотоумножитель, оптический разъем, система светодиодной подсветки, а также набор из 64 световодов.

При создании ТСЦ оценка ее долговременной стабильности делалась (косвенными) методами ускоренных испытаний образцов сцинтиллятора на ста-

рение в воздушной среде при повышенных температурах. Согласно этим оценкам прогнозируемое время изменения световыхода сцинтиллятора серии UPS-923А на 20% составляет 11,9 лет [85].

Магнитные спектрометры. За каждой секцией мишени был установлен магнитный спектрометр, служащий для измерения импульса мюонов. Он включал в себя большой дипольный магнит, резистивные плоские камеры (РПК), и систему координатных детекторов на основе дрейфовых трубок (см. Рис2.12).

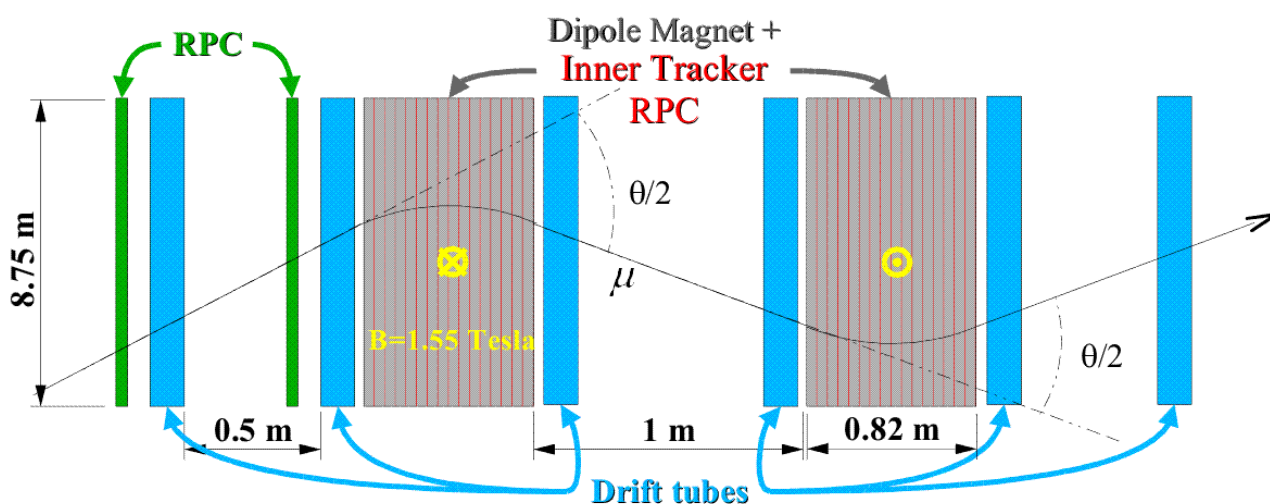


Рис. 2.12: Схема мюонного спектрометра (вид сверху).

Магнит представлял собой две вертикальные стенки, каждая из которых была собрана из 12 железных пластин (толщиной 5 см), находившихся на расстоянии 2 см друг от друга. Пластины намагничивались расположенными сверху и снизу медными катушками, по которым проходил ток в 1600 А, создавая вертикально направленное однородное (с точностью $\sim 3\%$) магнитное поле напряженностью 1,55 Тл. Общая масса магнита достигала 990 т.

В промежутках между пластинами магнита располагались РПК-детекторы. Они состояли из двух электродов толщиной 2 мм, изготовленных из бакелита (синтетической смолы) с примесью льняного масла. Объемное сопротивление

этого материала составляет $\rho > 5 \times 10^{11} \Omega/\text{см}$ при температуре 20°C . Внешняя поверхность электродов была покрыта графитом, поверхностное сопротивление которого – $100 \text{ k}\Omega$, и защищена 190 мкм слоем майлара (изолирующего термопластика). Пространство между электродами, отстоящими на 2 мм друг от друга, заполнялось газовой смесью аргона, тетрафторэтана, изобутана и шестифтористой серы (SF_6) в объемном соотношении 75,4/20/4/0,6. С этой смесью, которая находилась под атмосферным давлением, РПК-детекторы функционировали при напряжении 5,8 кВ и силе тока меньше чем $100 \text{ нА}/\text{м}^2$. Сигналы, наводимые заряженными частицами на измерительные электроды, собирались панелями, которые были составлены из медных полос в двух взаимно перпендикулярных направлениях. Длина и ширина вертикальных полос, измеривших координату в отклоняющей плоскости магнита, были равны, соответственно, 8 м и 2,6 см, в то время как у горизонтальных полос эти параметры составляли 8,7 м и 3,5 см.

По обе стороны от стенок магнита располагались 6 панелей вертикально ориентированных дрейфовых трубок, образующих координатный детектор с высоким разрешением. Алюминиевые трубки длиной 8 м, внешним диаметром 38 мм и толщиной стенки 0,85 мм были расположены в каждой панели в 4 ряда (см. Рис. 2.13). Циркулировавшая в трубках газовая смесь аргона и углекислого газа (80%/20%) находилась под давлением ≈ 1000 мбар. В качестве анода использовалась проволока диаметром 45 мкм, натянутая с обоих концов без дополнительных промежуточных креплений, т.е., независимо от положения трубки, что обеспечивало точность ее позиционирования лучше, чем 150 мкм. Всего в детекторе OPERA насчитывалось около 10 000 дрейфовых трубок, пространственное разрешение каждой из которых составляло ≈ 300 мкм.

Для устранения лево-правой неопределенности при реконструкции траекторий частиц в координатном детекторе перед системой дрейфовых трубок были размещены дополнительные плоскости РПК, повернутые на $\pm 42,6^\circ$ от-



Рис. 2.13: Система дрейфовых трубок магнитного спектрометра OPERA.

носителем горизонтального направления.

Кроме того перед первой секцией мишени располагалась вето-система из двух плоскостей стеклянных РПК-детекторов, которая позволяла отфильтровывать события от взаимодействий, произошедших за пределами полезного объема детектора (в скальных породах или конструкциях LNGS, располагавшихся перед установкой OPERA).

2.4. Калибровка и мониторинг Трековой системы целеуказания

2.4.1. Калибровка фотоумножителей.

Моделирование функции отклика фотоумножителей. Калибровка спектрометрических каналов фотоумножителей (ФЭУ), используемых в ТСЦ, производилась при помощи специальной системы светодиодной подсветки (LED), которая была установлена рядом с ФЭУ и посылала короткие импульсы на расположенные вблизи ФЭУ световоды.

По результатам калибровки амплитуда измеряемых ТСЦ сигналов выражалась в абсолютных единицах – количестве фотоэлектронов (ф. э.), образовав-

шихся на фотокатоде ФЭУ и собранных на первом диноде.

Основная идея метода калибровки, впервые предложенная в работе [86], заключается в деконволюции¹ амплитудных спектров ФЭУ от световых импульсов с помощью функции отклика, основанной на простой статистической модели работы ФЭУ с традиционной динодной структурой (см. Рис. 2.14).

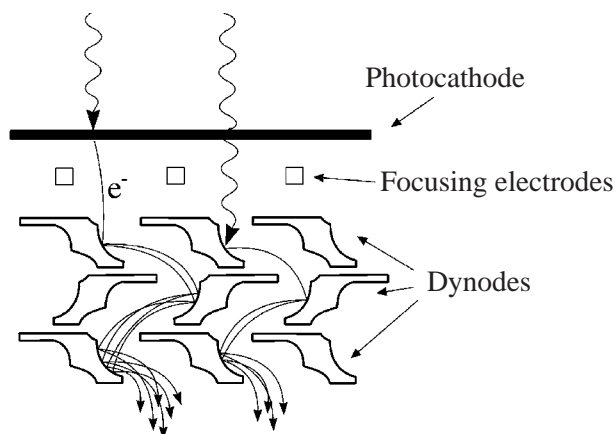


Рис. 2.14: Процесс умножения электронов в многоканальном фотоумножителе. Стрелками указаны (сверху вниз): фотокатод, фокусирующие электроды и система динодов.

Моделирование функции отклика ФЭУ производится в несколько этапов [87]:

- 1) Количество фотоэлектронов, образующихся на фотокатоде ФЭУ под действием падающего потока света, подчиняется распределению Пуассона:

$$P_n(\mu) = \frac{\mu^n}{n!} \exp(-\mu), \quad (2.1)$$

где $\mu = tq$ – среднее количество ф. э., собранных на первом диноде; $P_n(\mu)$ – вероятность образования n ф. э. при среднем значении μ ; t – среднее количество фотонов падающих на фотокатод и q – квантовая эффективность фотокатода.

- 2) Сигнал отклика после усиления в динодной системе ФЭУ можно аппроксимировать распределением Гаусса. Для одного электрона он имеет

¹Деконволюция, обратная свертка, развертка – математическая операция, обратная свертке сигналов.

вид:

$$G_{1,Q_1,\sigma_1}(x) = \frac{1}{\sigma_1\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(x-Q_1)^2}{2\sigma_1^2}\right), \quad (2.2)$$

где Q_1 — средний заряд на выходе электронного умножителя, когда один электрон захвачен первым диодом; σ_1 — стандартное отклонение распределения заряда от одного электрона.

Сигнал отклика для n электронов является сверткой одноэлектронных распределений (2.2):

$$G_{n,Q_1,\sigma_1}(x) = \frac{1}{\sigma_1\sqrt{2n\pi}} \exp\left(-\frac{(x-nQ_1)^2}{2n\sigma_1^2}\right). \quad (2.3)$$

- 3) Отклик идеального ФЭУ получается путем свертки распределений (2.1) и (2.3):

$$S_{\mu,G_1,\sigma_1}^{ideal}(x) = \sum_{n=0}^{\infty} P_n(\mu) \otimes G_{n,Q_1,\sigma_1}(x). \quad (2.4)$$

- 4) В реальном ФЭУ конверсия детектируемого света и последующее усиление фототока сопровождается различными фоновыми процессами, которые создают дополнительный (шумовой) заряд в анодной цепи. Процессы, которые характеризуются малыми зарядами, присутствующими в каждом регистрируемом сигнале (например, флуктуации тока утечки в анодной цепи и др.), можно описать гауссовым распределением с параметрами Q_0 и σ_0 :

$$B_{Q_0,\sigma_0}(x) = \frac{1}{\sigma_0\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(x-Q_0)^2}{2\sigma_0^2}\right). \quad (2.5)$$

В том случае, когда на фотокатоде ФЭУ не образовался ни один фотон-электрон, это распределение представляет собой так называемый “пье-дестал”.

- 5) С учетом формы идеального сигнала (2.4) и фонового распределения (2.5) близкую к реальной функцию отклика ФЭУ можно получить

как свертку распределений:

$$S^{real}(x) = S_{\mu, G_1, \sigma_1}^{ideal}(x) \otimes B_{Q_0, \sigma_0}(x) = C \left\{ \frac{1}{\sigma_0 \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(x - Q_0)^2}{2\sigma_0^2} - \mu\right) + \sum_{n=0}^{\infty} P_n(\mu) \frac{1}{\sigma_1 \sqrt{2n\pi}} \exp\left(-\frac{(x - Q_0 - nQ_1)^2}{2n\sigma_1^2}\right) \right\}. \quad (2.6)$$

В этом выражении C является нормировочным множителем и, кроме того, предполагается выполнение условия $\sigma_0 \ll \sigma_1$.

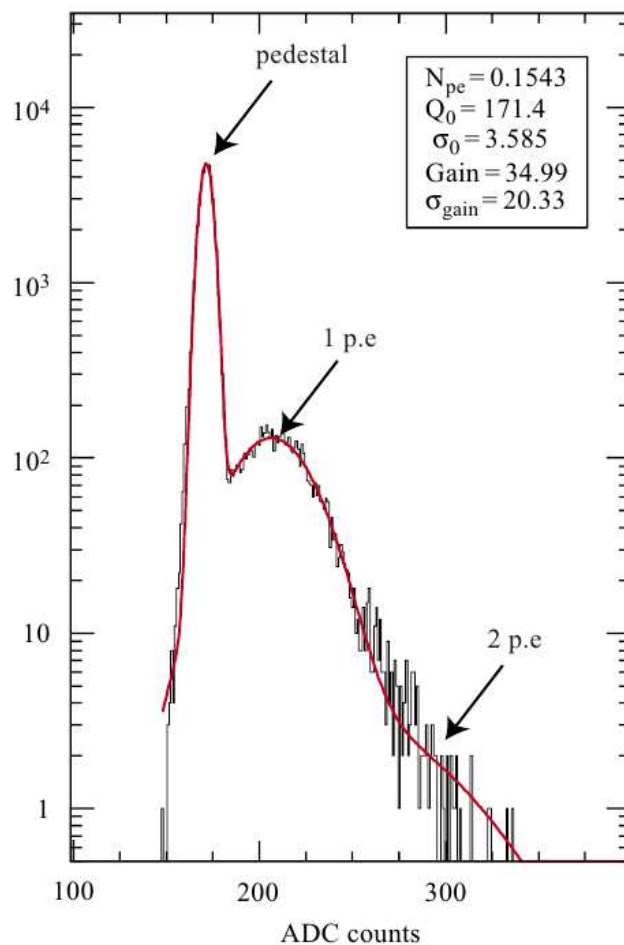


Рис. 2.15: Распределение заряда на одном из каналов ФЭУ, полученное при калибровке в одноэлектронном режиме, с аппроксимированной функцией отклика (2.6) (красная кривая). Единицами измерения по горизонтальной оси являются каналы АЦП. Стрелками указаны положения “пьедестала” и максимумов, соответствующих сигналам от 1 и 2 ф. э.

На Рис. 2.15 приведен пример аппроксимации амплитудного спектра одного из каналов ФЭУ при помощи функции отклика (2.6).

Определение коэффициентов усиления каналов ФЭУ. Параметр Q_1 , определяемый при аппроксимации амплитудного спектра с канала ФЭУ функцией отклика (2.6), соответствует среднему заряду на выходе ФЭУ при захвате 1 ф. э. первым диодом и характеризует таким образом коэффициент усиления, выраженный в каналах аналого-цифрового преобразователя (АЦП). Стандартное отклонение σ_1 в случае OPERA составляло примерно 50% от среднего значения Q_1 для каждого канала.

Процедура светодиодной калибровки проводилась регулярно в течение всего периода набора данных эксперимента. В качестве примера на Рис. 2.16 приведено распределение коэффициентов Q_1 , полученное в марте 2011 г. для всех каналов фотоумножителей ТСЦ. С течением времени среднее значение коэффициентов усиления постепенно увеличивалось по линейному закону со средней скоростью $\approx 2\%/год$ (см. Рис. 2.17), что обусловлено эффектом “тренировки” ФЭУ.

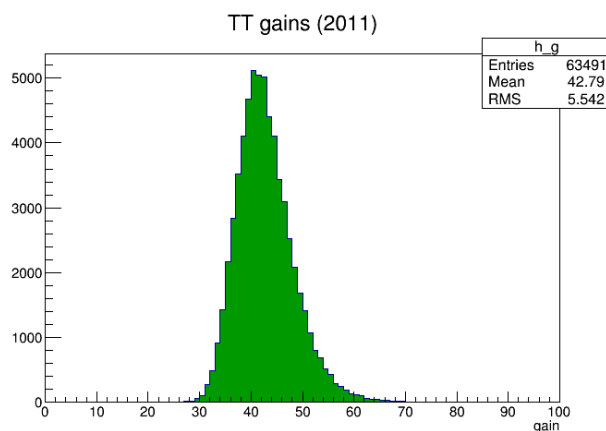


Рис. 2.16: Распределение коэффициентов усиления ФЭУ, измеренных в марте 2011 г.

Найденные значения коэффициентов усиления Q_1 использовались для преобразования амплитуд сигналов от прохождения мюона Q в фотоэлектроны по формуле:

$$A_{\text{ф.э.}} = \frac{Q - Q_0}{Q_1},$$

где Q_0 – положение “пьедестала” ФЭУ.

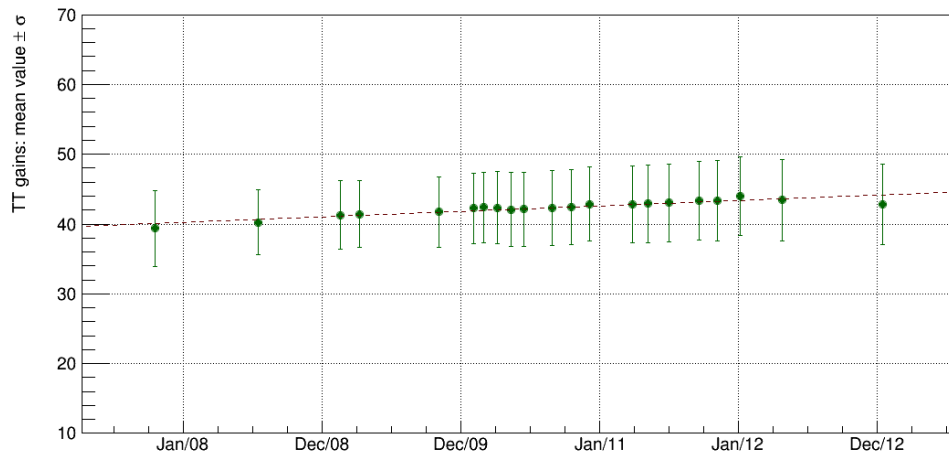


Рис. 2.17: Дрейф среднего значения коэффициентов усиления ФЭУ за время набора данных OPERA. Стандартное отклонение от среднего показано вертикальными линиями.

2.4.2. Калибровка сцинтилляционных стрипов. Перед установкой ТСЦ в детектор все ее модули были прокалиброваны электронами с энергией 1,8 МэВ от β -радиоактивного источника ^{90}Sr , имеющего мощность 10 мКи. Для этой цели каждый модуль ТСЦ после сборки подвешивался на вертикальный стенд, оборудованный двумя компактными магнитными спектрометрами (см. Рис. 2.18), которые могли облучать одновременно два стрипа. При этом регистрировались амплитуды сигналов (A_{left} , A_{right}) с соответствующих каналов фотоумножителей, расположенных по обе стороны модуля (см. Рис. 2.19). Для имитации прохождения через стрип минимально ионизирующей частицы (minimum ionizing particle, MIP), которая при пересечении 1 см пластического сцинтиллятора оставляет в среднем энергию $E_{MIP} = 2,15$ МэВ, значения амплитуд умножались на поправочный коэффициент 1,19.

Облучение стрипов производилось в девяти точках, равномерно распределенных вдоль модуля. Распространяющийся по спектросмещающему волокну свет частично поглощается, поэтому амплитуда сигналов, полученных с обоих концов стрипов (условно, слева и справа) зависит от положения источника вдоль стрипа в момент измерения. Полученные таким образом

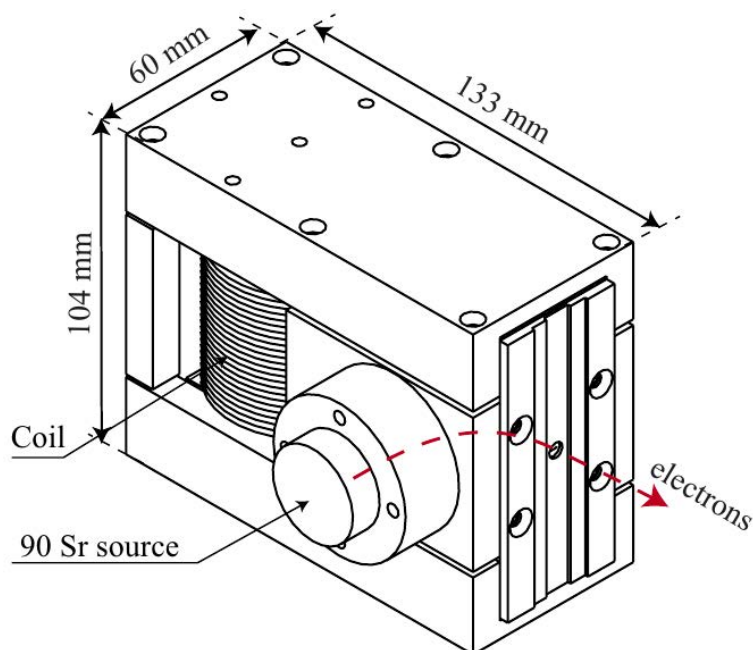


Рис. 2.18: Электронный спектрометр.

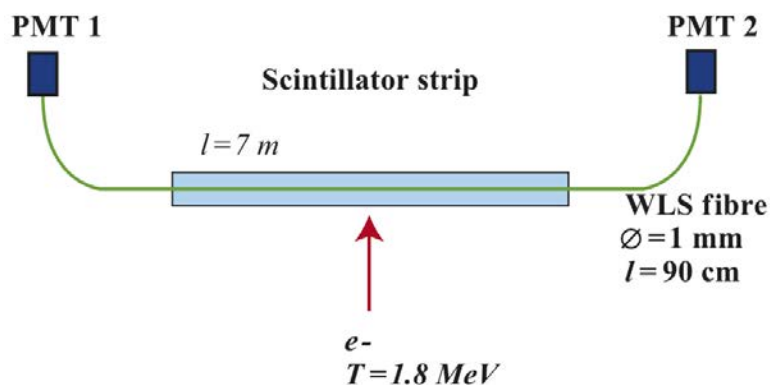


Рис. 2.19: Калибровка стрипов ТСЦ. Фотоны сцинтиляционной вспышки от электрона распространяются вдоль световода и регистрируются двумя фотомножителями: “левым” (PMT 1) и “правым” (PMT 2).

для каждого стрипа амплитудные зависимости были аппроксимированы [88] функцией затухания сигнала, которая представляет собой сумму двух экспонент (см. Рис. 2.20). Первая экспонента отвечает за поглощение фотонов в световоде (“короткое” затухание), вторая — за ослабление потока переизлученных фотонов в результате перерассеяния на неоднородностях и примесях

в волокне (“длинное” затухание):

$$\begin{cases} A_{left} = A_0 \left(\alpha e^{-\frac{\Delta x}{\lambda_s}} + (1 - \alpha) e^{-\frac{\Delta x}{\lambda_l}} \right) \\ A_{right} = \beta A_0 \left(\alpha e^{-\frac{L_0 - \Delta x}{\lambda_s}} + (1 - \alpha) e^{-\frac{L_0 - \Delta x}{\lambda_l}} \right), \end{cases} \quad (2.7)$$

где Δx – длина световода между точкой облучения и левым ФЭУ, где находится начало координат; A_0 – количество фотоэлектронов ФЭУ при $\Delta x = 0$; λ_s и λ_l – характерные длины “короткого” и “длинного” затухания, соответственно; $\alpha \in (0; 1)$ – коэффициент, характеризующий вклад каждой из экспонент в затухание сигнала; β – коэффициент качества, учитывающий возможную разницу оптических контактов на левом и правом ФЭУ; L_0 – длина стрипа.

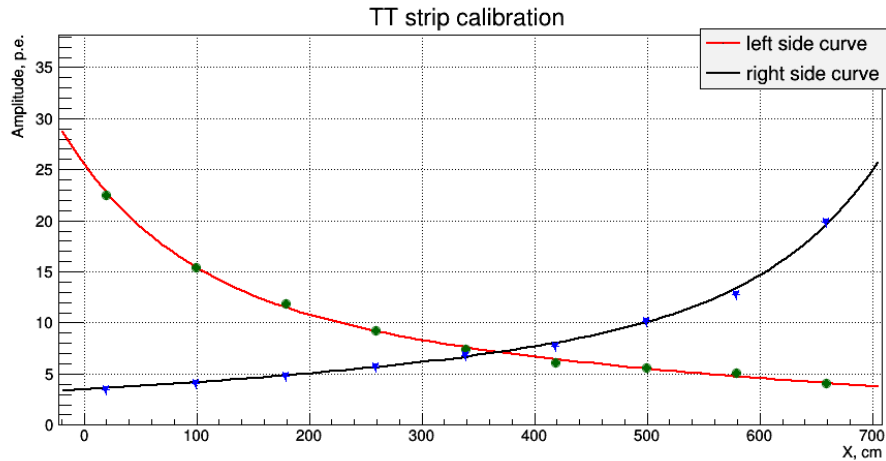


Рис. 2.20: Амплитуда сигнала в одном из сцинтилляционных стрипов в зависимости от расстояния от места прохождения частицы до фотоумножителей, расположенных по обе стороны модуля ТСЦ.

Используя калибровку (2.7), энергию, выделившуюся в стрипе при прохождении через него минимально ионизирующей частицы, можно оценить как

$$E^{rec} = \frac{A^{rec}}{A_0} E_{MIP}, \quad (2.8)$$

где

$$A^{rec} = \frac{1}{2} \left(\frac{A_{left}}{\left(\alpha e^{-\frac{\Delta x}{\lambda_s}} + (1 - \alpha) e^{-\frac{\Delta x}{\lambda_l}} \right)} + \frac{A_{right}}{\beta \left(\alpha e^{-\frac{L_0 - \Delta x}{\lambda_s}} + (1 - \alpha) e^{-\frac{L_0 - \Delta x}{\lambda_l}} \right)} \right). \quad (2.9)$$

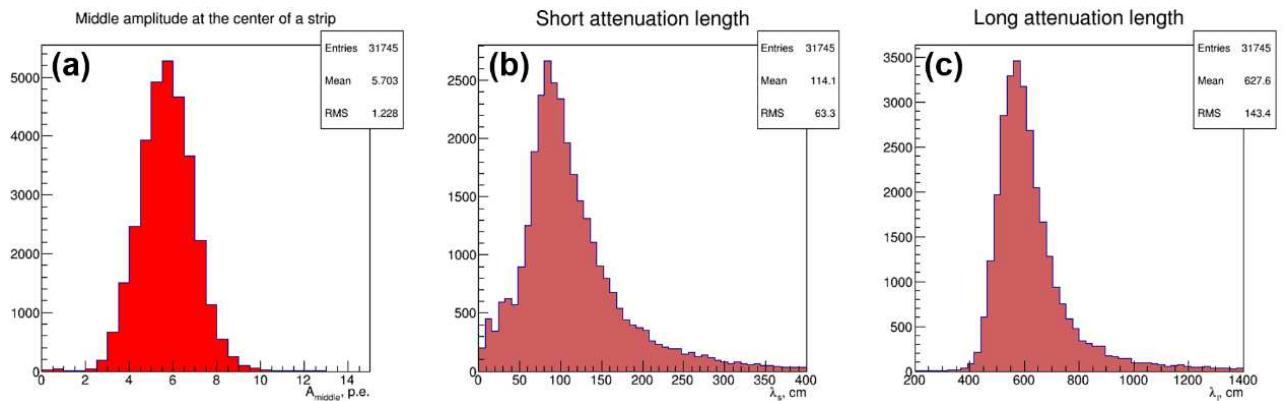


Рис. 2.21: Распределение параметров затухания сцинтилляционных стрипов: (а) среднее количество фотоэлектронов, собираемых с центра стрипа; характерные длины “короткого” (b) и “длинного” (c) затухания.

Качество используемого в OPERA сцинтиллятора можно охарактеризовать средним количеством фотоэлектронов, собираемых с центра стрипа (точки, максимально удаленной от обоих ФЭУ). Как видно из Рис. 2.21, среднее значение этой величины по всем стрипам составило 5,7 ф.э., что значительно выше минимально допустимого значения 4 ф.э., установленного спецификацией в соответствии с требованием эксперимента. На этом же рисунке приведены распределения параметров λ_s и λ_l , средние значения которых составили, соответственно, 1,1 м и 6,3 м.

2.4.3. Мониторирование ТСЦ с помощью мюонов.

Восстановление мюонных треков. Начиная с августа 2006 г. по апрель 2013 г. электронными детекторами OPERA почти непрерывно производился набор данных от космических мюонов. Кроме того, во время сеан-

сов CNGS регистрировались мюоны, рождавшиеся в СС-взаимодействиях ν_μ . Информация о мюонных треках использовалась, в частности, для мониторинга эффективности ТСЦ и стабильности отклика ее элементов. Пример события от космического мюона в детекторе OPERA представлен на Рис. 2.22.

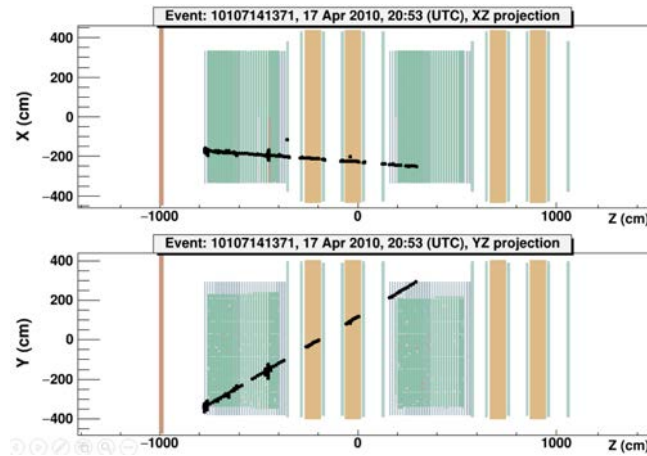


Рис. 2.22: Пример события от космического мюона в детекторе OPERA.

Для выполнения задачи по мониторингованию ТСЦ автором диссертации проводилось восстановление прямолинейных мюонных треков с помощью преобразования Хафа (см. 3.1.2.) в двух независимых проекциях: горизонтальной (XZ) и вертикальной (YZ). После этого сигналы в ТСЦ от мюонов объединялись в 3D-трек, определяемый уравнениями $x = A_x z + B_x$ и $y = A_y z + B_y$.

За весь период наблюдения было реконструировано свыше миллиона 3D-треков. Их угловое распределение в вертикальной и горизонтальной проекциях приведено на Рис. 2.23.

Мониторирование эффективности ТСЦ. Эффективность отдельного модуля ТСЦ определялась как отношение количества случаев, когда проходивший через модуль мюон оставлял в нем сигнал, превышающий пороговое значение, к ожидаемому количеству всех сигналов от мюонных треков, которые пересекали данный модуль за рассматриваемый период времени. При наборе данных сигналы с двух сторон модуля регистрировались независимо.

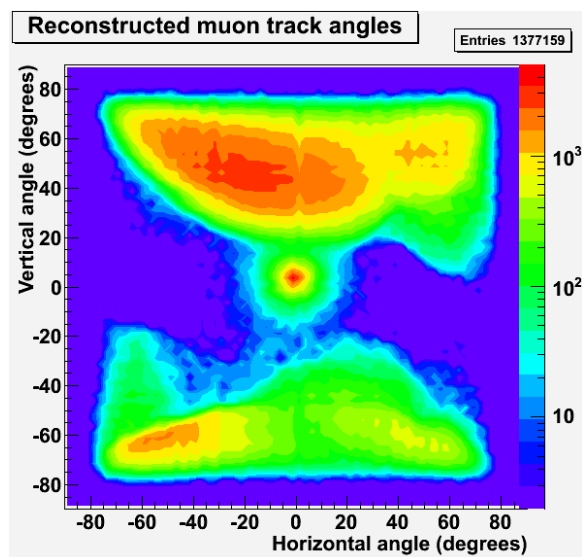


Рис. 2.23: Угловое распределение восстановленных в ТСЦ мюонных треков в горизонтальной и вертикальной плоскостях. Область в центре рисунка соответствует трекам в событиях от пучка CNGS, имеющим среднее направление около $3,4^\circ$ в вертикальной проекции.

При последующем анализе можно рассматривать два режима регистрации сигналов: режим 'OR' – когда сигнал выше порогового имелся по крайней мере с одного конца световода, и режим 'AND' – когда требовалось наличие сигналов с обоих концов. Для примера, на Рис. 2.24 приведено распределение эффективности модулей ТСЦ в режиме 'OR' (для порога 0,3 ф. э.) полученное по данным, набранным за один месяц.

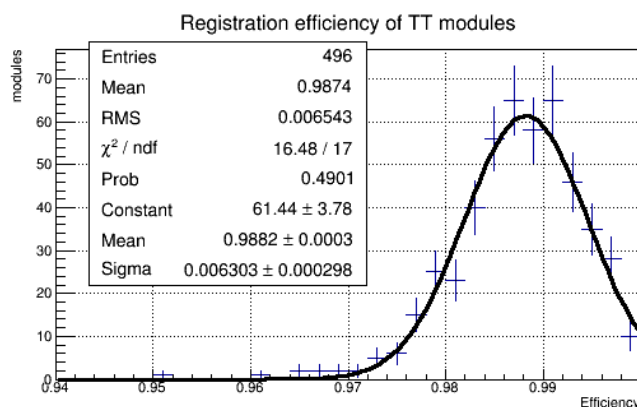


Рис. 2.24: Эффективность модулей ТСЦ в режиме 'OR' для порога 0,3 ф. э. (по данным, набранным за один месяц).

На Рис. 2.25 слева представлены графики эволюции среднего значения

эффективности всех модулей ТСЦ для режимов 'OR' и 'AND' для трех значений порога за весь период наблюдения. На том же рисунке справа приведены аналогичные графики, полученные без учета тех модулей, которые в соответствующий промежуток времени находились в нерабочем состоянии (например, по причине замены или отключения ФЭУ, деактивации сенсоров модуля системой сбора данных и т.п.). Отсутствие точек на графиках соответствует периодам отключения системы сбора данных, а видимые колебания эффективности вызваны влиянием поля от магнитов мюонных спектрометров (магнитная система детектора активировалась на время сеансов работы пучка CNGS).

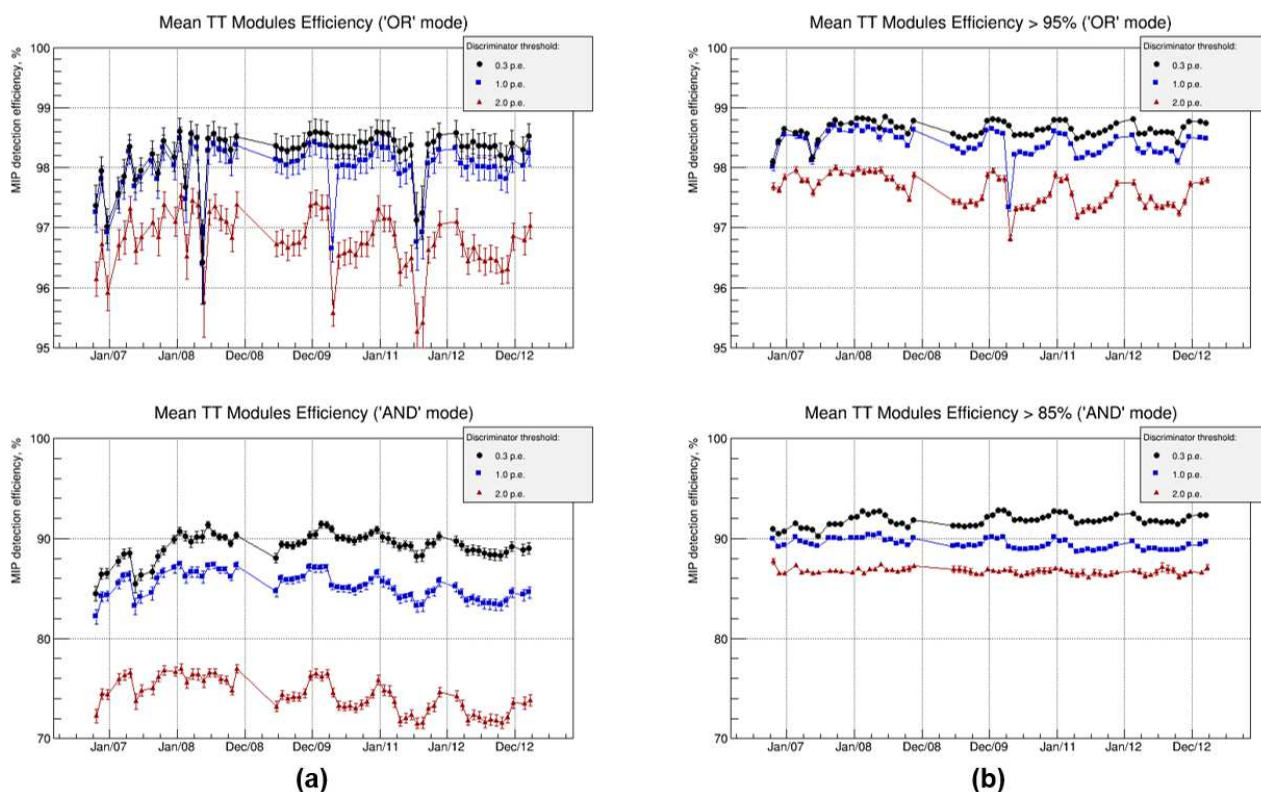


Рис. 2.25: Эволюция среднего значения эффективности модулей ТСЦ за весь период наблюдения: (a) для всех модулей, (b) только для модулей с эффективностью выше 95% (для режима 'OR') или выше 85% (для режима 'AND').

Мониторирование стабильности отклика ТСЦ. Изучение стабильности световыхода пластического сцинтиллятора, используемого в OPERA, про-

водилось автором путем наблюдения за изменением с течением времени амплитуды отклика ТСЦ при прохождении мюонов. Для этой цели зарегистрированные сигналы от мюона корректировались на затухание при распространении в световоде и нормировались на длину пробега мюона в стрипе, используя измерявшийся угол наклона мюонного трека к плоскости стенок ТСЦ.

Поправка на затухание сигналов осуществлялась в соответствии с формулой (2.9). При этом изначально неизвестное расстояние, проходимое светом от точки пересечения мюоном данного стрипа до соответствующего фотомножителя Δx , определялось по пространственным параметрам восстановленного 3D-трека.

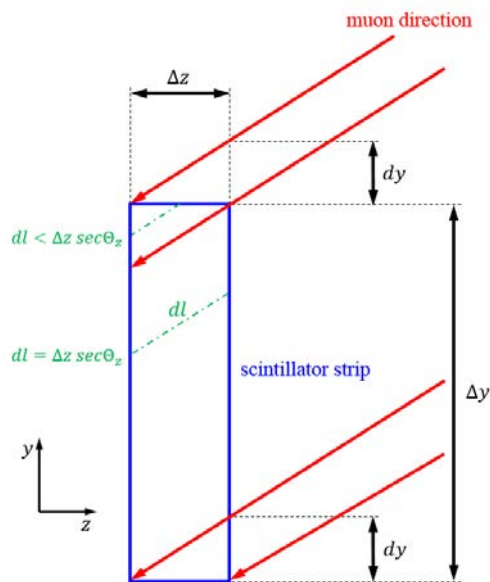


Рис. 2.26: Длина пути мюона в стрипе конечных размеров определяется наклоном трека и точкой вхождения мюона в стрип. (Ось X проходит перпендикулярно к плоскости рисунка.)

Чем меньший угол имел мюонный трек по отношению к плоскости сцинтилляционных стрипов, тем больший путь проходил мюон внутри сцинтиллятора. При нулевом значении порога для регистрируемых сигналов, а также при идеальной идентификации всех соседних стрипов, через которые прошел данный мюон, можно было бы рассчитывать поправку для амплитуд сигналов только по углу мюонного трека, а затем использовать суммарный результат.

В противном случае можно было ограничиться использованием амплитуды только для одного стрипа, но тогда нужно было делать поправку не только на угол трека, но и на ограниченные пространственные размеры стрипа, чтобы учесть случаи вхождения мюона в стрип через его боковые стенки (см. Рис. 2.26). Формула расчета средней длины пути мюона в стрипе $\langle dl \rangle_{xy}$ имела следующий вид ([89]):

$$\langle dl \rangle_{xy} = \frac{\sec \Theta_z}{A_x/\Delta x + A_y/\Delta y + 1/\Delta z},$$

где $\Delta x = 6,86$ м, $\Delta y = 26,3$ мм и $\Delta z = 10,6$ мм, – соответственно, длина, ширина и толщина сцинтилляционного стрипа, A_x (A_y) – тангенс угла наклона мюонного трека в горизонтальной (вертикальной) плоскости, а Θ_z – пространственный угол между направлением мюонного трека и осью Z , перпендикулярной к плоскости сцинтилляционных стрипов.

Как было сказано в начале раздела 2.4.3., детектором OPERA зарегистрировались два класса мюонов, отличавшихся энергией и угловым диапазоном:

- 1) мюоны, инициированные нейтринным пучком CNGS, со средней энергией ≈ 15 ГэВ. Их направление в основном было сосредоточено в диапазоне малых углов относительно распространения пучка CNGS (см. Рис. 2.23):

$$|\arctg A_x| < 15^\circ \quad \text{и} \quad |\arctg A_y - 3,4^\circ| < 15^\circ.$$

- 2) Космические мюоны, средняя энергия которых, усредненная по всем углам в подземной лаборатории LNGS, составляла ≈ 270 ГэВ [90].

На Рис. 2.27 приведены результаты последовательного применения вышеописанных поправок для амплитуд сигналов от мюонов, накопленных за период наблюдений, равный 30 дням (во время одного из сеансов CNGS).

На Рис. 2.28 представлены графики эволюции наиболее вероятного значения распределений амплитуд сигналов, полученных за весь период наблюдения отдельно для вертикальной и горизонтальной проекций и двух рассмат-

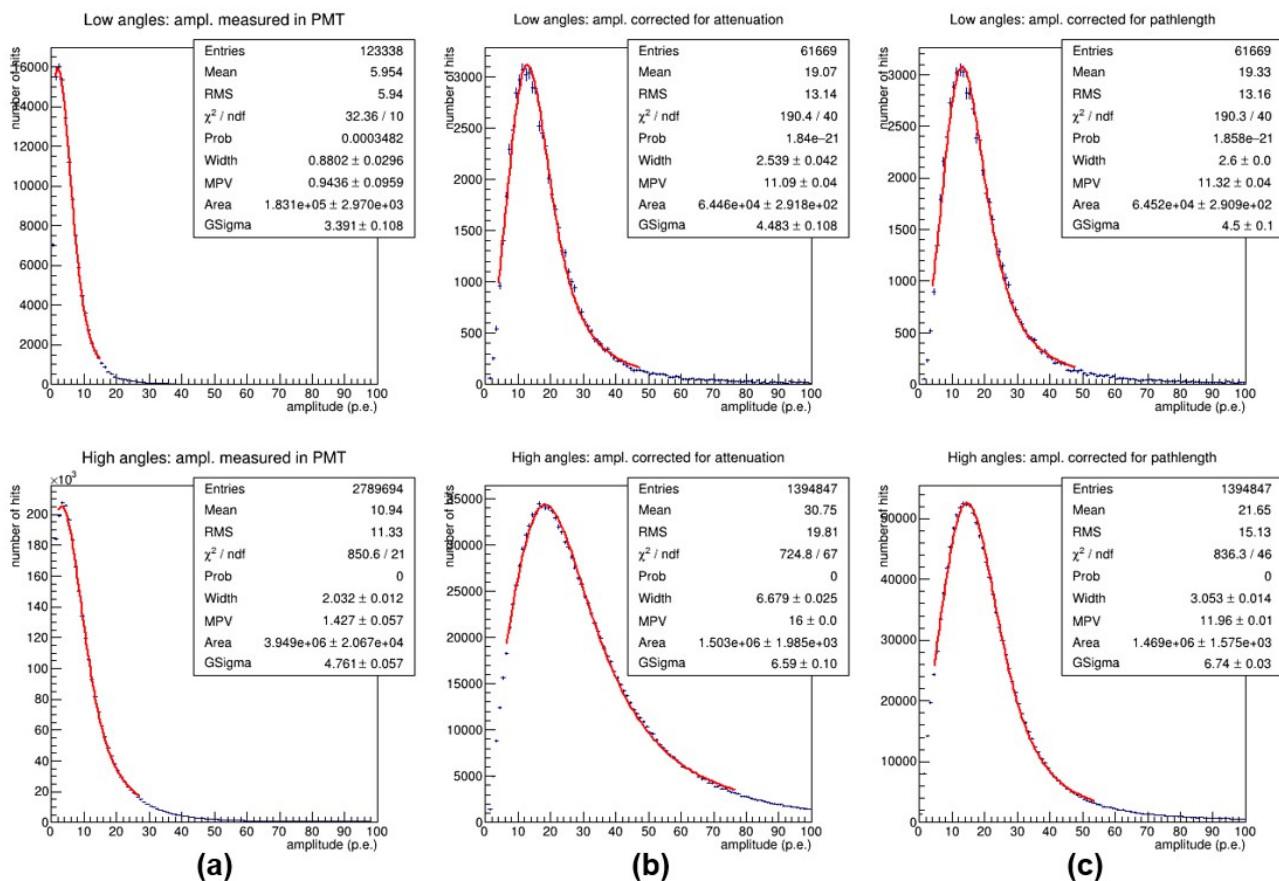


Рис. 2.27: Последовательные этапы учета поправок амплитуды сигналов от мюонов. Амплитуда (a) первичных сигналов с ФЭУ, (b) – после корректировки на затухание в световоде, (c) – после корректировки на среднюю длину пути пробега мюона в стрипе. Распределения в верхнем и нижнем ряду получены, соответственно, для первого и второго классов мюонов. Для аппроксимации данных использовались функции свертки гауссова распределения с распределением Ландау.

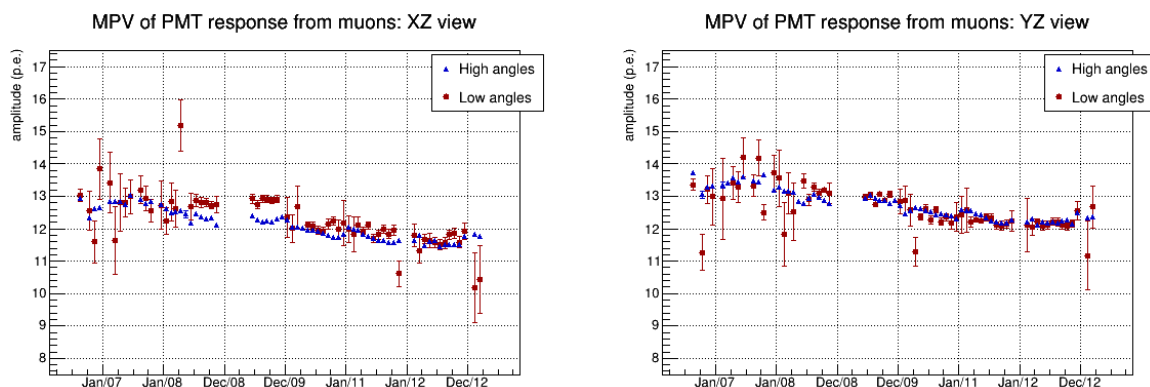


Рис. 2.28: Зависимость от времени наиболее вероятного (MPV) значения амплитуд сигналов от мюонов для двух проекций и двух классов мюонов.

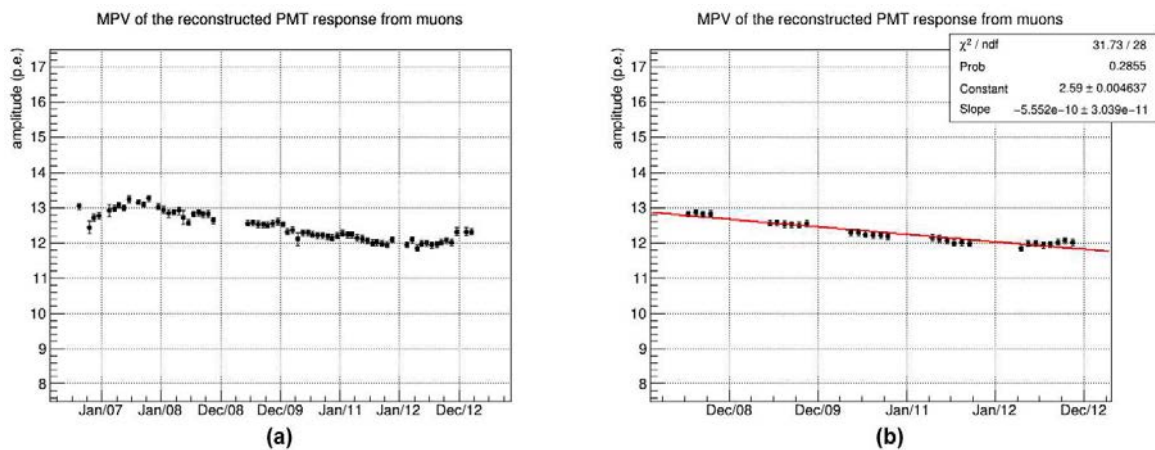


Рис. 2.29: Зависимость от времени наиболее вероятного значения амплитуд сигналов от мюонов, усредненного по всему угловому диапазону в обеих проекциях: (a) – данные за весь период наблюдения, (b) – данные за периоды 5 сеансов CNGS, аппроксимированные экспоненциальной функцией (2.10).

риваемых классов мюонов. Для амплитуд сигналов от мюонов из диапазона малых углов вводилась дополнительная поправка на $\sim 10\%$, учитывающая разницу dE/dx , определяемую средними энергиями двух рассматриваемых классов мюонов. На Рис. 2.29 (a) представлен график эволюции наиболее вероятного значения, усредненного по всему угловому диапазону в обеих проекциях. Здесь, так же как и при мониторинговании эффективности ТСЦ, наблюдалось небольшое влияние поля от магнитов спектрометров, включаемых на время работы пучка CNGS. По этой причине, для оценки скорости изменения отклика ТСЦ были использованы только данные, набранные во время пяти сеансов CNGS, с 2008 по 2012 гг. (Рис. 2.29, (b)). Для их аппроксимации использовалась экспоненциальная зависимость:

$$R(t) = \exp(p_0 - p_1 t). \quad (2.10)$$

Найденные значения параметров функции (2.10), соответствуют амплитуде отклика ТСЦ в начальный период наблюдений (август 2006 г.) $R_0 \equiv e^{p_0} = (13,2 \pm 0,1)$ ф.э. и характеристике изменения отклика ТСЦ $\alpha_R \equiv (1 - e^{-p_1 t}) \cdot 100\%/год = (1,7 \pm 0,2)\%/год$.

Таким образом, проводимое на протяжении всего эксперимента (с 2006 по 2012 гг.) мониторинг сигналов и эффективности работы ТСЦ позволило не только контролировать работу установки, но и изучить изменение характеристик сцинтилляционного детектора со временем. Измеренное значение параметра $\alpha_R = (1,7 \pm 0,2)\%/год$, характеризующего изменение световыхода сцинтиллятора со временем, соответствует оценкам производителя пластического сцинтиллятора, полученным косвенными методами: $20\%/11,9 \text{ лет} = 1,68\%/год$ [85].

2.5. Схема анализа событий эксперимента

Формирование события в системе сбора данных. Система сбора данных в эксперименте OPERA с высокой эффективностью регистрировала все случаи значимой активности в ЭД. При этом порог чувствительности на уровне каждого отдельного сенсора детектора был подобран оптимально для подавления шума и наводок электроники. Каждый сигнал получал отметку Всемирного координированного времени (UTC) с периодом дискретизации 10 нс при помощи главного тактового генератора OPERA, синхронизированного с локальным приемником GPS (более подробное описание приведено в разделе 4.2.). Условием срабатывания триггера являлось наличие сигналов в нескольких последовательных плоскостях ТСЦ или большое энерговыделение в одной плоскости. После этого все сигналы, имевшие близкую временную отметку в пределах 3 мкс, формировали отдельное событие. Эффективность такой процедуры регистрации события, по оценкам, сделанным методом Монте-Карло, составляла $> 99\%$. Даже в наиболее трудном случае квазиупругих взаимодействий ν_τ и моды распада $\tau \rightarrow e$ она превышала 95% [91].

Синхронизация детектора с пучком CNGS. Синхронизация работы детектора OPERA с ускорителем SPS также осуществлялась с помощью системы

глобального позиционирования.

Отбор событий, относящихся к пучку CNGS, производился автономной программой, которая вычитала из времени регистрации события T_{OPERA} время пролета нейтрино от места рождения до детектора T_{flight} , а также общее время задержек в различных элементах систем управления и передачи сигналов в системе CERN–LNGS T_{delay} (подробное описание всех задержек приведено в разделе 4.2.), и сравнивала полученное значение с временем начала соответствующего протонного импульса T_{SPS} . С пучком CNGS ассоциировались только такие события, у которых разница $\Delta T = |T_{OPERA} - (T_{flight} + T_{delay} + T_{SPS})|$ не превышала 20 мкс.

Погрешность стандартной синхронизации CNGS–OPERA (см. 2.2.1.) с учетом всех калибровок составляла около 100 нс. После установки в 2008 г. дополнительного прецизионного оборудования и проведения более тщательных калибровок, а также включения специального режима функционирования GPS, точность синхронизации была существенно повышена, что было использовано при измерении скорости нейтрино (см. Гл.4).

В дополнение к условиям триггера для подавления фоновых событий производился учет корреляции с временем пучка. События, не скоррелированные по времени с пучком нейтрино, были в основном связаны с взаимодействием космического излучения, фоновой радиоактивностью и шумами детекторов. мюонная компонента космического излучения использовалась для мониторинга и калибровки детекторов, а также для исследований космического излучения напрямую не связанных с задачей поиска осцилляций (в частности, для измерения зарядового отношения мюонов $R_\mu = N_{\mu^+}/N_{\mu^-}$ в области ТэВ-ных энергий [12]).

Классификация событий по топологии в ЭД. После установления принадлежности события временному интервалу прохождения нейтринного пучка через установку, специальный алгоритм [92] анализировал местоположение

начала события в детекторе, чтобы определить, содержится ли вершина взаимодействия нейтрино в эффективной области мишени. По результатам этого анализа события распределялись по следующим категориям:

1. **“front muon”/“side muon”** – событие содержит лишь трек мюона, вошедшего со стороны передней/боковой части детектора;
2. **“spectro”** – вершина события расположена внутри магнитного спектрометра;
3. **“contained”** – вершина события расположена внутри мишени.

Только события из последней категории участвовали в последующем анализе. При этом, в зависимости от результата процедуры идентификации мюона (либо по суммарному количеству сработавших плоскостей ТСЦ и РПК, либо по длинному изолированному треку), событие предварительно ассоциировалось с взаимодействием по каналу заряженного или нейтрального тока.

Идентификация блока с вершиной взаимодействия. Следующей важной задачей являлась идентификация блока мишени, содержащего вершину взаимодействия нейтрино, при помощи ЭД – так называемая процедура Brick Finding (BF) [88]. От эффективности этой процедуры зависел объем анализируемой информации в фотоэмульсии (наиболее трудоемкая часть обработки данных в эксперименте), а также скорость сокращения массы мишени детектора (после анализа ЕСС извлеченные блоки не возвращались обратно и не заменялись новыми).

Подробному описанию процедуры BF посвящена Гл.3. В результате работы этой процедуры определялась карта вероятности нахождения вершины в блоках мишени вблизи от начала события, а также предсказывалась область эмульсии для поиска следов частиц от события нейтринного взаимодействия.

Извлечение блоков для анализа фотоэмульсии. Извлечение из детектора блоков ЕСС для последующего анализа производилось в автономном

режиме при помощи автоматизированной системы манипулирования блоками (BMS). На каждый извлекаемый блок прежде всего с помощью коллимированного источника рентгеновского излучения наносились метки с задней стороны для привязки положения последней (57-й) внутренней эмульсионной пленки к положению внешней пары пленок CSd, которая затем отделялась для проявки и анализа. Затем блоки помещались в специальное низкофонное хранилище, защищенное от низкоэнергетической радиации бетоном 5-сантиметровыми железными стенками, до получения результатов анализа CSd.

Анализ внешней пары эмульсионных пленок. Внешняя пара эмульсионных пленок использовалась для подтверждения правильности выбора блока мишени путем проверки наличия следов частиц, соответствующих трекам в ЭД [93, 94]. Особенно это было полезно, когда предсказанное положение вершины находилось близко к краю блока и вероятность обнаружения в нем вершины не сильно отличалась для нескольких соседних блоков.

Снятые с задней стенки блока пленки CSd проявлялись под землей, а затем доставлялись в наземную лабораторию для анализа с помощью автоматических сканирующих микроскопов [95, 96]. Если в результате этого анализа в эмульсии обнаруживались сегменты трека, совпадающего с мюонным (или изолированным в обеих проекциях) треком из ЭД, или сегменты нескольких треков, сходящихся в одну вершину, то анализировался и соответствующий блок ЕСС. В случае же отрицательного результата анализа CSd, блок возвращался в детектор с новой внешней парой пленок, а для извлечения запрашивался следующий блок (с учетом уже имеющейся карты вероятностей, а также дополнительной информации о треках, найденных в эмульсии).

Таким образом, предварительный анализ CSd позволял повысить эффективность идентификации блоков с вершиной события, что замедляло сокращение массы мишени и сокращало излишнее расходование блоков ЕСС и допол-

нительные затраты времени на их анализ, при этом существенно ускоряя поиск области взаимодействия нейтрино внутри тех блоков, которые действительно содержали вершину события.

Калибровка геометрии блока ЕСС. Перед тем как разобрать блок ЕСС, на его боковые стороны с помощью рентгена наносились метки в виде линий, которые связывали между собой положения эмульсионных пленок в блоке с точностью ~ 10 мкм. Затем блок упаковывался в специальный кожух, предохранявший его от встряхивания и перекосов, и доставлялся на поверхность, во внешнюю лабораторию. Следующим шагом взаимокалибровки пленок являлось облучение блока космическими лучами в отсеке, защищенном сверху 40-сантиметровой железной плитой. Плита поглощала мягкую радиацию, возникавшую из-за взаимодействия электронов и нейтронов, и пропускала только высокоэнергетичные мюоны, оставлявшие в фотоэмульсии прямые треки, которые затем использовались для взаимного микронного позиционирования пленок. Для экспозиции, которая длилась 24 часа, блоки разворачивались таким образом, чтобы эмульсионные пленки располагались горизонтально.

После вышеописанной процедуры блок разбирался, его эмульсионные пленки отправлялись на проявку, а затем отсылались в одну из специализированных сканирующих лабораторий Европы или Японии.

Анализ события в блоке ЕСС. Для поиска вершины взаимодействия нейтрино в пленках ЕСС производилось прослеживание треков по целеуказанию от CSd в направлении, обратном к распространению пучка. Каждый трек прослеживался до тех пор, пока его продолжение обнаруживалось не далее, чем в трех последовательных пленках от последнего найденного сегмента. Прерывание трека могло быть обусловлено либо наличием первичной вершины события, либо точкой распада короткоживущей частицы (без учета явных дефектов эмульсии или граничных эффектов).

Если все прослеживавшиеся треки выходили за пределы исследуемого блока, то для анализа запрашивался следующий блок, который находился в направлении их следования. В противном случае запускалась процедура сканирования области эмульсии площадью 1 см^2 в 10–15 пленках, окружавших место остановки треков, с целью полностью охватить весь район возможных взаимодействий вблизи искомой вершины события (см. Рис. 2.30).

подавляющее большинство сегментов треков, обнаруживавшихся в процессе сканирования указанного района, не связывалось в длинные треки и поэтому не участвовало в дальнейшем анализе. Также из рассмотрения исключались треки, проходившие исследуемый объем насквозь (в основном это следы космических мюонов, использовавшиеся только для прецизионного взаимного позиционирования пленок ЕСС).

Оставшиеся треки передавались алгоритму реконструкции вершины [97], который был настроен также на распознавание топологии распада короткоживущих частиц (тау-лептона или очарованных адронов).

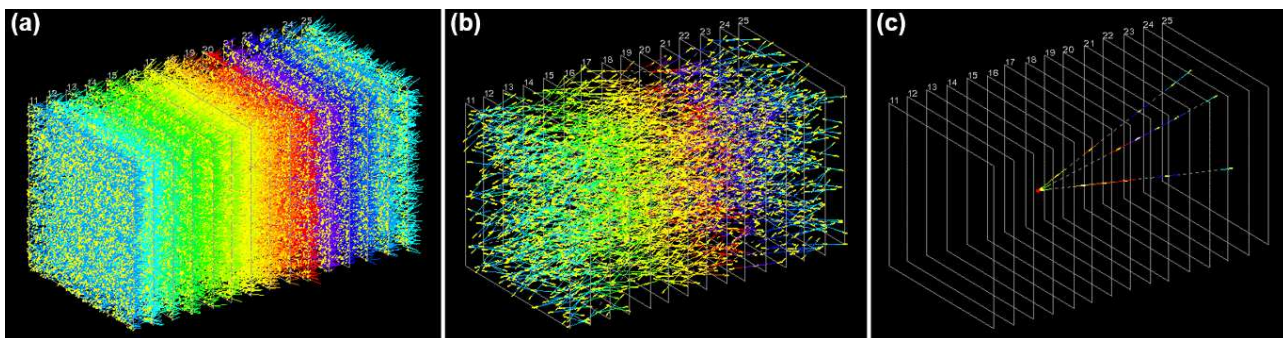


Рис. 2.30: Три этапа реконструкции нейтринного события: (а) поиск всех возможных сегментов треков вблизи вершины взаимодействия, (б) реконструкция длинных треков, (с) выделение треков, сходящихся к одной вершине.

Дальнейший анализ события заключался в прослеживании уже найденных и поиске дополнительных треков, указывавших на первичную вершину, в направлении распространения пучка, изучении их топологии (т.е. проверка на наличие вилок или изломов) и измерении импульсов участвовавших

во взаимодействии частиц.

2.6. Типы нейтринных событий

2.6.1. Топология сигнальных событий. Признаком появления тау-нейтрино в пучке CNGS, возникших в результате осцилляций $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$, являются их взаимодействия с веществом детектора по каналу заряженного тока: $\nu_\tau N \rightarrow \tau^- X$. Образовавшиеся при этом короткоживущие тау-лептоны идентифицируются по характерной топологии их распада. В Таб. 2.1 приведены моды распада τ , изучаемые в OPERA, а также их относительные вероятности.

Таблица 2.1: Каналы распада τ -лептона, изучаемые в OPERA.

Мода распада	Доля вероятности
$\tau^- \rightarrow e^- \nu_\tau \bar{\nu}_e$	17,8%
$\tau^- \rightarrow \mu^- \nu_\tau \bar{\nu}_\mu$	17,7%
$\tau^- \rightarrow h^- \nu_\tau (n\pi^0)$	49,5%
$\tau^- \rightarrow h^- h^- h^+ \nu_\tau (n\pi^0)$	15,0%

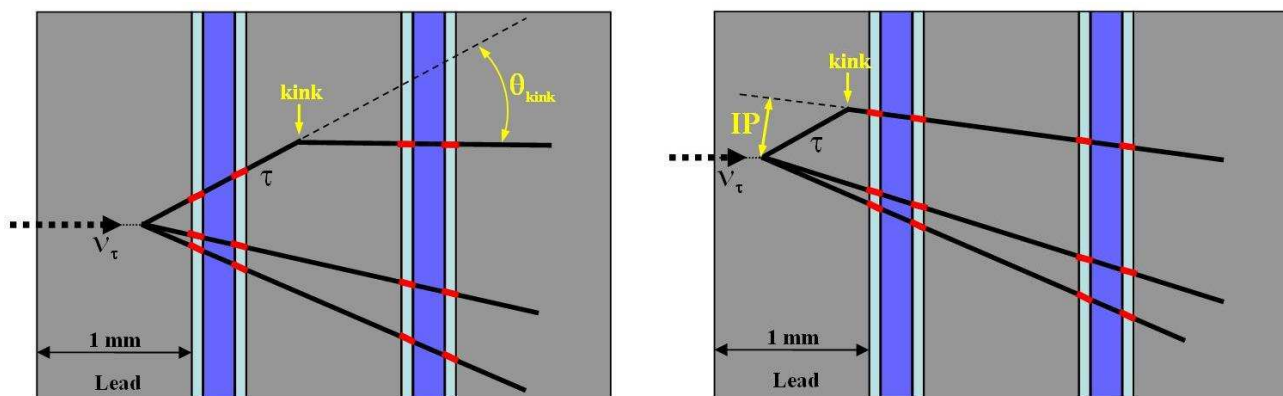


Рис. 2.31: “Длинный” (слева) и “короткий” (справа) распад тау-лептона.

Судить о наличии тау-лептона можно по излому одного из треков, выходящих из первичной вершины взаимодействия нейтрино. Для области энергий CNGS длина пробега τ имеет приблизительно экспоненциальное распре-

ление со средним значением 600 мкм. Методологически распады тау-лептона подразделяются на “короткие” и “длинные” (см. Рис. 2.31). “Коротким” считается распад произошедший в той же свинцовой пластине, в которой содержится первичное взаимодействие, длинный – в одной из следующих пластин. В первом случае идентификация ν_τ -события производится по прицельному параметру (IP) дочернего трека относительно первичной вершины. Более 95% треков во взаимодействиях ν_μ без рождения очарованных частиц имеют значение $IP < 10$ мкм (большинство значений $IP > 10$ мкм возникали в результате многократного рассеяния низкоэнергетичных адронов в свинце блока ЕСС). Длинный распад характеризуется углом излома трека θ_{kink} , лежащим в пределах от 20 до 500 мрад.

2.6.2. Основные источники фона. Наиболее значимыми источниками фона при регистрации тау-нейтрино в OPERA являются процессы с образованием очарованных мезонов (имеющих тот же порядок массы и времени жизни, что и тау-лептон) в реакциях взаимодействия ν_μ по каналам заряженного и нейтрального токов: $\nu_\mu N \rightarrow c\mu X$, $\nu_\mu N \rightarrow c\bar{c}\mu X$ и $\nu_\mu N \rightarrow c\bar{c}\nu_\mu X$. В случае, если трек от мюона (или от парного очарованного адрона) из первичной вершины по какой-то причине не регистрируется, топология события становится неотличимой от топологии распада τ . В то же время наблюдение распадов очарованных частиц в детекторе OPERA является важным для контроля эффективности регистрации тау-лептона и настройки алгоритмов топологического анализа событий.

Другим процессом, который может спровоцировать ложную регистрацию тау-нейтрино, являются события СС-взаимодействия ν_μ , в которых мюон испытывает рассеяние на большой угол в свинцовой пластине, следующей за пластиной с первичной вершиной. Вероятность такого рассеяния оценивается на основе моделирования и экстраполяции измерений, выполненных в других экспериментах. В настоящее время проводятся дополнительные ис-

следования с использованием данных облучения блоков ЕСС тестовым пучком мюонов.

Процесс вторичного взаимодействия адронов в свинцовых пластинах ЕСС также может привести к имитации “сигнальной” топологии у NC-событий ν_μ (или даже у CC-событий, в которых не был идентифицирован мюон). Для проверки используемой модели неупругого рассеяния адронов был проведен поиск случаев рассеяния для адронных треков в некоторых отсканированных событиях. Кроме того, аналогичный анализ был выполнен для нескольких блоков ЕСС, специально облученных пучком заряженных пионов.

2.7. Современный статус эксперимента

За пять лет набора данных (с 2008 по 2012 гг.) в OPERA было зарегистрировано около 17 000 событий взаимодействия нейтрино, произошедших в чувствительном объеме детектора. Суммарная экспозиция составила $1,80 \times 10^{20}$ pot при изначально предполагавшемся значении $2,25 \times 10^{20}$ pot. Таким образом, к концу работы ускорительного комплекса CNGS было набрано $\approx 80\%$ от запланированного объема экспериментального материала.

Таблица 2.2: Статистика полностью проанализированных к середине 2015 г. событий OPERA с восстановленным (1μ) и не восстановленным (0μ) мюонным треком.

Выборка событий	2008	2009	2010	2011	2012	Все годы
0μ :	149	253	268	270	204	1144
1μ ($p_\mu < 15$ ГэВ/с):	542	1020	968	966	768	4264
Объединенная выборка:	691	1273	1236	1236	972	5408

В Таб. 2.2 приведены данные на середину 2015 г. по количеству полностью обработанных событий для каждого сеанса CNGS с 2008 по 2012 гг. Анализ выборки 2008–2009 завершен. В ней было обнаружено одно событие-кандидат [98], произошедшее по каналу $\tau \rightarrow h$ (см. Рис. 2.32). В вы-

борке 2010–2012 на данный момент идентифицировано четыре события-кандидата [99–102]. Для всей обработанной выборки среднее ожидаемое число событий-кандидатов на взаимодействие тау-нейтрино составляет $2,64 \pm 0,53$ при количестве фоновых событий – $0,25 \pm 0,05$ (см. Таб. 2.3).

Таблица 2.3: Статистика обнаруженных к середине 2015 г. событий-кандидатов на взаимодействие ν_τ (для проанализированной выборки).

Мода распада	Ожидаемый сигнал¹	Наблюдаемый сигнал	Ожидаемый фон
$\tau \rightarrow 1h$	$0,52 \pm 0,10$	3	$0,04 \pm 0,01$
$\tau \rightarrow 3h$	$0,73 \pm 0,14$	1	$0,17 \pm 0,03$
$\tau \rightarrow \mu$	$0,61 \pm 0,12$	1	$0,004 \pm 0,001$
$\tau \rightarrow e$	$0,78 \pm 0,16$	0	$0,03 \pm 0,01$
Все	$2,64 \pm 0,53$	5	$0,25 \pm 0,05$

Вероятность регистрации пяти событий-кандидатов на взаимодействие ν_τ из-за статистической флуктуации фона находится на уровне $1,1 \times 10^{-7}$, что соответствует статистической значимости наблюдения появления тау-нейтрино в пучке ν_μ в результате осцилляций, равной 5,1 стандартного отклонения.

¹В предположении полного смешивания и $\Delta m_{32}^2 = 2,44 \times 10^{-3} \text{ эВ}^2$.

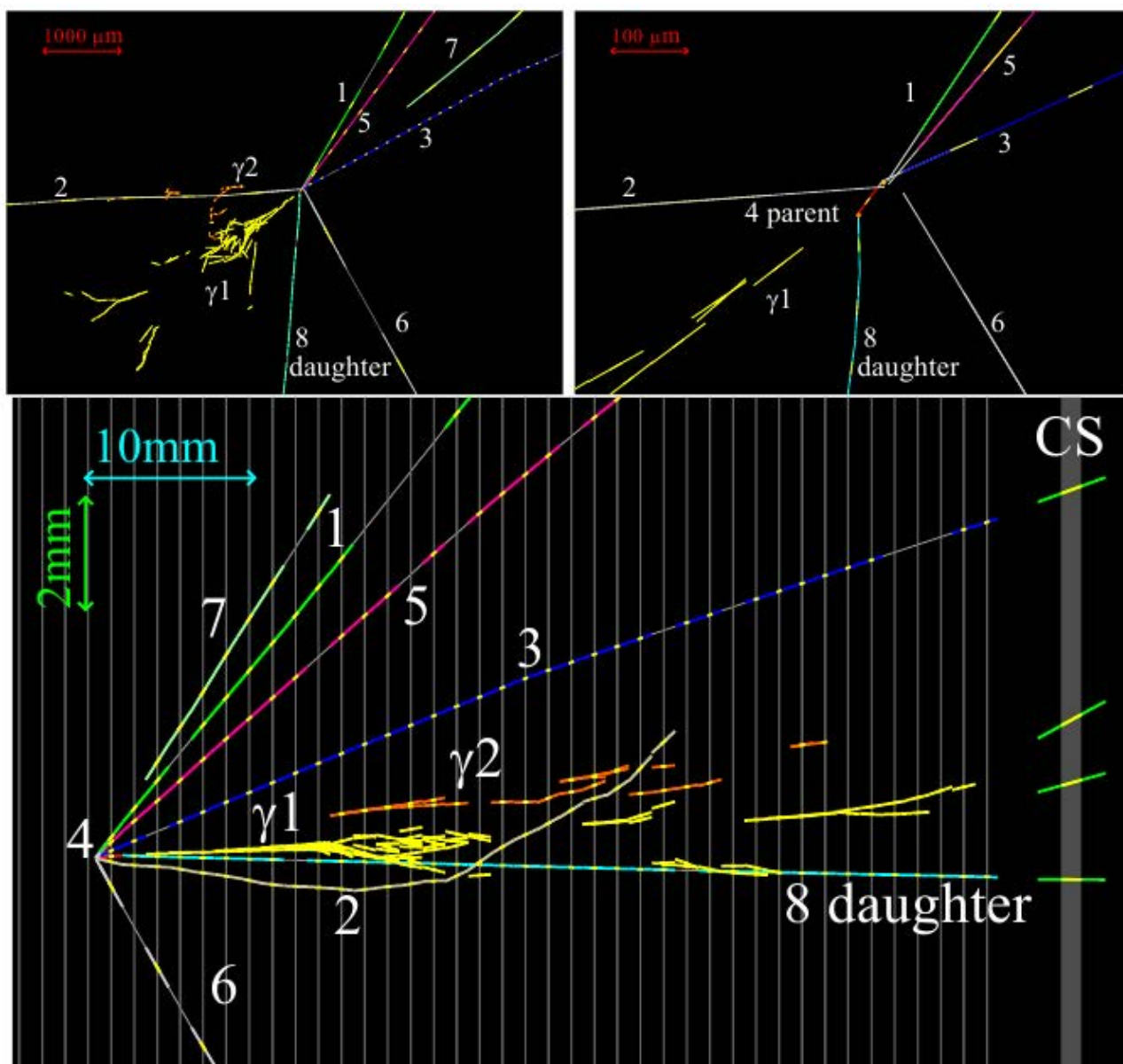


Рис. 2.32: Общий вид первого события-кандидата OPERA, восстановленного в эмульсионных слоях ЕСС (которые обозначены тонкими вертикальными линиями). Вверху слева и справа в двух разных масштабах изображена область вершины события в плоскости, перпендикулярной направлению прихода нейтрино; внизу – в параллельной плоскости (с меньшим увеличением). Видны треки пяти адронов (1–3, 5, 6) и короткий след кандидата на “длинный” распад тау-лептона (4), исходящие из первичной вершины. Два ливня от гамма-квантов (γ_1 и γ_2), а также адрон (8) являются продуктами распада короткоживущей частицы. Трек (7) возник в результате взаимодействия нейтральной частицы в свинце ЕСС-блока.

ГЛАВА 3

ИДЕНТИФИКАЦИЯ БЛОКОВ МИШЕНИ, СОДЕРЖАЩИХ ВЕРШИНУ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НЕЙТРИНО

3.1. Процедура идентификации блоков с вершиной события.

Как было сказано в разделе 2.5., анализ каждого события взаимодействия нейтрино в эксперименте OPERA включал в себя два основных этапа: определение местоположения блока мишени, в котором находится вершина взаимодействия, по информации от электронных детекторов (ЭД) и детальное изучение топологии и характеристик события в эмульсионных пленках ЕСС. Поскольку на уровне ЭД аромат нейтрино ($l = \mu, e$ или τ) оставался неизвестным (хотя подавляющее большинство зарегистрированных событий были вызваны мюонными нейтрино), то осуществлялась лишь предварительная классификация нейтринных событий на события заряженного ($\nu_l N \rightarrow l^- X$) или нейтрального ($\nu_l N \rightarrow \nu_l X$) тока.

Идентификация блоков ЕСС с вершиной взаимодействия являлась одной из важных задач обработки данных эксперимента [88, 103–107]. Повышение эффективности этой идентификации позволяло, во-первых, ускорить процесс локализации вершины в фотоэмульсии за счет существенного сокращения объема анализируемой информации, а во-вторых, замедлить сокращение массы мишени в детекторе с течением времени (поскольку после анализа ЕСС извлеченные блоки не возвращались в детектор и не заменялись новыми).

Принимая во внимание модульную структуру мишенной части установки OPERA, обработка данных ЭД для локализации блока ЕСС, содержащего вершину нейтринного события, состояла из нескольких процедур:

- Первичная обработка сигналов ЭД, полученных при регистрации нейтринного события, включающая подавление фоновых сигналов и шумов электроники (см. 3.1.1.), а также вычисление выделенной энергии по ка-

либровкам детекторов (см. 2.4.2.);

- Определение направления мюонного трека или оси адронного ливня вблизи начала события (см. 3.1.2. и 3.1.3.);
- Определение стенок мишени, с наибольшей вероятностью содержащих вершину взаимодействия (см. 3.1.4.);
- Расчет вероятности нахождения вершины в блоках ЕСС из выбранных стенок (см. 3.1.5.).

3.1.1. Фильтрация сигналов в ТСЦ. Для поиска вершины взаимодействия нейтрино наиболее существенной является трековая информация. Однако в событиях могут присутствовать не связанные с треками (изолированные) сигналы или группы сигналов, появившиеся, например, в результате взаимодействия нейтральных частиц (нейтронов и гамма квантов) с веществом в детекторе, шума и перекрестных наводок (cross-talks) в соседних каналах многоканального ФЭУ. Наличие таких сигналов искажает топологию событий и осложняет их обработку. По этой причине группой из ОИЯИ при активном участии автора был разработан алгоритм предварительной фильтрации событий с целью подавления не связанных с треками сигналов в ТСЦ. Идея фильтрации, которая основана на принципах *клеточного автомата* [108,109], заключалась в следующем. По всей области события в каждой проекции пошагово перемещались два вложенных друг в друга прямоугольника, образующих внутреннюю (“control region”) и внешнюю (“surrounding region”) зоны, в которых подсчитывалось количество сигналов в ТСЦ (см. Рис. 3.1). Если при очередном перемещении прямоугольников во внешнюю зону (с параметрами W_{sr} и H_{sr}) не попадало ни одного сигнала, и в то же время количество сигналов во внутренней зоне (с параметрами W_{cr} и H_{cr}) оказывалось меньше критического значения N_{min} , то эти сигналы считались изолированными от треков и удалялись после окончания итерационной процедуры.

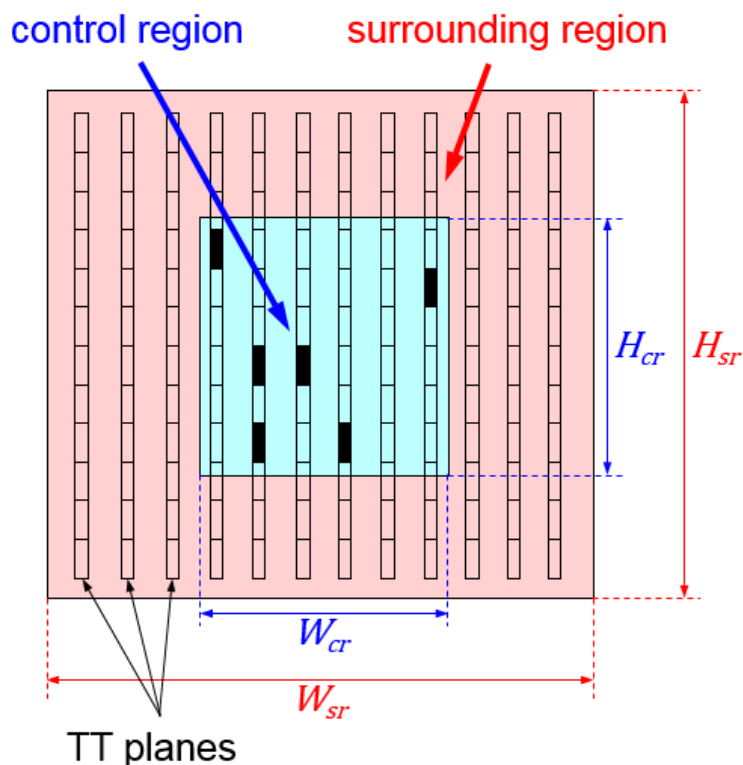


Рис. 3.1: Распознавание изолированных (групп) сигналов в ТСЦ на основе принципов клеточного автомата.

Таблица 3.1: Значения параметров, используемых для фильтрации событий.

Этапы фильтрации	W_{cr} (см)	H_{cr} (см)	W_{sr} (см)	H_{sr} (см)	N_{min}
1)	0	0	26,8	15,6	1
2)	13,4	7,8	40,2	23,4	2
3)	40,2 – 67,0	15,6 – 49,4	120,6 – 147,4	46,8 – 80,6	20

Описанная процедура фильтрации события применялась многократно с постепенным увеличением размеров внутренней и внешней зон, а также соответствующих им критических значений N_{min} (см. Таб. 3.1). На этапе **1)** осуществлялось подавление одиночных изолированных сигналов, на этапе **2)** – подавление изолированных пар сигналов, а на этапе **3)** – подавление изолированных групп сигналов (при условии, что количество сигналов в группе $\leq N_{min}$ и не превышало трети от общего количества сигналов в событии). Во всех случаях шаг перемещения прямоугольников вдоль распространения пучка нейтрино равнялся расстоянию между двумя последовательными плос-

костями ТСЦ (13,4 см), а шаг перемещения в поперечном направлении – ширине сцинтилляционного стрипа (2,6 см). Пример применения фильтрации для одного из событий OPERA, приведен на Рис. 3.2.

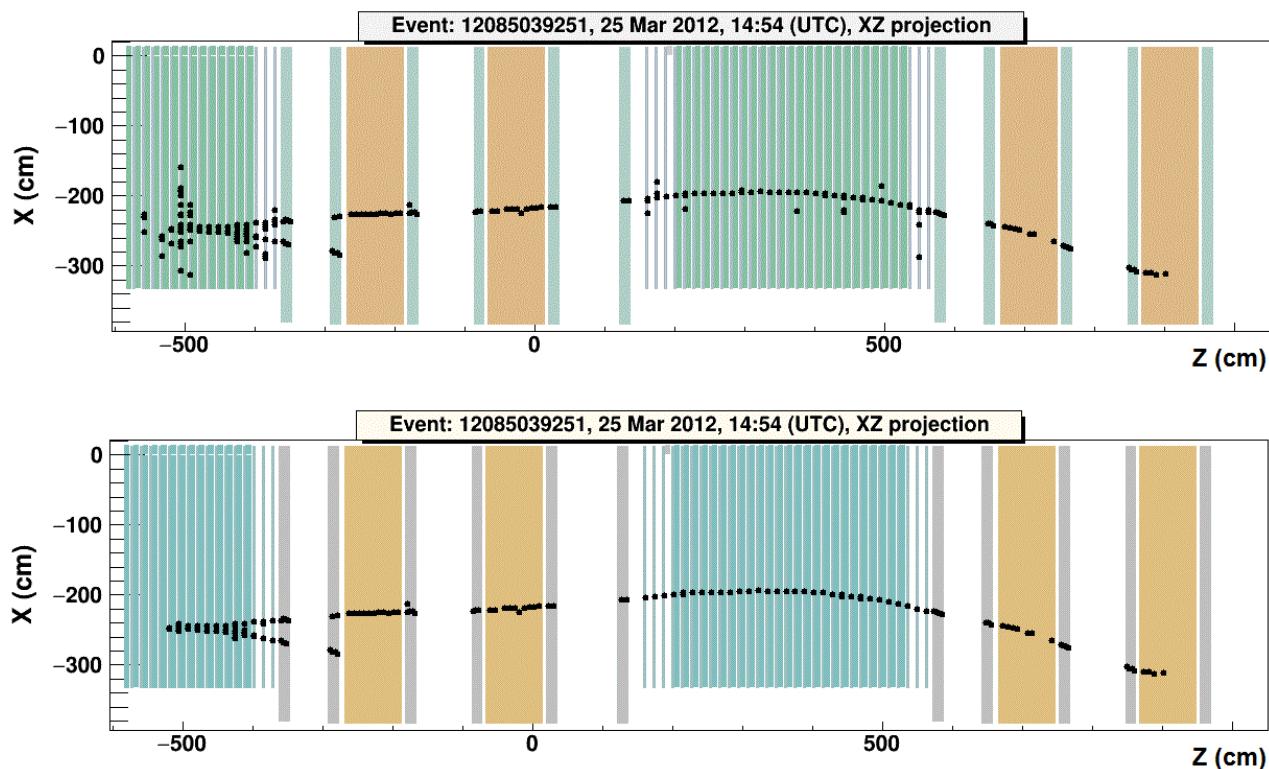


Рис. 3.2: Вид события в детекторе OPERA до (вверху) и после (внизу) фильтрации.

На Рис. 3.3 представлены результаты анализа множественности сигналов, как принадлежащих, так и не принадлежащих мюонному треку, до и после процедуры фильтрации (для экспериментальных данных). Для сравнения количества сигналов N_{hits} были отобраны СС-события, в которых вершина взаимодействия ν_μ была расположена в 1-м супермодуле (SM1) детектора и при этом мюонный трек пересекал не менее 25 плоскостей ЭД, включая плоскости ТСЦ, РПК и дрейфовых трубок, 2-го супермодуля (SM2). При заполнении гистограмм учитывались только сигналы ТСЦ из SM2, вдали от области основной активности адронного ливня. Принадлежность сигналов мюону была известна по результатам реконструкции его трека (см. раздел 3.1.2.). Поскольку реконструированный трек содержал не более одного сигнала для каждой

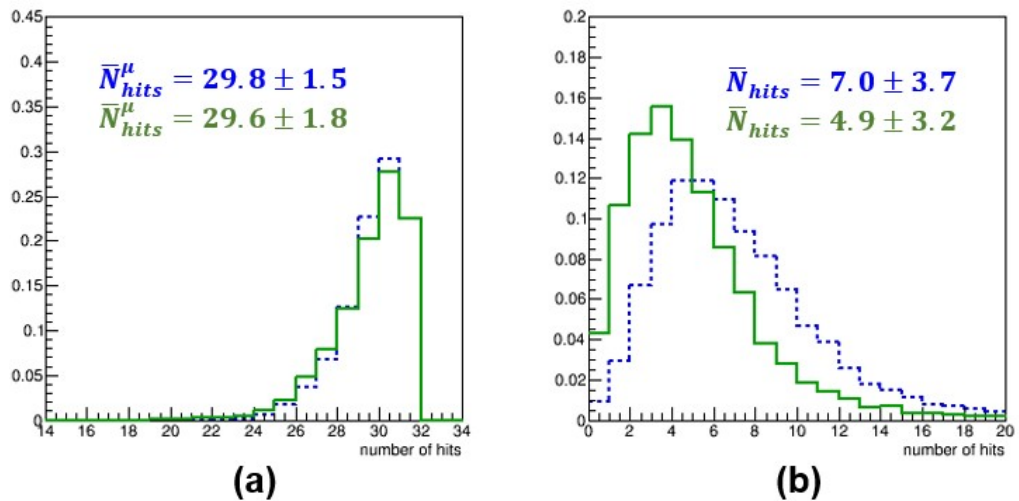


Рис. 3.3: Сравнение количества сигналов N_{hits} , принадлежащих (а) и не принадлежащих (б) мюонному треку перед началом (синяя пунктирная линия) и после окончания (зеленая сплошная линия) фильтрации. Распределения получены для ≈ 7000 событий из набора экспериментальных данных OPERA (все гистограммы нормированы на единицу).

плоскости ТСЦ, то в данном случае максимальное количество сигналов на треке N_{hits}^{μ} не превышало 31 (количество плоскостей ТСЦ в одном супермодуле). Из Рис. 3.3 видно, что множественность сигналов, принадлежащих мюонному треку, практически не изменялась после фильтрации. Что же касается сигналов, не принадлежащих мюонному треку, то в результате применения процедуры фильтрации все сигналы, изолированные от трека, подавлялись, а оставшиеся относились к стрипам, расположенным рядом со стрипами, через которые прошел мюон. Чаще всего сигналы в этих стрипах были вызваны перекрестными наводками в соседних каналах ФЭУ. Кроме того, если мюон шел под большим углом, он мог пересекать два стрипа в одной и той же плоскости ТСЦ. В любом случае, такие сигналы были связаны с мюоном и не мешали восстановлению его трека.

Таким образом, применение описанной процедуры фильтрации при обработке нейтринных событий не оказывало существенного влияния на трековую информацию, сохраняя в среднем более 99% сигналов от мюонов. В то же время фильтрация помогала надежнее локализовать стенку мишени, содержа-

щую вершину взаимодействия нейтрино, подавляя (изолированные) сигналы от частиц, вылетающих в заднюю полусферу (см. раздел 3.1.4.).

3.1.2. Реконструкция мюонного трека. Наличие мюонного трека в СС-событиях ν_μ , а также в событиях с распадом $\tau \rightarrow \mu$, значительно облегчало поиск блока ЕСС, в котором произошло взаимодействие нейтрино. Благодаря тому, что мюон обычно проходил большое расстояние в детекторе, его трек хорошо выделялся и указывал направление на вершину события. Реконструкция треков других частиц в ЭД почти всегда оказывалась затруднительной, особенно в районе развития адронного ливня, поскольку пространственное разрешение ТСЦ детектора OPERA (около 7,5 мм) в общем случае не позволяло различать отдельные треки вблизи вершины взаимодействия.

1) Реконструкция с помощью клеточного автомата. Самый первый метод [110, 111], разработанный для реконструкции треков в электронных детекторах OPERA, был основан на применении клеточного автомата по схеме, использованной ранее в эксперименте NEMO-2 [112]. Идея этого метода заключается в переборе всевозможных комбинаций соединения сигналов ТСЦ события в соответствии с ограничениями, накладываемыми на траекторию движения частицы в детекторе (см. пример на Рис. 3.4).

После процедуры распознавания сигналов от мюона в двух независимых проекциях производилось их объединение в 3D-трек и с последующей оценкой его кинематических характеристик (положения первой точки и начального угла наклона, а также знака и импульса мюона) на основе *фильтра Калмана* [113].

Хотя упомянутый выше метод реконструкции демонстрировал относительно неплохие результаты для смоделированных событий (см. раздел 3.1.2., посвященный сравнению разных методов), определявшееся с его помощью начальное направление мюонного трека не всегда указывало на вершину взаимодействия нейтрино в случае реальных событий по причине неверно рас-

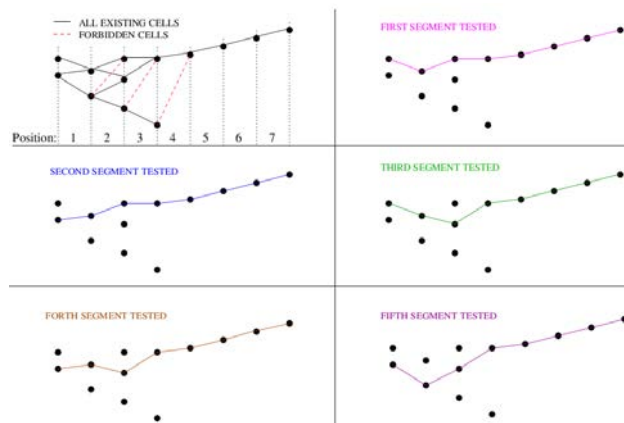


Рис. 3.4: Пример построения вероятных траекторий частицы посредством соединения различных пар сигналов, расположенных в соседних координатных плоскостях ЭД (условно отмеченных вертикальными линиями). Слева вверху при помощи сплошных и пунктирных линий показаны, соответственно, все возможные и некоторые запрещенные комбинации соединений.

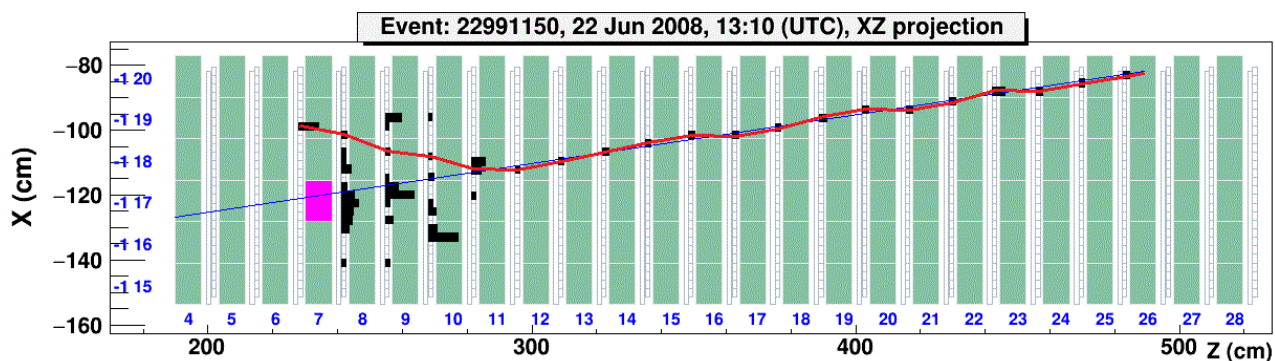


Рис. 3.5: Пример некорректной работы метода реконструкции, основанного на применении клеточного автомата. Ломаная линия проведена по сигналам ТСЦ, распознанным данным методом (наиболее длинный из возможных треков); прямая линия указывает начальное направление мюонного трека, определенное методом, основанным на преобразовании Хафа (см. ниже). Особым цветом выделен ЕСС-блок, в котором была найдена вершина взаимодействия нейтрино.

познанных сигналов, включаемых в трек (см. пример на Рис. 3.5). Исходя из этого, в рамках решения задачи создания единого программного пакета для идентификации блоков ЕСС, содержащих вершину взаимодействия нейтрино, группой из ОИЯИ при активном участии автора диссертации были реализованы другие методы реконструкции, описанные в двух следующих подразделах.

2) Реконструкция с помощью преобразования Хафа. Преобразование Хафа (*Hough transform*) [114] является эффективным методом распознавания образов, который широко применяется в экспериментальной физике для восстановления треков. Линейное преобразование Хафа использует представление прямой на плоскости в форме $x \cos \theta + y \sin \theta = \rho$.

Это уравнение определяет линию, проходящую через точку (x, y) , и перпендикулярную к отрезку, проведенному из точки $(0, 0)$ к точке (ρ, θ) в полярных координатах (см. Рис. 3.6).

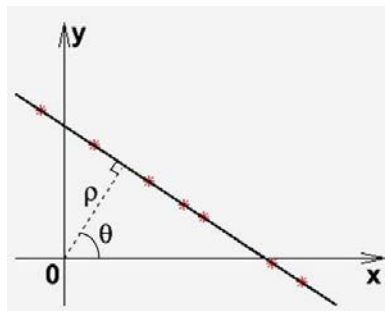


Рис. 3.6: Прямая линия с уравнением $x \cos \theta + y \sin \theta = \rho$.

Для каждой имеющейся точки (x_i, y_i) с заданным шагом перебираются значения угла θ_j в интервале от 0 до 2π и по вышеуказанной формуле рассчитываются соответствующие значения ρ_{ij} . Точки (ρ_{ij}, θ_j) сохраняются в двумерную гистограмму. Если в событии присутствуют прямолинейные треки, то эта гистограмма будет содержать отчетливые пики (локальные максимумы), поскольку для точек, лежащих на одной и той же прямой, ρ и θ являются константами. Параметры k -го трека, лежащего на прямой $y = A_k x + B_k$, определяются по центру тяжести соответствующего пика (ρ_k, θ_k) как:

$$A_k = -\frac{1}{\operatorname{tg} \theta_k}, \quad B_k = \frac{\rho_k}{\sin \theta_k}.$$

Пример восстановления мюонного трека в СС-событии ν_μ при помощи преобразования Хафа приведен на Рис. 3.7. Шаг для перебора значений угла θ был выбран равным $0,25^\circ$ (заведомо ниже углового разрешения ЭД), а ширина ячеек гистограммы для координаты ρ – примерно 8,7 мм (в три раза меньше,

чем ширина стрипа ТСЦ). Параметры трека были определены по центру тяжести области из 49 (7×7) ячеек, в центре которой находилось максимальное значение гистограммы, изображенной на Рис. 3.8.

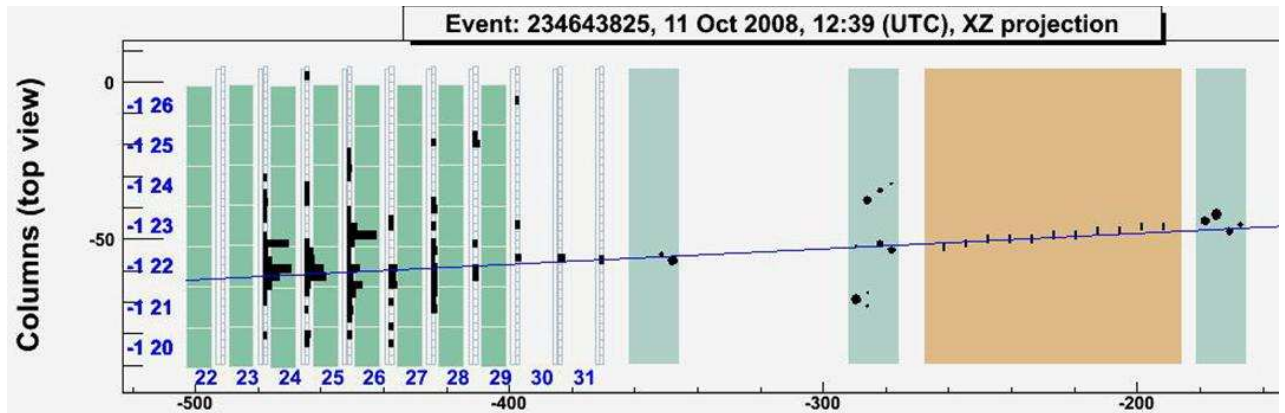


Рис. 3.7: мюонный трек, реконструированный в ЭД при помощи преобразования Хафа.

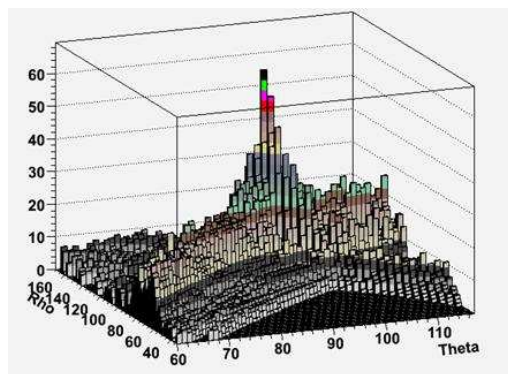


Рис. 3.8: Гистограмма события с Рис. 3.7 в пространстве параметров ρ и θ .

3) Реконструкция с помощью метода прослеживания. Из-за многократного рассеяния, а также наличия магнитного поля в области спектрометров, не все мюонные треки являются прямолинейными. К тому же присутствие большого количества сигналов от частиц адронного ливня в районе вершины взаимодействия может размыть пик от трека в пространстве параметров (ρ, θ) . В этих случаях поиск сигналов, оставленных мюонным треком, удобнее всего начинать с дальней (по пучку) области события, где ливень отсутствует, и двигаться далее в направлении, противоположном направлению движения

мюона, принимая во внимание возможную неэффективность срабатывания детекторов. Для этой цели автором диссертации был программно реализован метод прослеживания, основанный на алгоритме поиска минимального покрывающего дерева (*minimal spanning tree algorithm*) (см., например, [115]). Подбор свободных параметров для этого метода производился на выборке из ≈ 500 событий СС-взаимодействия ν_μ из набора данных OPERA за 2008 г.

Для применения метода прослеживания требовалось предварительно найти не менее двух сигналов в последовательных плоскостях ТСЦ на максимальном удалении от начала события (в сторону распространения пучка нейтрино). Эти сигналы рассматривались в качестве начального сегмента искомого трека. Далее метод работал по следующей итеративной схеме:

- а) Определение начального (на первом шаге итерации) или дальнейшего направления поиска на основе линейной аппроксимации по нескольким последним добавленным в трек сигналам. Максимальное количество точек для аппроксимации было выбрано равным пяти (при меньшем их количестве на результат аппроксимации оказывало влияние ограниченное разрешение ЭД, а при большем – кривизна траектории).
- б) Проверка наличия сигналов на возможном продолжении трека в диапазоне поиска, определяемом углами ω_1 , ω_2 и ω_3 для трех последующих координатных плоскостей детектора (см. Рис. 3.9). При этом в качестве допустимого отклонения трека от прямой линии использовалась не оценка многократного рассеяния, а шаг измерения координаты в трековых детекторах (ТСЦ, РПК-камерах или дрейфовых трубках) как заведомо бóльшая величина. Подобранные значения трех углов поиска для различных ЭД представлены в Таб. 3.2.

В том случае, если в пределах указанного выше диапазона поиска оказывалось $N_{found} > 6$ сигналов, то на шаге в) каждый из них поочередно использовался для построения своего варианта искомого трека (т.е., в дальнейшем анализировались уже N_{found} независимых траекторий);

в противном случае из всех найденных сигналов выбирался только тот, который ближе всего был расположен к среднему направлению поиска.

- в) Включение найденного сигнала в трек и продолжение итеративной процедуры поиска с шага а) или прекращение дальнейшего прослеживания трека в том случае, если в диапазоне поиска не было найдено ни одного сигнала.

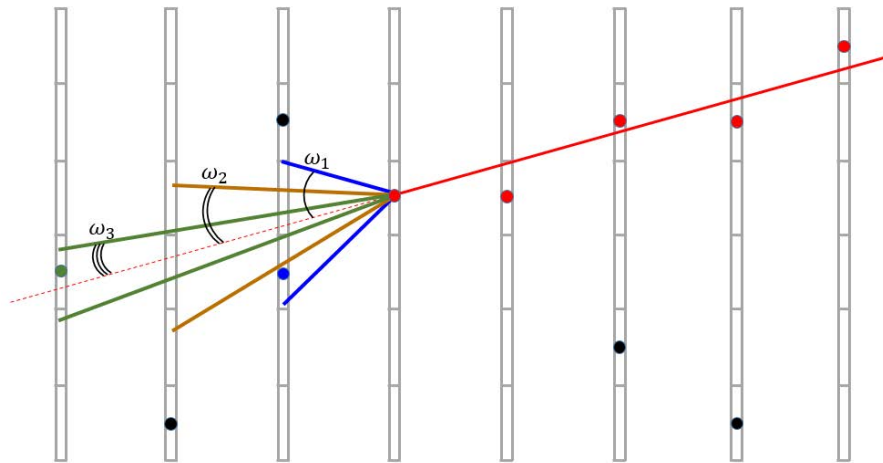


Рис. 3.9: Иллюстрация метода прослеживания мюонного трека. Сигналы в ТСЦ (центры сработавших стрипов) обозначены разноцветными точками. Красным цветом отмечены сигналы, включенные в мюонный трек, а также аппроксимирующая их линия, которая указывает среднее направление дальнейшего поиска. Угловой диапазон поиска задавался набором углов ω_1 , ω_2 и ω_3 (чем дальше следующая плоскость ЭД от последнего найденного сигнала трека, тем меньше угол поиска), индивидуальным для детекторов разного типа.

Таблица 3.2: Углы диапазона поиска сигналов в методе прослеживания для различных электронных детекторов.

Тип детекторов	ω_1	ω_2	ω_3
ТСЦ	15°	5°	5°
РПК-камеры	38°	21°	12°
Дрейфовые трубки	42°	24°	18°

В том случае, если после выполнения вышеописанной процедуры прослеживания было найдено несколько вариантов трека, удовлетворявших всем критериям поиска, из них выбирался только тот, который содержал наибольшее количество сигналов в ТСЦ.

Определение направления трека вблизи вершины. После распознавания сигналов на мюонном треке, их координаты использовались для определения первоначального направления вылета мюона из вершины путем аппроксимация прямой линией точек на треке, лежащих в первых нескольких (от 10 до 14) сработавших плоскостях ЭД. Чтобы сигналы, находящиеся в области развития адронного ливня, не оказывали существенного влияния на результат аппроксимации, отбирались только такие плоскости ЭД, которые имели достаточно низкую плотность сигналов вблизи трека (так, например, в случае ТСЦ критерием отбора плоскости являлось наличие не более четырех сигналов на расстоянии $\pm 10,4$ см от среднего положения трека).

Сравнение разных методов реконструкции на данных моделирования. Сравнение результатов реконструкции мюонного трека разными методами на выборке из 10 000 смоделированных событий СС-взаимодействия ν_μ представлены в Таб. 3.3. В заголовках столбцов использованы следующие обозначения: ε_{rec} – эффективность реконструкции (отношение количества событий с реконструированным треком к общему числу событий), σ_D – стандартное отклонение расстояния между восстановленным направлением трека вблизи вершины и вершиной события, σ_A – стандартное отклонение разницы между направлением восстановленного трека вблизи вершины и направлением начального вылета мюона. Распознавание сигналов от мюона осуществлялось на основе клеточного автомата (СА), преобразования Хафа (НТ) и метода прослеживания (ТФ), а определение направления трека вблизи вершины – на основе фильтра Калмана (KF) и линейной аппроксимации (LF).

Сравнение результатов реконструкции на экспериментальных данных. Методы реконструкции мюонного трека, разработанные группой из ОИЯИ, были протестированы при анализе примерно одной трети событий, зарегистрированных OPERA в 2009 г. Как описано в разделе 2.5., для

Таблица 3.3: Результаты сравнения методов реконструкции мюонного трека. Погрешности всех приведенных значений находятся на уровне 1%.

Метод	ϵ_{rec} (%)	σ_D (мм)	σ_A (мрад)
СА + KF	93	13,6	27,5
HT + LF	84	13,4	27,0
СА + LF	72	10,6	19,5
TF + LF	63	12,6	24,5

подтверждения блока ЕСС, предсказанного по параметрам мюонного трека, реконструированным в ЭД, использовалась внешняя пара эмульсионных пленок (CSd).

Во второй строке Таб. 3.4 приведены результаты сравнения параметров (положения и наклона) мюонных треков, реконструированных в ЭД, с соответствующими параметрами, измеренными в CSd (по данным сканирующей лаборатории в LNGS), для выборки из 279 событий СС-взаимодействия ν_μ , анализировавшихся группой из ОИЯИ. Достигнутая в 2009 г. точность реконструкции, оказалась заметно выше той, что была получена в 2008 г. при использовании метода, основанного на применении клеточного автомата и фильтра Калмана (см. первую строку Таб. 3.4).

Таблица 3.4: Результаты сравнения двух разных методов реконструкции с экспериментальными данными.

Год	Кол-во событий	σ_D (мм)	σ_A (мрад)
2008	424	$17,0 \pm 0,6$	$25,4 \pm 1,0$
2009	279	$10,8 \pm 0,6$	$19,8 \pm 1,0$

Результаты сравнения параметров, полученные на начало 2015 г., для выборки 2010–2012 гг. представлены на Рис. 3.10.

При аппроксимации разницы между предсказанным и измеренным положением трека нормальным распределением стандартное отклонение (σ на Рис. 3.10, слева) близко к теоретическому пределу разреше-

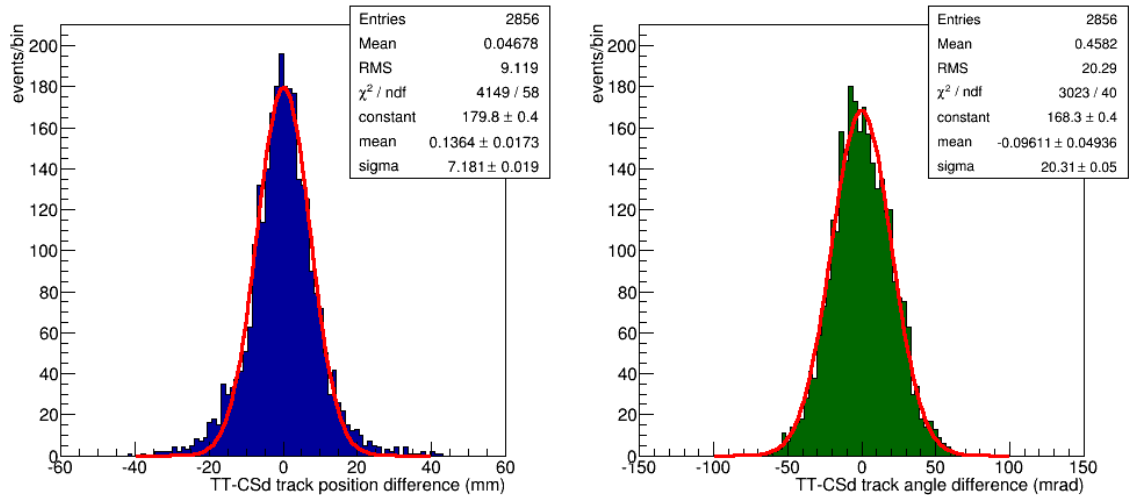


Рис. 3.10: Сравнение параметров мюонных треков, реконструированных в ЭД, с соответствующими параметрами, измеренными в эмульсии CSd (для выборки 2010–2012 гг.): $\sigma_D \approx 9,1$ мм, $\sigma_A \approx 20,3$ мрад.

ния ТСЦ ($\approx 7,5$ мм), что говорит о хорошей геометрической калибровке детекторов и качественной реконструкции треков.

3.1.3. Реконструкция оси адронного ливня. Реконструкция мюонного трека эффективно помогла найти направление на вершину события, но во многих случаях, таких как, например, взаимодействия по каналу нейтрального тока, в ЭД вообще могло не оказаться различимых треков. В этих случаях производилось восстановление оси адронного ливня, которая должна была указывать на вершину, в предположении, что ливень развивался симметрично относительно этой оси.

Для восстановления оси адронного ливня был применен *метод устойчивой аппроксимации (МУА) прямой линией (robust line fitting)* [116]. Идея этого метода заключается в использовании модифицированного функционала, который минимизируется в *методе наименьших квадратов (МНК)*, таким образом, чтобы минимизация давала устойчивую (и эффективную) оценку в условиях негауссовых погрешностей и наличия точек, далеко отстоящих от аппрокси-

мирующей линии:

$$L_{\text{МНК}}(\vec{p}) = \sum_i \varepsilon_i^2 \rightarrow L_{\text{МГА}}(\vec{p}) = \sum_i \rho(\varepsilon_i).$$

Здесь \vec{p} – вектор свободных параметров, ε_i – расстояние от i -й точки до аппроксимирующей линии и $\rho(\varepsilon)$ – быстро сходящаяся функция. Значения свободных параметров определяются из уравнения

$$\frac{\partial L_{\text{МГА}}(\vec{p})}{\partial p} = \sum_i w(\varepsilon_i) \frac{\partial \varepsilon_i}{\partial p} \varepsilon_i = 0,$$

которое похоже на обычное уравнение МНК, но вместо числового множителя содержит весовую функцию $w(\varepsilon) = \frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial \rho(\varepsilon)}{\partial \varepsilon}$.

Таким образом, каждая измеренная точка приобретает свой вес. Вначале веса всех точек приравниваются единице, а затем пересчитываются перед каждой последующей итерацией до тех пор, пока значения свободных параметров не перестанут изменяться (т.е., процедура сходится за счет игнорирования точек, вес которых становится пренебрежимо малым).

После тестирования на выборке смоделированных событий OPERA для восстановления оси ливня в качестве весовой была выбрана функция

$$w(E, \varepsilon, \sigma) = \sqrt{E} \exp\left(-\frac{\varepsilon^2}{\sigma^2}\right), \quad (3.1)$$

которая зависела от амплитуды сигнала E и положения сигнала относительно аппроксимирующей линии. На Рис. 3.11 приведен типичный вид такой функции. Параметр σ^2 в формуле (3.1) рассчитывался по значениям w_i и ε_i , полученным на предыдущем, i -м, шаге итерационной процедуры, как $\sum_i w_i \varepsilon_i^2 / \sum_i w_i$.

Аппроксимация производилась в каждой из двух независимых проекций события. В аппроксимации участвовали сигналы (за исключением тех, что лежали на мюонном треке) из первых пяти плоскостей ТСЦ. За начальное при-

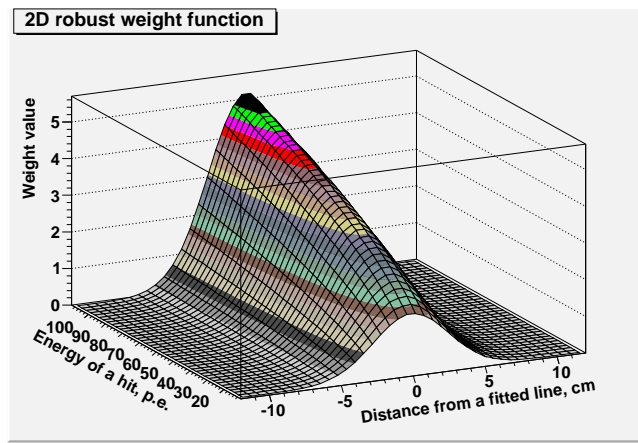


Рис. 3.11: Вид весовой функции, использовавшейся для восстановления оси адронного ливня.

ближение для оси ливня выбиралась прямая линия, параллельная направлению нейтринного пучка и проходившая через центр тяжести события. Окончание процедуры аппроксимации после выполнения i -й итерации определялось условием:

$$(A_i - A_{i-1})^2 + (B_i - B_{i-1})^2 < 10^{-6},$$

где A_i и B_i – параметры искомой прямой.

Пример восстановления оси адронного ливня приведен на Рис. 3.12.

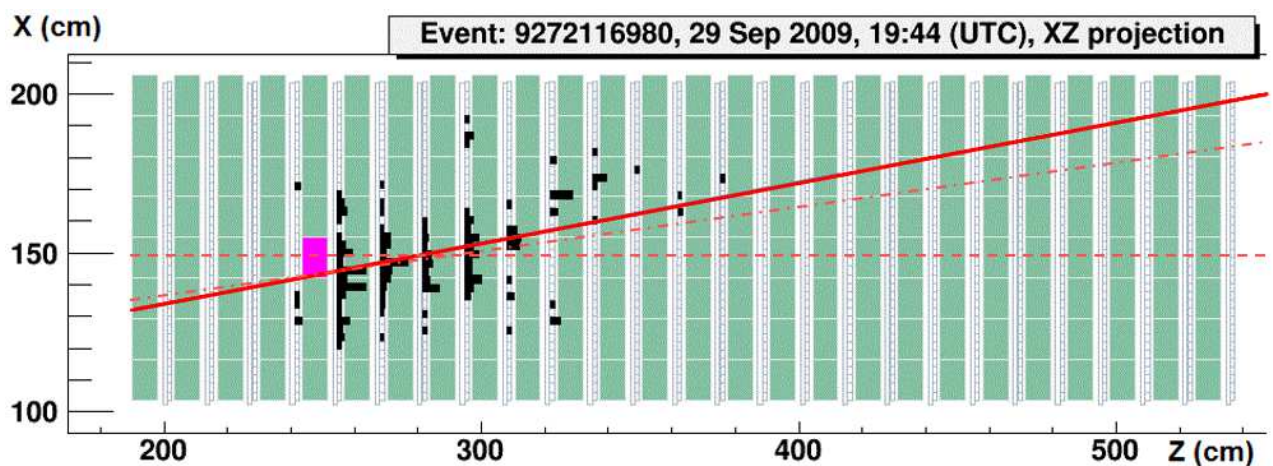


Рис. 3.12: Пример восстановления оси адронного ливня в одном из событий NC -взаимодействия ν_μ . Пунктирной линией изображено начальное приближение (горизонтальная прямая, проходящая через центр тяжести), штрих-пунктирной – одно из промежуточных положений, сплошной линией – конечный результат. Также отмечен блок ЕСС, содержащий вершину события.

Для реконструкции оси ливня был протестирован также метод аппроксимации прямой линией по центрам тяжести выделенной энергии в каждой плоскости ТСЦ, но этот метод (так же как и метод наименьших квадратов) показал меньшую эффективность восстановления направления на вершину взаимодействия по сравнению с описанным методом устойчивой аппроксимации. На Рис. 3.13 для сравнения приведены распределения отклонения восстановленной оси ливня от вершины события для трех способов реконструкции: (a) с использованием МНК, (b) при аппроксимации по центрам тяжести в плоскостях ТСЦ и (c) при устойчивой аппроксимации.

3.1.4. Определение стенки мишени с вершиной события. Трудность в определении стенки мишени, содержащей блок с вершиной нейтринного события, была связана, главным образом, с наличием продуктов взаимодействия, вылетающих в заднюю полусферу (против направления пучка нейтрино). Такие частицы могли оставлять сигналы в плоскостях ТСЦ, расположенных перед искомым блоком мишени, существенно размывая область поиска.

Путем моделирования были определены вероятности расположения вершины в k -й стенке мишени по отношению к 1-й (по пучку) плоскости ТСЦ, имеющей сигналы, относящиеся к данному событию. В Таб. 3.5 приведены распределения этих вероятностей для 5000 смоделированных событий СС- и NS-взаимодействия ν_μ .

Таблица 3.5: Положение стенки с вершиной взаимодействия нейтрино относительно начальной стенки события (для смоделированных событий).

	$k < 1$	$k = 1$	$k = 2$	$k = 3$	$k > 3$
Для канала СС	0,0%	40,7%	27,5%	12,3%	19,4%
Для канала NS	1,0%	38,7%	27,6%	12,7%	20,0%

Определение стенки с вершиной взаимодействия производилось в 2 этапа:

1) предварительный отбор трех стенок для анализа

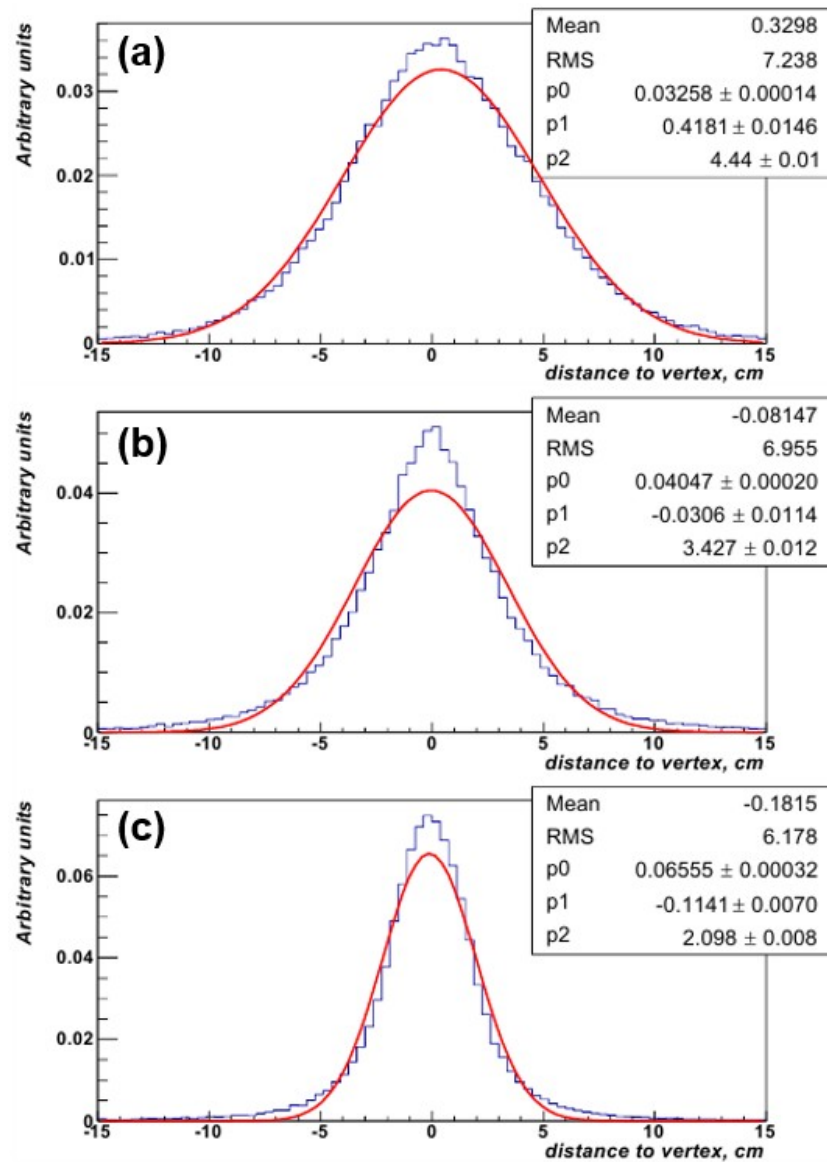


Рис. 3.13: Отклонение восстановленной оси адронного ливня от вершины события: для МНК (а), для аппроксимации по центрам энерговыделения в плоскостях ТСЦ (б), и для устойчивой аппроксимации (с). Все гистограммы аппроксимированы кривыми нормального распределения: $p_0 \exp\left(-\frac{(x - p_1)^2}{2p_2^2}\right)$.

Наряду с описанной выше (см. 3.1.1.) процедурой фильтрации события, на этом этапе для последующего анализа выбирались три стенки мишени, начиная с номера s (так же как и выше, здесь считается, что событие начинается в стенке с номером 1, а вершина расположена в стенке с номером k), исходя из следующих условий для соответствующих плоскостей ТСЦ:

- Плоскости с номерами s и $s + 1$ содержали сигналы в обеих проекциях;

- Общее энерговоыделение, зарегистрированное в каждой из плоскостей с номерами s и $s + 1$, превышало 2 фотоэлектрона.

В Таб. 3.6 показано, что после этого этапа номер k у стенки с вершиной в подавляющем большинстве событий (99,0% – для канала СС и 94,6% – для канала NC) оказывался в интервале $[s; s + 2]$. Соответственно, три стенки мишени с этими номерами отбирались для этапа 2).

Таблица 3.6: Положение стенки с вершиной взаимодействия нейтрино относительно выбранной стенки (для смоделированных событий).

	$k < s$	$k = s$	$k = s + 1$	$k = s + 2$	$k > s + 2$
Для канала СС	0,6%	80,5%	17,3%	1,2%	0,4%
Для канала NC	5,0%	76,0%	17,5%	1,0%	0,4%

2) Оценка вероятности содержать вершину для трех выбранных стенок

Анализ информации от плоскостей ТСЦ, соответствующих трем предварительно выбранным стенкам мишени, проводился при помощи программного модуля (C++-класса), использующего классификатор, основанный на принципах *искусственной нейронной сети (ИНС)*, а именно *многослойного перцептрона (МСП)* [117].

В физике высоких энергий МСП часто используются в многопараметрических задачах классификации благодаря возможности обучения этих ИНС на больших массивах событий, смоделированных методом Монте-Карло. Типичная структура МСП, представленная на Рис. 3.14, включает в себя три слоя (входной, скрытый и выходной) элементарных вычислительных ячеек, называемых искусственными нейронами. Каждый последующий слой осуществляет взаимодействие с предыдущим посредством весовых связей между нейронами. Подаваемый на вход МСП вектор признаков исследуемого объекта, проходя через сеть, преобразуется в вектор, характеризующий степень принадлежности данного объекта к тому или иному классу. Настройка весов МСП производится *методом обратного распространения ошибки* на большой вы-

борке обучающих данных, где класс каждого объекта заранее известен из модели или определен каким-либо иным способом.

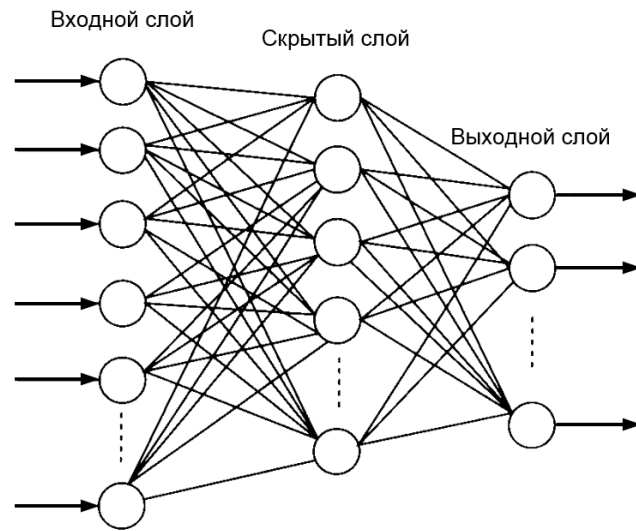


Рис. 3.14: Структура МСП с одним скрытым слоем.

В качестве входных параметров для ИНС были выбраны 19 переменных, перечисленных ниже:

- Количество сигналов в каждой из трех выбранных плоскостей ТСЦ;
- Дисперсия положений сигналов в каждой из трех выбранных плоскостей ТСЦ;
- Флаг наличия мюонного трека в каждой из трех выбранных плоскостей ТСЦ;
- Средняя удаленность сигналов до оси адронного ливня в каждой из трех выбранных плоскостей ТСЦ.
- Суммарная энергия, выделившаяся в каждой из трех выбранных плоскостей ТСЦ;
- Отношение энергий в первых двух выбранных плоскостях ТСЦ;
- Отношение энергий в последних двух выбранных плоскостях ТСЦ;
- Расстояние от первой выбранной плоскости ТСЦ до плоскости с максимальным энерговыделением;

- Расстояние от первой выбранной плоскости ТСЦ до плоскости с максимальным количеством сигналов.

Обучение МСП проводилось на выборке из $\sim 100\,000$ смоделированных событий СС- и НС-взаимодействия ν_μ (в отношении НС/СС $\approx 1/3$, близком к наблюдаемому). При этом минимизация энергетического функционала осуществлялась *методом сопряженных градиентов* [118]. На выходе нейронная сеть выдавала три вероятности для выбранных на этапе 1) стенок мишени содержать вершину взаимодействия нейтрино.

Для проверки качества ИНС, изначально использовавшейся в задаче поиска вершины в тестовых целях, было произведено сравнение ее эффективности с эффективностью двух других классификаторов, а именно ИНС аналогичной структуры из *штутгартского симулятора (SNNS)* [119] и алгоритма, основанного на *дереве принятия решений (boosted decision tree, BDT)* [120]. Результаты сравнения [107, 121] показали, что тестируемая нейронная сеть больше подходила для решения выбранной задачи, чем классификатор BDT, и при этом ее эффективность практически совпадала с эффективностью МСП из пакета SNNS (см. Таб. 3.7). Исходя из этого, программный модуль “собственного” классификатора был оставлен для дальнейшего использования в неизменном виде.

Таблица 3.7: Результаты сравнения эффективности определения стенки с вершиной (ϵ_{WF}) у трех различных классификаторов (для смоделированных событий).

Классификатор	ϵ_{WF} для канала СС	ϵ_{WF} для канала НС
МСП	$0,877 \pm 0,032$	$0,821 \pm 0,028$
МСП (из SNNS)	$0,876 \pm 0,025$	$0,827 \pm 0,036$
BDT	$0,825 \pm 0,033$	$0,749 \pm 0,038$

3.1.5. Определение блока ЕСС с вершиной события. После восстановления мюонного трека или¹ оси адронного ливня, а также вероятностей для соответствующих стенок мишени, P_{wall} , полученных на выходе ИНС, определялись блоки ЕСС, с наибольшей вероятностью содержавшие вершину события.

Формула, использованная для расчета вероятности P_{brick} нахождения вершины в объеме блока, определяемом координатами (x_1, y_1, z_1) и (x_2, y_2, z_2) , имела вид:

$$P_{brick} = P_{wall}P_xP_y, \quad \text{где } P_t = \int_{t_1}^{t_2} \int_{z_1}^{z_2} \rho_t(t, z) dt dz \quad (t = x \text{ или } y).$$

Здесь ρ_t – плотность вероятности прохождения мюонного трека (или оси адронного ливня) через точку (t, z) , определяемая погрешностью восстановления параметров трека (или оси ливня) и расстоянием от него до этой точки. Набор функций ρ_t был получен на выборке из $\sim 100\,000$ смоделированных нейтринных событий для различных интервалов значений импульса мюона (в событиях с восстановленным мюонным треком) и суммарного отклика ТСЦ (в событиях с восстановленной осью адронного ливня), указанных в Таб. 3.8. Пример функций ρ_t приведен на Рис. 3.15.

Таблица 3.8: Стандартные отклонения функций ρ_t для различных интервалов значений импульса мюона (P_μ) и суммарного отклика ТСЦ ($A_{ТСЦ}$).

В случае мюонного трека		В случае оси адронного ливня	
P_μ (ГэВ/c)	σ_{ρ_t} (см)	$A_{ТСЦ}$ (ф. э.)	σ_{ρ_t} (см)
0 – 4	2,5	0 – 250	3,1
4 – 6	1,6	250 – 500	2,7
6 – 10	1,1	500 – 1500	2,3
> 10	0,9	> 1500	1,9

¹В событиях взаимодействия нейтрино по каналу нейтрального тока, в которых не было мюона, использовалась только ось адронного ливня; наоборот, в событиях, похожих на квазиупругое взаимодействие ν_μ , использовался только мюонный трек.

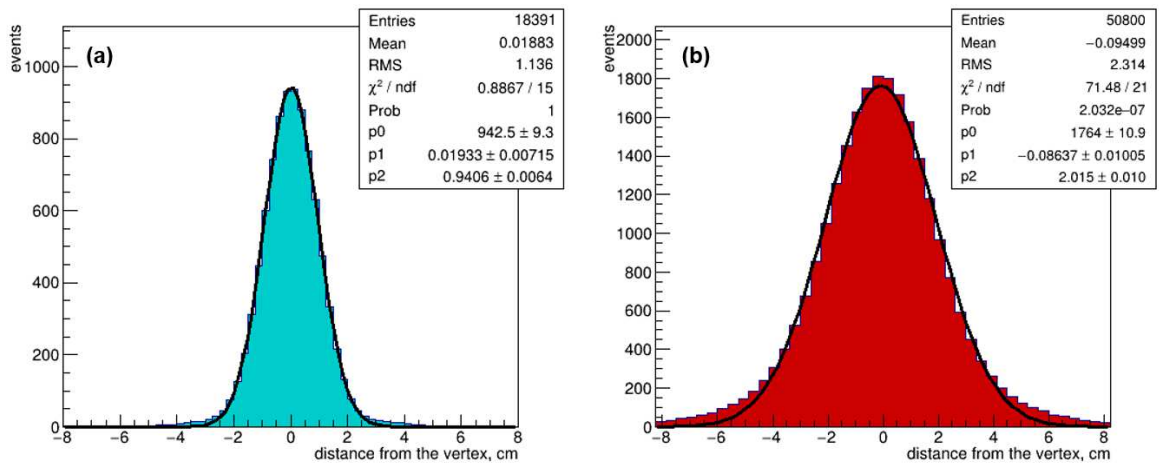


Рис. 3.15: Пример функций ρ_t : (a) для событий, где был восстановлен мюонный трек с импульсом из интервала 6 – 10 ГэВ/c; (b) для событий с суммарным откликом ТСЦ из интервала 500 – 1500 ф.э., где была восстановлена ось адронного ливня. Оба распределения аппроксимированы гауссовыми кривыми: $p_0 \exp\left(-\frac{(x - p_1)^2}{2p_2^2}\right)$.

3.2. Программа OpBrickFinder

Представленная в предыдущих разделах процедура идентификации блоков ЕСС, содержащих вершину взаимодействия нейтрино, была разработана группой из ОИЯИ при активном участии автора диссертации на языке C++ и интегрирована в программное обеспечение OPERA в виде единого пакета с открытым исходным кодом OpBrickFinder [121]. Все вышеописанные алгоритмы реализованы в отдельных программных модулях (классах C++), которые могут использоваться независимо.

Для визуального контроля обработки событий OPERA в пакет была включена графическая оболочка EventViewer с настраиваемым интерфейсом (см. Рис. 3.16). К основным полезным возможностям EventViewer относятся графическое представление заданного события, масштабирование области события в широком диапазоне (в пределах от нескольких см² до размеров всего детектора), сохранение изображения события в файл выбранного формата. Также EventViewer позволяет в интерактивном режиме включать и отключать различные варианты реконструкции события (фильтрацию, реконструк-

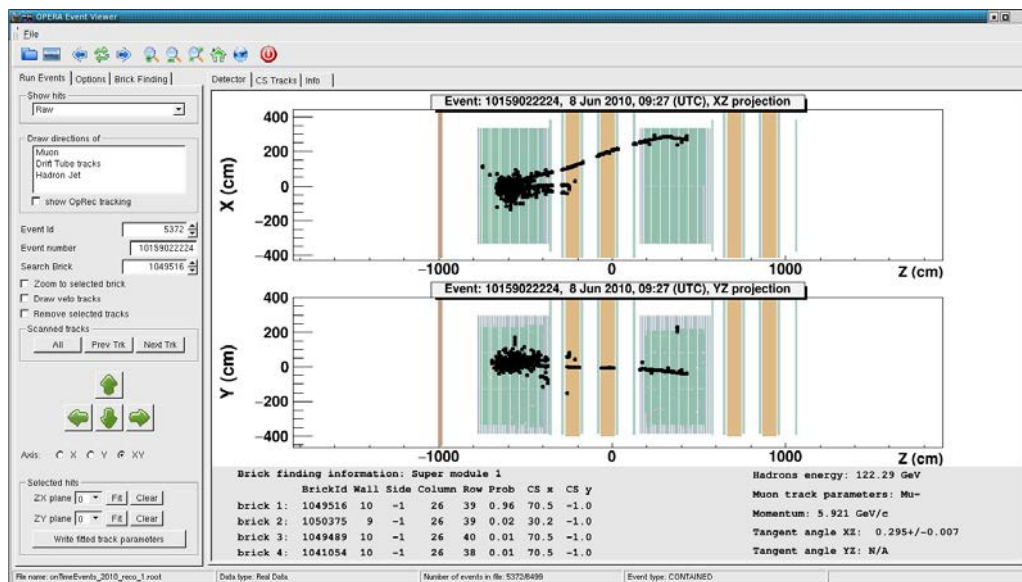


Рис. 3.16: Вид главного окна графической оболочки EventViewer с изображением одного из событий OPERA.

цию мюонного трека или оси ливня, установку начальной плоскости ТСЦ для предъявления ИНС и т.д.), производить аппроксимацию треков прямыми линиями по сигналам, выбранным пользователем, проецировать треки, найденные в эмульсии, в область ЭД и т.п.

Программа OpBrickFinder была применена для анализа ~1400 (40%) нейтринных событий OPERA 2009 г. и продемонстрировала высокую эффективность, удобство использования и скорость обработки данных по сравнению с программным обеспечением, применявшимся в эксперименте до этого. С 2010 г. по настоящее время OpBrickFinder используется для анализа всех остальных ~12 000 событий эксперимента.

Эффективность идентификации блоков ЕСС с вершиной взаимодействия, ϵ_{BF} , в зависимости от максимального количества извлекаемых для каждого события блоков оценивалась путем моделирования. В Таб. 3.9 приведены результаты этой оценки для различных выборок: 5000 событий СС-взаимодействия ν_μ , 5000 событий NC-взаимодействия ν_μ , а также для смешанной выборки из $\approx 14\,000$ событий СС-, NC- и квазиупругого (QE) взаимодействия ($\nu_\mu n \rightarrow \mu^- p$).

Таблица 3.9: Эффективность идентификации блоков с вершиной взаимодействия (ϵ_{BF}) в зависимости от количества извлекаемых блоков (для смоделированных событий). Статистическая погрешность приведенных результатов находится на уровне 1%.

Кол-во блоков	$\epsilon_{BF, \text{CC}}$	$\epsilon_{BF, \text{NC}}$	$\epsilon_{BF, \text{CC/NC/QE}}$
1	0,775	0,585	0,741
2	0,913	0,754	0,880
3	0,948	0,823	0,922
4	0,967	0,861	0,944

Полный анализ экспериментальных данных OPERA в настоящее время еще не завершен. На момент написания диссертации на уровне предварительного анализа внешних пар эмульсионных пленок (CSd), описанного в разделе 2.5., обработано $\approx 80\%$ всех нейтринных событий. Для данных, набранных за период 2010–2012 гг., подтверждение предсказаний из ЭД в эмульсии CSd для блоков, имеющих наибольшую вероятность содержать вершину взаимодействия нейтрино, получено в $\approx 56\%$ случаев. С учетом доли эмульсионных пленок, непригодных для анализа из-за сильной засветки ($\approx 6\%$), доли событий, где вершина взаимодействия находится вне пределов чувствительной области эмульсии ($\approx 7\%$), а также эффективности поиска треков в CSd ($\approx 90\%$), эффективность подтверждения предсказаний из ЭД в 1-м (наиболее вероятном) блоке ЕСС составляет $(71 \pm 5)\%$ в согласии с соответствующим ожидаемым значением $(74,1 \pm 1)\%$, полученным на этапе моделирования.

Как отмечалось выше, определение блока мишени, содержащего вершину взаимодействия нейтрино, является важным этапом анализа данных при поиске ν_τ в эксперименте OPERA (о современном статусе эксперимента см. раздел 2.7.). Достигнутая высокая эффективность идентификации блоков ЕСС с вершиной позволила ограничить объем анализируемой в эмульсии информации (в среднем анализировалось < 2 блоков на событие) и добиться относительно небольшого ($< 9\%$) сокращения массы мишени детектора в течение набора экспериментальных данных.

ГЛАВА 4

ИЗМЕРЕНИЕ СКОРОСТИ НЕЙТРИНО

4.1. Принцип измерения времени пролета нейтрино

Как было отмечено в разделе 1.2., во время набора данных в эксперименте OPERA в 2009–2012 гг. имелись теоретические и экспериментальные предположения проведения измерения скорости нейтрино на пучке CNGS (среднее значение $E_\nu \approx 17$ ГэВ).

Непосредственно измеряемой величиной являлось отклонение времени пролета нейтрино TOF_ν между источником в CERN и детектором в Лаборатории LNGS от своего номинального значения TOF_c , вычисленного в предположении, что нейтрино распространяется со скоростью света:

$$\delta t \equiv TOF_c - TOF_\nu.$$

Временная структура нейтринного пучка измерялась по интенсивности пучка протонов от SPS детектором ВСТ (Beam Current Transformer [122]), располагавшемся на расстоянии ≈ 743 м от центра графитовой мишени канала CNGS. Оцифровка временного сигнала, привязанная ко времени срабатывания кикерных магнитов, осуществлялась при помощи дискретизатора аналоговых сигналов (Wave Form Digitiser, WFD). Пример временной структуры пучка для стандартного режима CNGS был приведен на Рис. 2.2 в разделе 2.2.1.

Каждое нейтринное событие OPERA и соответствующий ему сигнал WFD имели отметки Всемирного координированного времени (UTC). В предположении, что $\beta_\nu \equiv v_\nu/c = 1$, разница этих двух отметок должна была определяться величиной TOF_c , рассчитывавшейся по длине пролетной базы, равной $(731\,278,0 \pm 0,20)$ м, а также задержками, возникавшими в различных элементах систем управления и передачи сигналов в местах расположения источника и детектора нейтрино.

Для обеспечения точности, необходимой при измерении TOF_ν , в дополнение к существующим в CERN и LNGS системам измерения времени (имевшим погрешность ~ 100 нс) в 2008 г. были добавлены две новые идентичные системы, состоявшие из высокоточного GPS-приемника PolaRx2e [123] и цезиевых часов Cs4000 [124]. Работа этих систем осуществлялась в режиме “общего обзора” (“common-view” mode) [125], когда принимались во внимание сигналы только от тех спутников GPS, которые одновременно находились в поле зрения обоих GPS-приемников. При этом разница в показаниях времени между двумя базисными точками (t_{CERN} и t_{LNGS}) составляла $(2,3 \pm 0,9)$ нс.

4.2. Система измерения времени CERN–LNGS

Схема системы измерения времени в CERN представлена на Рис. 4.1. Выходное значение GPS-приемника являлось источником общего машинного времени (General Machine Timing, GMT), использовавшегося всем ускорительным комплексом CERN, поэтому оно служило точкой отсчета для привязки ко времени OPERA. Оборудование GPS находилось в Центральном пункте управления (Central Control Room) в CERN. Отсюда информация о времени передавалась на радиоприемник временных сигналов общего назначения (Control Timing Receiver, CTRI), который делал отметку UTC для сигнала, посылавшегося кикерным магнитам, а после этого отправлял их задержанный отклик на дискретизатор WFD. UTC-отметка являлась стартовым отсчетом для процедуры оцифровки сигнала, передававшегося с детектора ВСТ на WFD-модуль по коаксиальному кабелю длиной ~ 100 м.

Схема системы измерения времени OPERA в LNGS приведена на Рис. 4.2. Сигнал GPS-приемника, установленного во внешней лаборатории, передавался в подземное помещение посредством волоконно-оптического световода (файбера) длиной 8,3 км. В начале каждого цикла системы сбора данных (DAQ) OPERA, длившегося 0,6 с, GPS-сигнал синхронизировал Главный

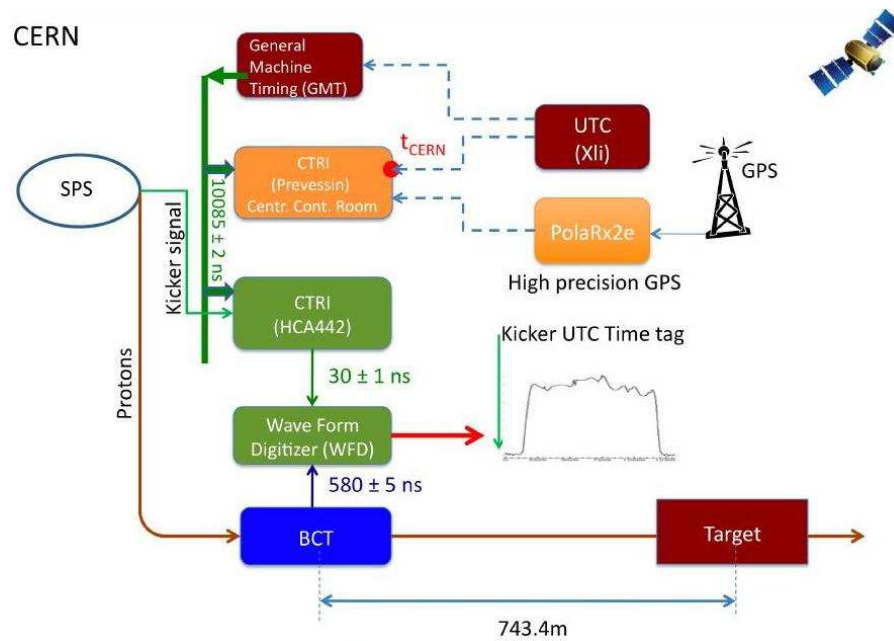


Рис. 4.1: Система измерения времени в CERN. Уточненные величины указанных задержек сигналов будут приведены далее в таблице 4.1.

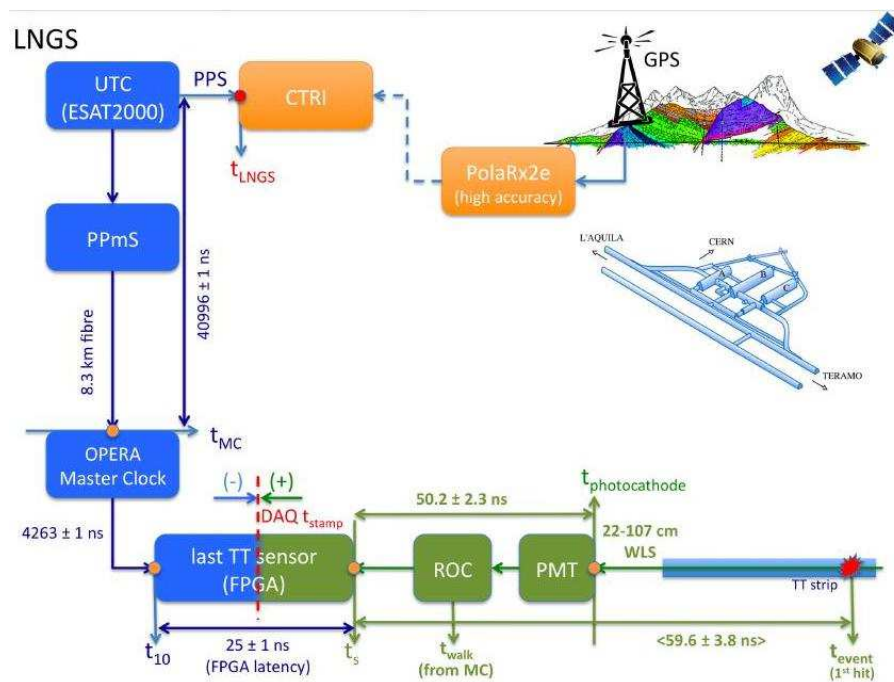


Рис. 4.2: Система измерения времени в LNGS. Уточненные величины указанных задержек сигналов будут приведены далее в таблице 4.1.

тактовый генератор (OPERA Master Clock, OMC). Из-за внутренних частотных характеристик OMC эта синхронизация не являлась устойчивой, что приводило к флуктуациям сигнала на уровне $\pm 25 \text{ нс}$. Далее сигнал времени от OMC передавался на регистрирующую электронику ТСЦ OPERA с помощью про-

граммируемой вентиляющей матрицы (Field Programmable Gate Array, FPGA).

Задержки сигнала, возникавшие в ТСЦ (связанные с длительностью отклика сцинтиллятора, временем распространения сигнала в световодах, пролетным временем электронов в ФЭУ, а также временем отклика чипа снятия показаний (readout chip, ROC)), были тщательно измерены посредством возбуждения сцинтилляторов пикосекундным УФ лазером в заданных точках. Общая величина интервала времени между моментом, когда фотоны попадали на фотокатод ФЭУ, и моментом, когда триггерный сигнал от ROC-чипа достигал FPGA, оказалась равной $(49,3 \pm 2,3)$ нс.

В первоначальном варианте анализа экспериментальных данных 2009–2011 гг. (см. раздел 4.3.) момент времени взаимодействия нейтрино в детекторе (t_{OPERA}) определялся по самому раннему сигналу в ТСЦ. Оценка средней величины задержки времени между взаимодействием нейтрино и регистрацией первого сигнала производилась путем моделирования. При этом в модели были учтены все эффекты, исследованные в лабораторных наблюдениях, включая распределение времени прибытия фотонов из заданной точки на фотокатод ФЭУ, разброс времени отклика ROC-чипа, и измеренную задержку распространения сигнала от ROC-чипа до FPGA. Среднее значение и стандартное отклонение для полной искомой задержки ТСЦ, полученные методом Монте-Карло, оказались равными, соответственно, 58,7 нс и 7,3 нс, отражая факт равномерного распределения поперечных координат (определявших расстояние до ФЭУ) вершин событий в детекторе OPERA. Поскольку величина 58,7 нс включала в себя упомянутую выше задержку в 49,3 нс, среднее время между моментом взаимодействия нейтрино и прибытием на фотокатод ФЭУ фотонов, инициировавших регистрацию наиболее раннего сигнала, составляло 9,4 нс.

Сравнение распределений разности между временем наиболее раннего сигнала и средним временем всех сигналов события показало, что экспериментальные и смоделированные данные находились в согласии в пределах систе-

матической погрешности, которая составляла 3 нс. Полученные распределения приведены на Рис. 4.3. Отрицательная величина разности возникала из-за внесения поправок времени для сигналов в зависимости от их продольной координаты (точнее, из-за учета расстояния от положения каждого сигнала до начала системы координат).

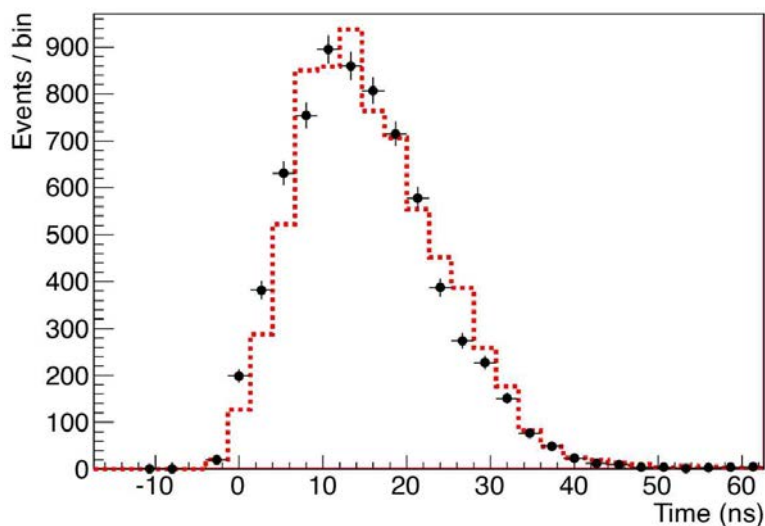


Рис. 4.3: Разность между средним временем всех сигналов события и временем наиболее раннего сигнала для экспериментальных (черные точки) и смоделированных (пунктирная линия) данных.

Кроме этого в ходе проверки правильности определения t_{OPERA} , выполненной при активном участии автора диссертации, было обнаружено, что в экспериментальных данных наиболее ранний сигнал события мог отстоять от других сигналов этого же события на относительно большую величину, вплоть до нескольких сотен наносекунд (см. распределение на Рис. 4.4). Это было вызвано тем, что при формировании события системой сбора данных в его состав иногда включались сигналы ТСЦ, непосредственно не связанные с взаимодействием нейтрино, а вызванные, например, шумом электроники (см. Рис. 4.5). Подобные случаи не могли быть отслежены индивидуально для каждого из 16 111 событий, отобранных для первоначального анализа в работе [126], где был получен “аномальный” результат измерения δt (отличавшийся от “нулевого” на 6 стандартных отклонений!). В связи с этим, первоначаль-

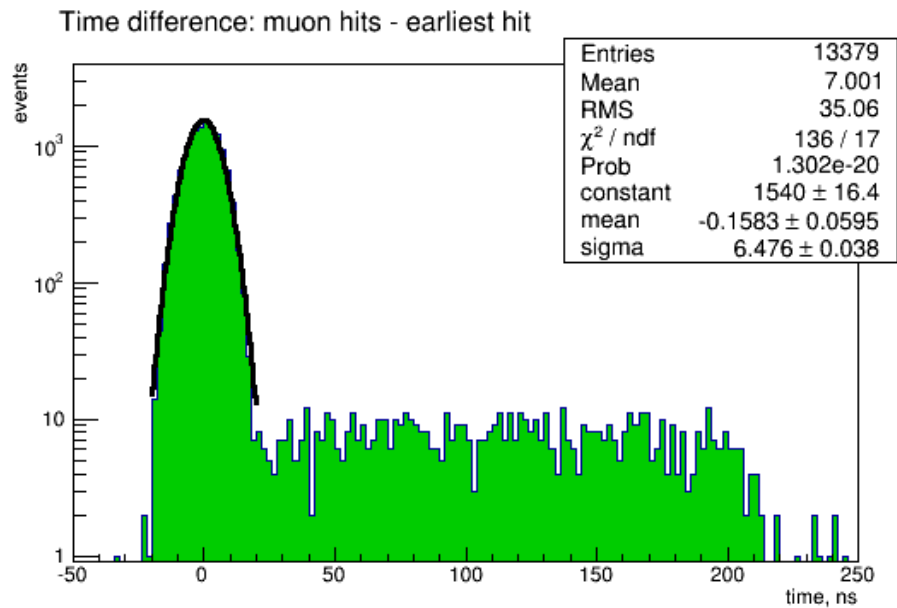


Рис. 4.4: Разность между средним временем сигналов от мюона (описание метода расчета приведено в разделе 4.5.1.) и временем наиболее раннего сигнала в ТСЦ для экспериментальных данных 2009–2011 гг. Вблизи нуля распределение аппроксимировано гауссианом. События из правого “хвоста” были впоследствии исключены из анализа по определению скорости нейтрино.

ная выборка была впоследствии сокращена [127] на 888 событий, имевших заниженное время наиболее раннего сигнала, что позволило устранить один из неучтенных до этого источников систематической ошибки, приводивший к завышению δt примерно на 7 нс.

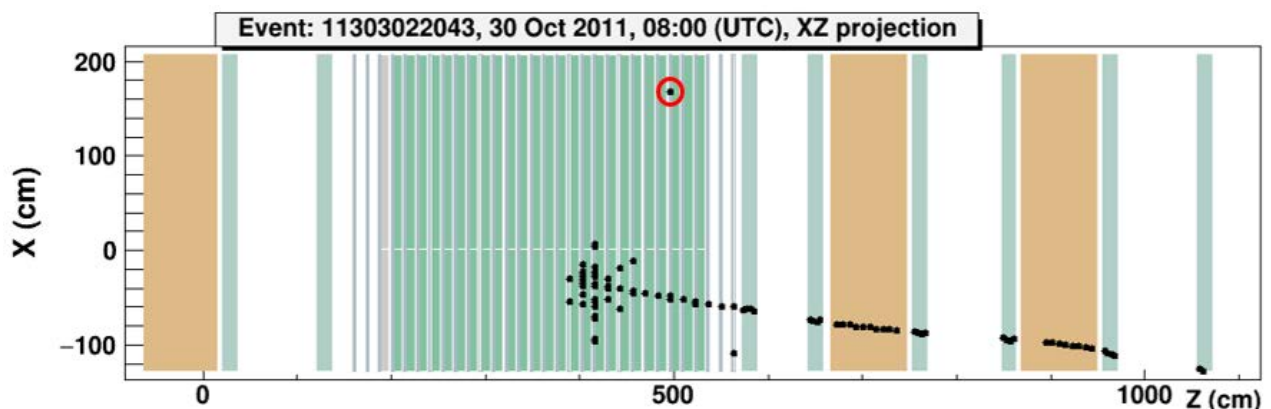


Рис. 4.5: Пример события, в котором наиболее ранний сигнал в ТСЦ (отмеченный кружком красного цвета) не относится к зарегистрированному взаимодействию нейтрино, произошедшему примерно на 200 нс позднее.

Для более точного и надежного определения момента времени взаимодей-

ствия нейтрино в детекторе группой из ОИЯИ было предложено использовать большое количество сигналов, по возможности принимая во внимание топологию нейтринного события. Альтернативные методы определения t_{OPERA} были реализованы и использованы, в том числе и автором диссертации, для анализа данных 2012 г (см. раздел 4.5.).

4.3. Результаты анализа для стандартного режима CNGS

Первоначальный анализ времени пролета нейтрино на основе данных, набранных OPERA в период с 2009 по 2011 гг., проводился по аналогии с анализом, выполненным в эксперименте MINOS в 2007 г. (см. раздел 1.2.2.).

В стандартном режиме работы пучка CNGS, так же как и в случае с пучком NUMI, величина TOF_ν не могла быть точно измерена для отдельных нейтрино, поскольку каждое нейтрино, регистрировавшееся детектором OPERA, порождалось одним из $\sim 10^{13}$ протонов, выводившихся из ускорителя SPS на графитовую мишень CNGS в течение 10,5 мкс. Однако, измеряя временную структуру пучка протонов в каждом цикле их извлечения, соответствующем времени регистрации нейтрино, можно было получить плотность распределения вероятности (ПРВ) образования нейтрино для данного временного интервала. Поскольку временная структура протонного пучка была достаточно стабильной, оказалось возможным также рассчитать ПРВ, усредненную по всем циклам извлечения.

По итогам анализа [128], проведенного после перепроверок и устранения главных систематических ошибок результата [126], было получено значение

$$\delta t = \left(6,5 \pm 7,4 \text{ (стат.) } \begin{matrix} +8,3 \\ -8,0 \end{matrix} \text{ (сист.)} \right) \text{ нс}, \quad (4.1)$$

соответствующее ограничению на скорость нейтрино

$$(\beta_\nu - 1) = \left(2,7 \pm 3,1 \text{ (стат.) } \begin{matrix} +3,4 \\ -3,3 \end{matrix} \text{ (сист.)} \right) \times 10^{-6}.$$

4.4. Результаты анализа для специального режима CNGS 2011 г.

Для перепроверки и уточнения измерений, касающихся определения скорости нейтрино, дважды был задействован специальный режим работы комплекса CNGS, во время которого нейтрино посылались в LNGS короткими (~ 1 нс) импульсами. Такая временная структура позволяла производить измерение величины δt на уровне отдельных наблюдаемых событий, поскольку для каждого из них можно было безошибочно определить положение импульса вывода протонов на мишень, соответствующего времени регистрации нейтрино в детекторе. Это позволило исключить неопределенность, возникавшую при расчете ПРВ, а также в значительной мере сократить возможное влияние других систематических эффектов, связанных с большой продолжительностью импульсов, используемых в стандартном режиме работы.

1-й сеанс CNGS в специальном режиме был проведен в октябре-ноябре 2011 г. Модифицированный супер-цикл SPS включал однократное извлечение $1,1 \times 10^{12}$ протонов на мишень CNGS четырьмя импульсами длительностью по 3 нс, разделенными интервалами в 524 нс.

Измеренное при этом стандартное отклонение величины δt оказалось равным 16,5 нс, а ее среднее значение – $(-1,9 \pm 3,7)$ нс, в согласии с предыдущим измерением (4.1). В первом порядке приближения систематические погрешности, общие для стандартного и 1-го специального режима CNGS, были одинаковыми (или меньшими во втором случае). Главный вклад в полученное значение стандартного отклонения был обусловлен неопределенностью полной задержки ТСЦ (7,3 нс), величиной дискретизации временной отметки DAQ ($10/\sqrt{12}$ нс), а также неустойчивостью синхронизации внешнего сигнала GPS и ОМС OPERA ($50/\sqrt{12}$ нс).

4.5. Анализ данных для специального режима CNGS 2012 г.

2-й сеанс CNGS в специальном режиме проводился в мае 2012 г. К началу сеанса эксперименты LNGS, вовлеченные в кампанию по независимой проверке результатов измерения скорости нейтрино, успели усовершенствовать свои системы измерения времени и разработать новые методы анализа. В детекторе OPERA для устранения неустойчивости синхронизации внешнего сигнала GPS и ОМС был установлен дополнительный время-цифровой преобразователь (TDC), а для контроля времени задержки сигнала в 8,3-километровом оптическом фибре, а также для мониторингирования частоты ОМС, использовалась система синхронизации White Rabbit [129].

Временная структура пучка была следующей (см. Рис. 4.6). В каждом цикле CNGS, длительностью 13,2 нс, производилось извлечение протонов четырьмя сериями по 16 импульсов, разделенных интервалом в 100 нс. Стандартное отклонение для ширины одного импульса равнялось 1,8 нс; в течение импульса на мишень выводилось $\sim 10^{11}$ протонов (обеспечивая в 6 раз большую интенсивность пучка, по сравнению со специальным режимом CNGS 2011 г.).

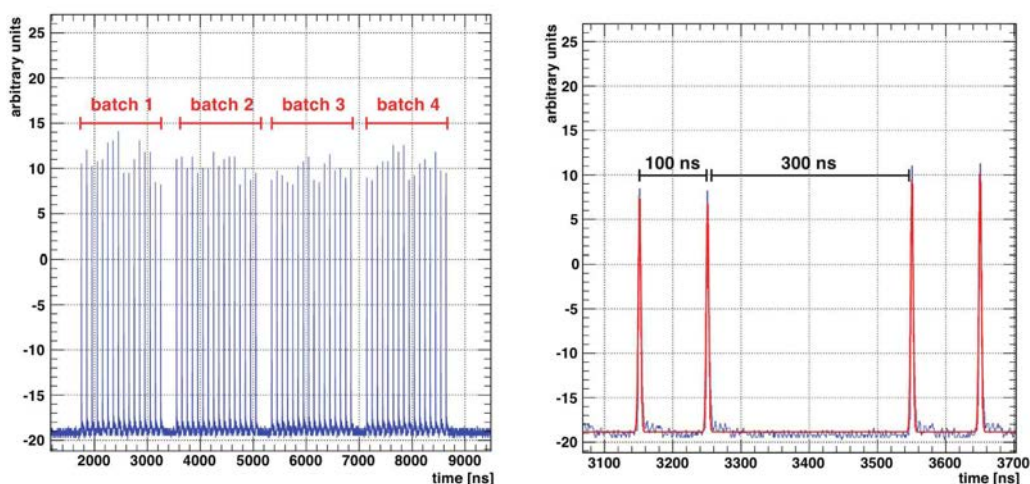


Рис. 4.6: Интенсивность пучка при однократном извлечении протонов на мишень в специальном режиме CNGS 2012 г. Справа показано увеличение для интервала времени между двумя сериями импульсов.

За две недели сеанса детектором OPERA было зарегистрировано 104 со-

бытия, соответствующих по времени импульсам CNGS, но в сумме только около 70 из них удовлетворяли критериям отбора для дальнейшего анализа. Расчет величины δt был выполнен четырьмя методами (предложенными разными группами участников эксперимента), по-своему определявшими момент времени взаимодействия нейтрино в детекторе:

- **Метод 1** (уже применявшийся до этого) – с использованием стандартной системы DAQ и наиболее раннего сигнала в ТСЦ;
- **Метод 2** (предложенный группой из ОИЯИ) – с использованием стандартной системы DAQ и сигналов от мюонов в ТСЦ;
- **Метод 3** – с использованием стандартной системы DAQ и сигналов от мюонов в РПК;
- **Метод 4** – с использованием собственной временной отметки сигналов от мюонов в РПК.

Далее приведено подробное описание **Метода 2**, использованного автором диссертации для расчета величины δt , а затем представлены объединенные результаты анализа.

4.5.1. Определение δt с помощью сигналов от мюонов в ТСЦ (Метод 2). В первоначальном варианте анализа (см. раздел 4.3.) для определения момента времени взаимодействия нейтрино в детекторе использовался **Метод 1**. К недостаткам этого метода относятся:

- влияние ранних срабатываний ТСЦ, непосредственно не связанных с взаимодействием нейтрино (шум электроники и т.п.), на измерение момента времени прихода нейтрино в детектор (как было продемонстрировано на Рис. 4.5 и 4.4);
- невозможность уменьшения неопределенности измеряемого времени, связанной с наличием 10-наносекундной дискретизации системы сбора

данных, путем увеличения статистики измерений (т.е., за счет использования дополнительной информации от других сигналов того же самого события).

Более надежный метод должен использовать совокупную информацию о полном наборе (или о наиболее существенной части) зарегистрированных сигналов с учетом топологии события. В связи с этим группой из ОИЯИ был предложен и разработан **Метод 2**, в котором определение момента времени взаимодействия нейтрино в событиях, которые произошли по каналу заряженного тока, осуществлялось по сигналам от мюонов с реконструированным в ТСЦ 3D-треком. (В идеальном случае, при пересечении треком обоих супер-модулей детектора в направлении, близком к направлению пучка нейтрино, количество измерений времени пролета мюона, по которым осуществлялось восстановление момента взаимодействия нейтрино, могло достигать $62 \times 2 \times 2 = 248$.) Процедура распознавания мюонного трека, подробно описанная в разделе 3.1.2., автоматически устраняла первый недостаток **Метода 1**, а усреднение временной информации большого количества сигналов от мюона в значительной мере уменьшала влияние дискретизации.

Расчет отклонения времени пролета нейтрино от своего номинального значения производился следующим образом:

$$\delta t = t_{CERN} + \Delta t_{offset} - (t_{OPERA} + \Delta t_{TDC} + \Delta t_{timelink}), \text{ где}$$

- t_{OPERA} – время прихода нейтрино в детектор, определенное по сигналам от мюонов (см. ниже);
- t_{CERN} – время максимального значения интенсивности протонного импульса, соответствовавшего t_{OPERA} ;
- Δt_{TDC} – поправка TDC для синхронизации внешнего сигнала GPS и ОМС OPERA;
- $\Delta t_{timelink}$ – поправка времени для синхронизации GPS-сигналов между CERN и LNGS;

- Δt_{offset} – суммарное значение всех фиксированных поправок и задержек времени (с учетом знака) в системе CERN–CNGS–OPERA, которые перечислены в Таб. 4.1.

Таблица 4.1: Фиксированные поправки времени в системе CERN–CNGS–OPERA.

Описание	Задержка (нс)	Погрешность (нс)
CERN ВСТ	–583,7	1,0
CERN WFD	+26,6	1,0
CERN UTC	–14,4	1,0
OPERA UTC	–41 067,4	1,0
OPERA DAQ	–7046,2	1,0
OPERA FPGA	–24,5	1,0
OPERA ТСЦ	+49,3	0,9
Пролетная база	+2 439 280,9	0,7
Вращение Земли	+2,2	0,0
GPS-синхр.	–2,3	1,7
Итого (Δt_{offset}):	+2 390 620,5	3,2

Расчет t_{OPERA} по среднему времени сигналов от мюонов. В окончательном варианте анализа **Методом 2** расчет t_{OPERA} производился автором по среднему времени сигналов от мюонов с реконструированным треком:

$$t_{OPERA} = \frac{1}{N_{\mu}} \sum_{i=1}^{N_{\mu}} \left(t_{\mu}^i + \Delta t_{shift} - \Delta t_{TT_{fiber}}^i + \Delta t_{A1}^i + \Delta t_{TT_{delays}}^i \right) - \Delta t_{\gamma}. \quad (4.2)$$

Здесь N_{μ} – количество сигналов на треке, t_{μ}^i – время i -го сигнала, $\Delta t_{shift} = 5$ нс – смещение измеренного времени сигнала в центр 10-наносекундного интервала дискретизации системы сбора данных, $\Delta t_{TT_{fiber}}^i$ – задержка на распространение сигнала вдоль световода ТСЦ, Δt_{A1}^i – поправка на расстояние от положения сигнала до начала системы координат детектора, $\Delta t_{TT_{delays}}^i$ – набор дополнительных задержек на распространение сигнала по кабелям ТСЦ, Δt_{γ} – среднее время между моментом взаимодей-

ствия нейтрино и прибытием на фотокатод ФЭУ фотонов, инициировавших регистрацию сигнала от мюона.

Величина $\Delta t_\gamma = 7,6$ нс, полученная автором диссертации путем моделирования полного отклика ТСЦ, была аналогична величине 9,4 нс, описанной в разделе 4.2. и использовавшейся в **Методе 1**, но имела на порядок меньшую погрешность (см. Рис. 4.7), поскольку, во-первых, у сигналов от мюонов с реконструированным 3D-треком, были известны все три координаты, а во-вторых, как уже было сказано выше, усреднение временной информации по многим сигналам приводило к уменьшению влияния дискретизации.

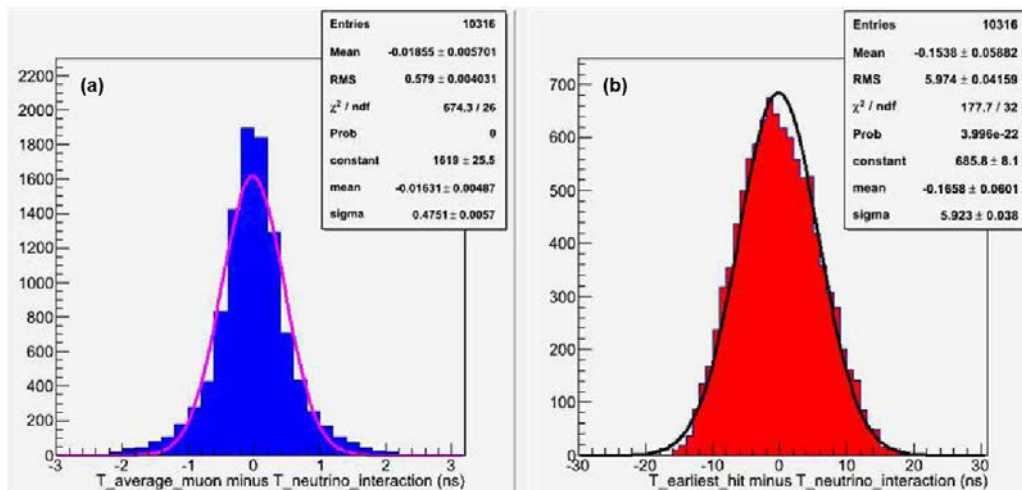


Рис. 4.7: Разность времени между моментом взаимодействия нейтрино и средним временем сигналов от мюонного трека (а) или временем наиболее раннего сигнала (б) для смоделированных данных.

На Рис. 4.8 представлено распределение значений δt , рассчитанных для 48 событий СС-взаимодействия ν_μ , которые были использованы для анализа **Методом 2**. Среднее значение распределения равнялось $\delta t = (1,2 \pm 1,0 \text{ (стат.)} \pm 3,3 \text{ (сист.)})$ нс.

Расчет t_{OPERA} по времени “точек перехода”. Кроме вышеописанного метода расчета t_{OPERA} с использованием среднего времени сигналов от мюонов, с целью достижения лучшего временного разрешения автором диссертации также был протестирован альтернативный метод, основанный на опре-

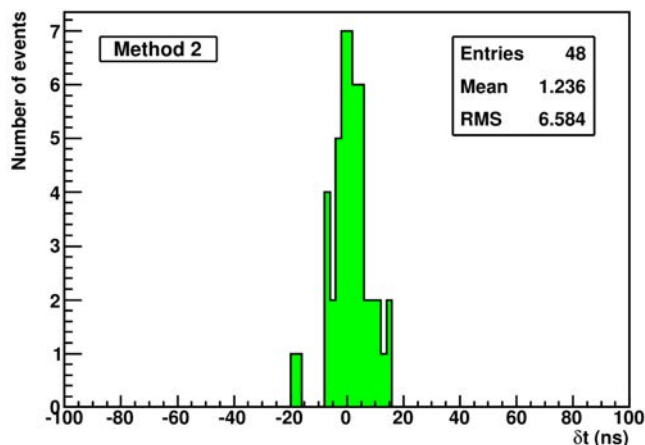


Рис. 4.8: Распределение значений δt для 48 нейтринных событий с реконструированным в ТСЦ мюонным треком, использовавшихся в **Метод 2**.

делении так называемых “точек перехода” временных отметок этих сигналов из одного интервала дискретизации в другой.

Идея этого метода заключается в следующем. В идеальном детекторе с абсолютно синхронизированной системой измерения времени T , имеющей ширину дискретизации ΔT , релятивистский мюон, движущийся в горизонтальном направлении (в нашем случае – вдоль оси Z), должен оставлять сигналы в плоскостях, удаленных друг от друга на расстояние ΔZ , так, как это показано на графике $Z(T)$ на Рис 4.9. В этом случае момент рождения или прихода мюона T_0 в точку с заданной координатой Z_0 можно вычислить¹, используя (любую) точку перехода временного сигнала из предыдущего интервала дискретизации в последующий, по формуле

$$T_0 = T_1 + \frac{Z_0 - Z_1 + \Delta Z/2}{c} \pm \frac{\Delta Z}{c\sqrt{12}}, \quad (4.3)$$

где Z_1 и T_1 – координаты выбранной точки перехода, c – скорость света.

При поиске “точек перехода” в реальном детекторе необходимо предусматривать отсутствие сигналов в месте своего предполагаемого расположения на графике $Z(T)$ вследствие неэффективности регистрации, а также неидеаль-

¹При условии, что величина ΔT достаточно мала по сравнению со временем прохождения мюона через детектор.

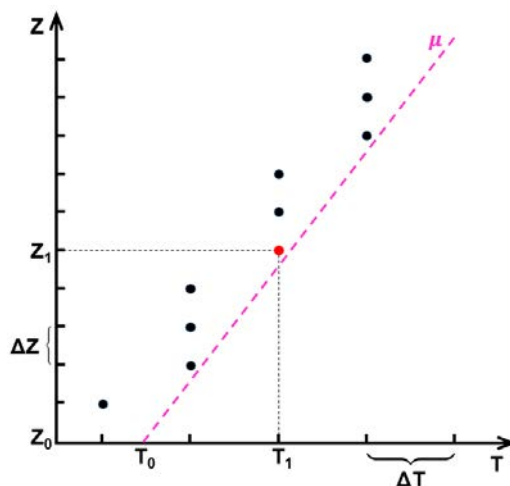


Рис. 4.9: График положения временных сигналов, оставляемых релятивистским мюоном в детекторе с идеальной синхронизацией. ΔT – ширина дискретизации, ΔZ – расстояние между регистрирующими плоскостями детектора. Наклонной прямой изображена мировая линия мюона. Красным цветом обозначена одна из “точек перехода”, в которой временная отметка сигнала от мюона впервые становится равной T_1 .

ности во взаимной синхронизации различных элементов системы измерения времени (в результате чего сигналы могут “перескакивать” из своего интервала в соседние).

В случае с Трековой системой целеуказания ($\Delta T = 10$ нс, $\Delta Z = 13,4$ см) поиск “точек перехода” осуществлялся по наличию пары сигналов в двух примыкающих плоскостях ТСЦ в последующем временном интервале, расположенной сразу после (по направлению оси Z) аналогичной пары “опорных” сигналов в предыдущем интервале (см. Рис. 4.10).

Если в результате этой процедуры было найдено N_{TP} “точек перехода”, время каждой из них t_{TP}^j ($j \in [1; N_{TP}]$) использовалось для расчета момента взаимодействия нейтрино в детекторе по формуле, аналогичной (4.2):

$$t_{OPERA}^j = t_{TP}^j - \Delta t_{TT_{fiber}}^j + \Delta t_{A1}^j + \Delta t_{TT_{delays}}^j - 7,6, \quad (4.4)$$

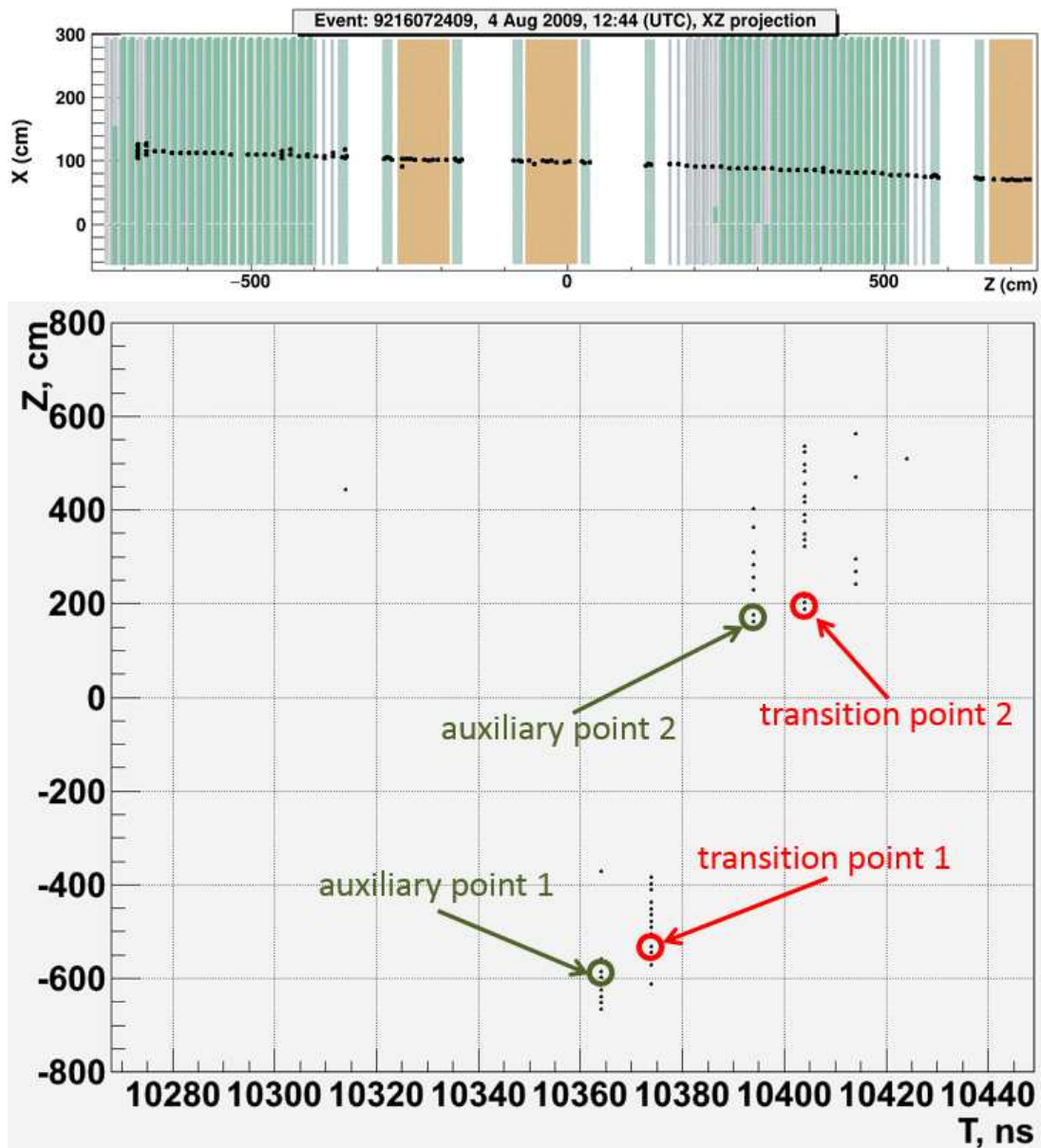


Рис. 4.10: Пример события СС-взаимодействия ν_μ , где t_{OPERA} определялось по “точкам перехода” (показаны только сигналы с одной стороны вертикальных стрипов). Поиск положения “точек перехода” осуществлялся по парам “опорных” сигналов (auxiliary point 1 и 2), расположенным в предыдущем временном интервале по сравнению с парами сигналов в последующих по направлению оси Z плоскостях ТСЦ (transition point 1 и 2).

а затем общее время t_{OPERA} вычислялось как взвешенное среднее:

$$t_{OPERA} = \frac{\sum_j \left(N_\mu^j t_{OPERA}^j \right)}{\sum_j N_\mu^j}, \quad (4.5)$$

где N_{μ}^j – количество сигналов от мюонного трека, ближайших по времени к j -й “точке перехода” (в той же проекции и с той же стороны стрипов).

Метод расчета t_{OPERA} по формулам (4.4) и (4.5) был сравнен с методом расчета по формуле (4.2) на экспериментальных данных 2009–2011 гг., использовавшихся при анализе скорости нейтрино (см. раздел 4.3.). В наборе из 12 465 событий с реконструированным мюонным треком только в 11 151 событии была найдена по крайней мере одна “точка перехода”.

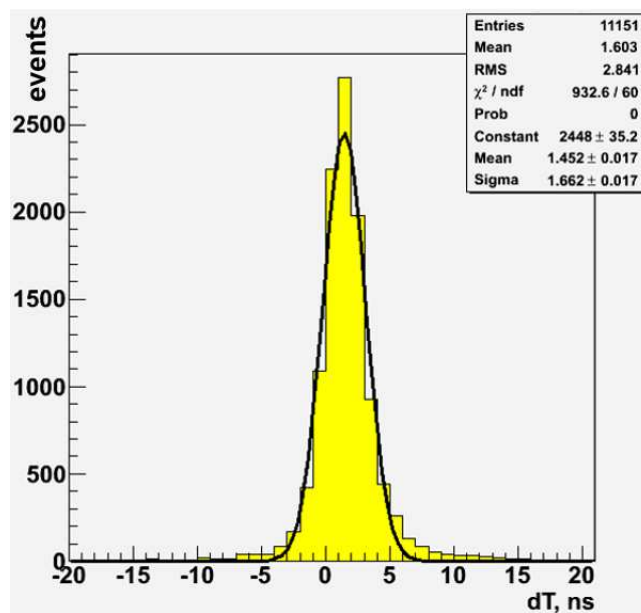


Рис. 4.11: Разница между моментом взаимодействия нейтрино в детекторе t_{OPERA} , вычисленного по среднему времени сигналов от мюонного трека, и по “переходным точкам” для выборки событий 2009–2011 гг.

Результаты сравнения двух методов расчета для этой выборки, представленные на Рис. 4.11, совпадали в пределах погрешности около 2 нс. При этом метод, основанный на поиске “точек перехода”, давал в среднем меньшую величину t_{OPERA} по сравнению с методом, использовавшим время, усредненное по всем сигналам от мюона. Это было вызвано тем, что из-за неидеальной синхронизации системы измерения времени (“перескоков” временных сигналов в соседние интервалы) найденная координата “точки перехода” Z_1 в среднем оказывалась несколько завышенной по сравнению со своим истинным значением, что приводило к заниженной оценке времени прихода мюона по фор-

муле (4.3). Исходя из этого, было решено не применять данный метод для анализа скорости нейтрино в 2012 г.

4.5.2. Итоговые результаты по измерению скорости ν и $\bar{\nu}$. В Таб. 4.2 приведены индивидуальные результаты всех четырех использовавшихся в OPERA методов расчета δt с указанием статистических и систематических ошибок. Все значения для времени приведены в наносекундах.

Таблица 4.2: Результаты четырех методов анализа, применявшихся в OPERA для расчета δt .

Метод	Кол-во событий	δt	Стат.	Сист.
1	59	-2,1	1,1	4,4
2	48	1,2	1,0	3,3
3	58	-2,5	1,8	5,3
4	49	0,6	0,4	3,6

Для получения объединенного результата были использованы **Метод 2** (с добавлением измерений по **Методу 1** для событий NC-взаимодействия) и **Метод 4**, поскольку их статистические и систематические ошибки были наименьшими из всех полученных, а также наименее скоррелированными друг с другом. После применения стандартной процедуры объединения результатов при наличии скоррелированных измерений [130] было получено [13] итоговое значение:

$$\delta t = (0,7 \pm 0,4 \text{ (стат.)} \pm 1,6 \text{ (сист. - некорр.)} \pm 2,5 \text{ (сист. - корр.)}) \text{ нс.}$$

Этот результат, уточнял предыдущие (исправленные) измерения OPERA, а также находился в согласии с результатами других экспериментов LNGS по анализу данных в специальном режиме работы комплекса CNGS [131–133]. Кроме того, поскольку заряд мюонов, сигналы от которых использовались в расчетах, мог быть определен с помощью магнитных спектрометров установки OPERA, оказалось возможным впервые измерить время пролета и получить δt отдельно для нейтрино и антинейтрино:

$$\delta t_\nu = (0,6 \pm 0,4 \text{ (стат.)} \pm 3,0 \text{ (сист.)}) \text{ нс и}$$

$$\delta t_{\bar{\nu}} = (1,7 \pm 1,4 \text{ (стат.)} \pm 3,1 \text{ (сист.)}) \text{ нс.}$$

Поскольку оба эти значения сравнимы с нулем, были также получены отдельные ограничения на отличие скорости ν и $\bar{\nu}$ от скорости света (для уровня достоверности 90%):

$$-1,8 \times 10^{-6} < (\beta_\nu - 1) < 2,3 \times 10^{-6} \text{ и } -1,6 \times 10^{-6} < (\beta_{\bar{\nu}} - 1) < 3,0 \times 10^{-6}.$$

Таким образом, предложенный группой из ОИЯИ и реализованный автором диссертации метод определения момента времени взаимодействия нейтрино в детекторе OPERA по сигналам от зарегистрированных в ТСЦ мюонов (**Метод 2**), обеспечил меньшую погрешность расчета величины δt по сравнению с **Методом 1**, использовавшим время наиболее раннего сигнала в ТСЦ. Исходя из этого, **Метод 2** был выбран в качестве наилучшего для детектора ТСЦ и вместе с **Методом 4** (наилучшим для детектора РПК) был использован для получения итогового результата измерения времени пролета нейтрино в эксперименте OPERA. Это позволило установить новое более строгое ограничение на отклонение скорости (анти)нейтрино от скорости света. Раздельные результаты для скорости ν и $\bar{\nu}$ были получены впервые.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Настоящая диссертационная работа посвящена поиску вершины нейтринных взаимодействий при исследовании осцилляций и измерению скорости нейтрино с использованием электронных детекторов в эксперименте OPERA.

При ее выполнении непосредственно автором или при его активном участии получены следующие основные результаты:

1. Определены калибровочные характеристики сцинтилляционных стрипов Трековой системы целеуказания (ТСЦ) установки OPERA, которые использованы для калориметрических измерений при анализе данных эксперимента (реконструкции энергии события и, в частности, адронного ливня при взаимодействии нейтрино). Проведено мониторинговое наблюдение эффективности ТСЦ и стабильности ее отклика при помощи мюонов, регистрировавшихся этой системой с 2006 по 2013 гг. Показано, что значение эффективности ТСЦ находилось на уровне 99% на протяжении всего набора данных в эксперименте OPERA. Впервые прямым методом получена оценка изменения отклика пластического сцинтиллятора серии UPS-923A со временем – $(1,7 \pm 0,2)\%/год$, подтверждающая возможность использования детектора ТСЦ в будущих экспериментах.
2. Разработаны методы анализа данных электронных детекторов OPERA для поиска вершины взаимодействия нейтрино в мишени экспериментальной установки: фильтрация сигналов в ТСЦ, восстановление мюонного трека и оси адронного ливня, определение стенки и блока мишени с вершиной взаимодействия нейтрино. Эти методы объединены в едином программном пакете OpBrickFinder, который показал эффективность на уровне $(71 \pm 5)\%$ (для наиболее вероятного блока мишени) и был успешно использован для анализа всех данных, набранных в эксперименте OPERA с середины 2009 по конец 2012 гг., что позволило обнаружить несколько событий взаимодействия тау-нейтрино из пучка CNGS.

3. Разработан метод определения момента времени взаимодействия нейтрино в детекторе OPERA по сигналам от мюонов, треки которых были реконструированы в ТСЦ. Применение разработанного метода позволило обнаружить и устранить один из источников систематической ошибки при анализе экспериментальных данных OPERA 2009–2011 гг., отобранных для измерения скорости нейтрино. Этот метод был также применен для анализа экспериментальных данных OPERA 2012 г. (в специальном режиме коротких импульсов пучка CNGS) и с его помощью:

- рассчитана величина отклонения δt времени пролета $\nu(\bar{\nu})$ между источником в CERN и детектором OPERA от своего номинального значения: $\delta t = (1,2 \pm 1,0 \text{ (стат.)} \pm 3,3 \text{ (сист.)})$ нс;
- при объединении с результатами измерения δt , полученными по информации с другого детектора (РПК мюонных спектрометров), рассчитана итоговая величина отклонения:
 $\delta t = (0,7 \pm 0,4 \text{ (стат.)} \pm 1,6 \text{ (сист. — некорр.)} \pm 2,5 \text{ (сист. — корр.)})$ нс;
- впервые установлены отдельные ограничения на отклонение скоростей нейтрино v_ν и антинейтрино $v_{\bar{\nu}}$ от скорости света c :
 $-1,8 \times 10^{-6} < (v_\nu/c - 1) < 2,3 \times 10^{-6}$ и
 $-1,6 \times 10^{-6} < (v_{\bar{\nu}}/c - 1) < 3,0 \times 10^{-6}$
 (на уровне достоверности 90%).

БЛАГОДАРНОСТИ

Выражаю благодарность научному руководителю, Юрию Алексеевичу Горнушкину, за предложенную тему, постановку задач и критические замечания, а также за постоянное содействие и помощь в решении организационных вопросов, связанных с моей командировочной работой за рубежом и участием в международных конференциях.

Выражаю благодарность моему первому научному руководителю, у которого я учился в студенческие годы и в аспирантуре, профессору Геннадию Алексеевичу Ососкову, за переданные знания и опыт, касающиеся моделирования, обработки и анализа данных, за его интерес к работе и полезные обсуждения, без которых настоящая диссертация не могла быть выполнена.

Я признателен коллективу НЭОФЭЧ ЛЯП ОИЯИ во главе с А.Г. Ольшевским за поддержку и за интересные дискуссии в области нейтринной физики.

Отдельно хотелось бы поблагодарить А.В. Чуканова и С.Г. Земскову за тесное и творческое сотрудничество при выполнении работы, а также А.В. Стадника и А.В. Красноперова за ценные советы относительно программирования и разработки алгоритмов.

Не могу не поблагодарить всех своих коллег по Коллаборации OPERA, в особенности профессора G. De Lellis и сотрудников сканирующей лаборатории в LNGS — L. Consiglio, N. D'Ambrosio, N. Di Marco, F. Pupilli, C. Sirignano — за совместную экспериментальную работу, плодотворные обсуждения полученных результатов и полезные предложения.

Я также благодарен родителям и жене Луизе за их неизменное участие к моей научной деятельности, понимание и поддержку.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Pontecorvo B. Mesonium and anti-mesonium // Sov.Phys.JETP. 1957. Vol. 6. P. 429.
2. Maki Z., Nakagawa M., Sakata S. Remarks on the unified model of elementary particles // Prog.Theor.Phys. 1962. Vol. 28. P. 870–880.
3. Pontecorvo B. Neutrino experiments and the problem of conservation of leptonic charge // Sov.Phys.JETP. 1968. Vol. 26. P. 984–988.
4. Davis R. Solar neutrinos. II: Experimental // Phys.Rev.Lett. 1964. Vol. 12. P. 303–305.
5. Casper D. et al. Measurement of atmospheric neutrino composition with IMB-3 // Phys.Rev.Lett. 1991. Vol. 66. P. 2561–2564.
6. Fukuda Y. et al. Atmospheric muon-neutrino / electron-neutrino ratio in the multiGeV energy range // Phys.Lett. 1994. Vol. B335. P. 237–245.
7. Allison W. W. M. et al. Measurement of the atmospheric neutrino flavor composition in SOUDAN-2 // Phys.Lett. 1997. Vol. B391. P. 491–500.
8. Fukuda Y. et al. Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos // Phys.Rev.Lett. 1998. Vol. 81. P. 1562–1567.
9. Olive K. A. et al. Review of Particle Physics (RPP) // Chin.Phys. 2014. Vol. C38. P. 090001. Particle Data Group, <http://pdg.lbl.gov/>.
10. Guler M. et al. OPERA: An appearance experiment to search for $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ oscillations in the CNGS beam. Experimental proposal. 2000. CERN-SPSC-2000-028, CERN-SPSC-P-318, LNGS-P25-00.
11. Bailey R. et al. The CERN neutrino beam to Gran Sasso (NGS): Tech. Rep.: CERN-SL-99-034-DI. INFN-AE-99-05. Geneva: CERN, 1999. Addendum to report CERN 98-02, INFN-AE-98-05.
12. Agafonova N. Y. et al. Measurement of the TeV atmospheric muon charge ratio with the complete OPERA data set // Eur.Phys.J. 2014. Vol. C74, no. 7. P. 2933.

13. Adam T. et al. Measurement of the neutrino velocity with the OPERA detector in the CNGS beam using the 2012 dedicated data // JHEP. 2013. Vol. 1301. P. 153.
14. Pauli W. On the earlier and more recent history of the neutrino // Camb.Monogr.Part.Phys.Nucl.Phys.Cosmol. 2000. Vol. 14. P. 1–22.
15. Glashow S. L. et al. Remarks on neutrino tests of special relativity // Phys.Rev. 1997. Vol. D56. P. 2433–2434.
16. Kostelecky V. A., Mewes M. Lorentz and CPT violation in neutrinos // Phys.Rev. 2004. Vol. D69. P. 016005.
17. Ellis J. R. et al. Probes of Lorentz violation in neutrino propagation // Phys.Rev. 2008. Vol. D78. P. 033013.
18. Weinheimer C. et al. High precision measurement of the tritium beta spectrum near its endpoint and upper limit on the neutrino mass // Phys.Lett. 1999. Vol. B460. P. 219–226.
19. Lobashev V. M. et al. Direct search for mass of neutrino and anomaly in the tritium beta spectrum // Phys.Lett. 1999. Vol. B460. P. 227–235.
20. Ammosov V. V., Volkov G. G. Can neutrinos probe extra dimensions? 2000. Padua preprint DFPD-00-TH-39, arXiv:hep-ph/0008032, <http://arxiv.org/abs/hep-ph/0008032v1>.
21. Asanov G. S. Can neutrinos and high-energy particles test Finsler metric of space-time? 2000. arXiv:hep-ph/0009305, <http://arxiv.org/abs/hep-ph/0009305v1>.
22. Volkov G. G. Geometry of Majorana neutrino and new symmetries // Annales Fond.Broglie. 2006. Vol. 31. P. 227.
23. Michael D. G. et al. Observation of muon neutrino disappearance with the MINOS detectors and the NUMI neutrino beam // Phys.Rev.Lett. 2006. Vol. 97. P. 191801.

24. Anderson K. et al. The NUMI facility technical design report. 1998. FERMILAB-DESIGN-1998-01.
25. Adamson P. et al. Measurement of neutrino velocity with the MINOS detectors and NUMI neutrino beam // Phys.Rev. 2007. Vol. D76. P. 072005.
26. Wolfenstein L. Neutrino oscillations in matter // Phys.Rev. 1978. Vol. D17. P. 2369–2374.
27. Mikheev S. P., Smirnov A. Y. Resonant amplification of neutrino oscillations in matter and solar neutrino spectroscopy // Nuovo Cim. 1986. Vol. C9. P. 17–26.
28. Pontecorvo B. Inverse β -process // Camb.Monogr.Part.Phys.Nucl.Phys.Cosmol. 1991. Vol. 1. P. 25–31.
29. Bahcall J. N. Solar neutrinos. I: Theoretical // Phys.Rev.Lett. 1964. Vol. 12. P. 300–302.
30. Hampel W. et al. GALLEX solar neutrino observations: Results for GALLEX IV // Phys.Lett. 1999. Vol. B447. P. 127–133.
31. Altmann M. et al. Complete results for five years of GNO solar neutrino observations // Phys.Lett. 2005. Vol. B616. P. 174–190.
32. Abdurashitov J. N. et al. Measurement of the solar neutrino capture rate with gallium metal // Phys.Rev. 1999. Vol. C60. P. 055801.
33. Fukuda Y. et al. Solar neutrino data covering solar cycle 22 // Phys.Rev.Lett. 1996. Vol. 77. P. 1683–1686.
34. Fukuda Y. et al. Measurements of the solar neutrino flux from SUPER-KAMIOKANDE's first 300 days // Phys.Rev.Lett. 1998. Vol. 81. P. 1158–1162.
35. Ahmad Q. R. et al. Measurement of the rate of $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$ interactions produced by ${}^8\text{B}$ solar neutrinos at the Sudbury Neutrino Observatory // Phys.Rev.Lett. 2001. Vol. 87. P. 071301.

36. Kwon H. et al. Search for neutrino oscillations at a fission reactor // *Phys.Rev.* 1981. Vol. D24. P. 1097–1111.
37. Cavaignac J. F. et al. Indication for neutrino oscillation from a high statistics experiment at the BUGEY reactor // *Phys.Lett.* 1984. Vol. B148. P. 387–394.
38. Vidyakin G. S. et al. Limitations on the characteristics of neutrino oscillations // *JETP Lett.* 1994. Vol. 59. P. 390–393.
39. Boehm F. et al. The PALO VERDE reactor neutrino experiment. A test for long baseline neutrino oscillations // *Prog.Part.Nucl.Phys.* 1998. Vol. 40. P. 253–262.
40. Apollonio M. et al. Search for neutrino oscillations on a long baseline at the CHOOZ nuclear power station // *Eur.Phys.J.* 2003. Vol. C27. P. 331–374.
41. Eguchi K. et al. First results from KAMLAND: Evidence for reactor anti-neutrino disappearance // *Phys.Rev.Lett.* 2003. Vol. 90. P. 021802.
42. Bonetti S. et al. BOREXINO: A real time detector for low energy solar neutrinos // *Nucl.Phys.Proc.Suppl.* 1992. Vol. 28A. P. 486–490.
43. Shiozawa M. The HYPER-KAMIOKANDE project // *Nucl.Phys.Proc.Suppl.* 2013. Vol. 237-238. P. 289–294.
44. Möllenberg R. et al. Detecting the upturn of the solar ^8B neutrino spectrum with LENA // *Phys.Lett.* 2014. Vol. B737. P. 251–255.
45. Aglietta M. et al. Experimental study of atmospheric neutrino flux in the NUSEX experiment // *Europhys.Lett.* 1989. Vol. 8. P. 611–614.
46. Berger C. et al. A study of atmospheric neutrino oscillations in the FRÉJUS experiment // *Phys.Lett.* 1990. Vol. B245. P. 305–310.
47. Ambrosio M. et al. Measurements of atmospheric muon neutrino oscillations, global analysis of the data collected with MACRO detector // *Eur.Phys.J.* 2004. Vol. C36. P. 323–339.
48. Ahn M. H. et al. Measurement of neutrino oscillation by the K2K experiment // *Phys.Rev.* 2006. Vol. D74. P. 072003.

49. Abe K. et al. First muon-neutrino disappearance study with an off-axis beam // *Phys.Rev.* 2012. Vol. D85. P. 031103.
50. Abe K. et al. Measurement of neutrino oscillation parameters from muon neutrino disappearance with an off-axis beam // *Phys.Rev.Lett.* 2013. Vol. 111, no. 21. P. 211803.
51. Abe Y. et al. Indication for the disappearance of reactor electron antineutrinos in the DOUBLE CHOOZ experiment // *Phys.Rev.Lett.* 2012. Vol. 108. P. 131801.
52. An F. P. et al. Observation of electron-antineutrino disappearance at DAYA BAY // *Phys.Rev.Lett.* 2012. Vol. 108. P. 171803.
53. Ahn J. K. et al. Observation of reactor electron antineutrino disappearance in the RENO experiment // *Phys.Rev.Lett.* 2012. Vol. 108. P. 191802.
54. Abe K. et al. A measurement of the appearance of atmospheric tau neutrinos by SUPER-KAMIOKANDE // *Phys.Rev.Lett.* 2013. Vol. 110. P. 181802.
55. Kodama K. et al. Observation of tau neutrino interactions // *Phys.Lett.* 2001. Vol. B504. P. 218–224.
56. Eskut E. et al. The CHORUS experiment to search for muon-neutrino \rightarrow tau-neutrino oscillation // *Nucl.Instrum.Meth.* 1997. Vol. A401. P. 7–44.
57. Perl M. L. et al. Evidence for anomalous lepton production in $e^+ - e^-$ annihilation // *Phys.Rev.Lett.* 1975. Vol. 35. P. 1489–1492.
58. Aoki S. Tracking and vertex reconstruction in modern emulsion experiments // *Nucl.Instrum.Meth.* 2001. Vol. A473. P. 192–196.
59. Kodama K. et al. Final tau-neutrino results from the DONUT experiment // *Phys.Rev.* 2008. Vol. D78. P. 052002.
60. Heijne E. H. M. Muon flux measurement with silicon detectors in the CERN neutrino beams. 1983. CERN Yellow Report 83-06.
61. Kayis-Topaksu A. et al. Measurement of charm production in neutrino charged-current interactions // *New J.Phys.* 2011. Vol. 13. P. 093002.

62. Ellis J. R., Mavromatos N. E., Nanopoulos D. V. How large are dissipative effects in noncritical Liouville string theory? // *Phys.Rev.* 2001. Vol. D63. P. 024024.
63. Gambini R., Pullin J. Nonstandard optics from quantum space-time // *Phys.Rev.* 1999. Vol. D59. P. 124021.
64. Apollonio M. et al. Oscillation physics with a neutrino factory. 2002. arXiv:hep-ph/0210192, <http://arxiv.org/abs/hep-ph/0210192v1>.
65. Baranov D., Volkov G. Neutrino on the possible new time structure. 2013. arXiv:hep-ph/1302.1482, <http://arxiv.org/abs/1302.1482>.
66. Alspector J. et al. Experimental comparison of neutrino and muon velocities at Fermilab // *Phys.Rev.Lett.* 1976. Vol. 36. P. 837.
67. Kalbfleisch G. R. et al. Experimental comparison of neutrino, anti-neutrino, and muon velocities // *Phys.Rev.Lett.* 1979. Vol. 43. P. 1361.
68. Hirata K. et al. Observation of a neutrino burst from the Supernova *SN1987a* // *Phys.Rev.Lett.* 1987. Vol. 58. P. 1490–1493.
69. Bionta R. M. et al. Observation of a neutrino burst in coincidence with Supernova *SN1987a* in the Large Magellanic Cloud // *Phys.Rev.Lett.* 1987. Vol. 58. P. 1494.
70. Alekseev E. N. et al. Possible detection of a neutrino signal on 23 February 1987 at the BAKSAN Underground Scintillation Telescope of the Institute of Nuclear Research // *JETP Lett.* 1987. Vol. 45. P. 589–592.
71. Longo M. J. Tests of relativity from *SN1987a* // *Phys.Rev.* 1987. Vol. D36. P. 3276.
72. Ammosov V. V. Experimental considerations for measuring the neutrino time of flight. Talk on the Neutrino Oscillation Working Group meeting, CERN, 2000/02/29.

73. Guler M. et al. Status report on the OPERA experiment. 2001.
CERN-SPSC-2001-025, CERN-SPSC-M-668, LNGS-EXP-30-2001-ADD-1.
74. Agafonova N. Y. et al. Search for the $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ oscillation with the OPERA hybrid detector // Phys.Part.Nucl. 2013. Vol. 44. P. 703–727.
75. Van de Vyver B., Zucchelli P. Prompt tau-neutrino background in wide band muon-neutrino beams // Nucl.Instrum.Meth. 1997. Vol. A385. P. 91–99.
76. Acquafredda R. et al. First events from the CNGS neutrino beam detected in the OPERA experiment // New J.Phys. 2006. Vol. 8. P. 303.
77. Gran Sasso National Laboratory (LNGS), <http://www.lngs.infn.it>.
78. Acquafredda R. et al. The OPERA experiment in the CERN to Gran Sasso neutrino beam // JINST. 2009. Vol. 4. P. P04018.
79. Agafonova N. Y. et al. Momentum measurement by the Multiple Coulomb Scattering method in the OPERA lead emulsion target // New J.Phys. 2012. Vol. 14. P. 013026.
80. De Lellis G. et al. Momentum measurement by the angular method in the Emulsion Cloud Chamber // Nucl.Instrum.Meth. 2003. Vol. A512. P. 539–545.
81. Arrabito L. et al. Electron/pion separation with an emulsion cloud chamber by using a neural network // JINST. 2007. Vol. 2. P. P02001.
82. Adam T. et al. The OPERA experiment Target Tracker // Nucl.Instrum.Meth. 2007. Vol. A577. P. 523–539.
83. Dmitrievsky S. G. Target Tracker detector of the OPERA experiment // PoS. 2013. Vol. Neutel2013 069. P. 356–359. Proceedings of the XV International Workshop on Neutrino Telescopes (Venezia, Italy, 2013).
84. Scientific and Technical Concern “Institute for Single Crystals”, <http://www.amcrys.com/>.
85. Grinev B. V., Senchyshyn V. G. Plastic scintillators. Acta, Kharkiv. 2003.

86. Bellamy E. H. et al. Absolute calibration and monitoring of a spectrometric channel using a photomultiplier // *Nucl.Instrum.Meth.* 1994. Vol. A339. P. 468–476.
87. Chon-Sen N. Caractéristiques et suivi du trajectographe électronique de la cible d'OPERA. Etude des événements électroniques. 2009. University of Strasbourg, PhD thesis.
88. Chukanov A. V., Dmitrievsky S. G., Gornushkin Y. A. Locating the neutrino interaction vertex with the help of electronic detectors in the OPERA experiment // *Phys.Part.Nucl.Lett.* 2015. Vol. 12, no. 1 (189). P. 89–99.
89. Smith C. B., Nichol R. Pathlength correction and zero reconstruction in the MINOS detectors. 2003. NUMI-971.
90. Ambrosio M. et al. Measurement of the residual energy of muons in the Gran Sasso underground laboratories // *Astropart.Phys.* 2003. Vol. 19. P. 313–328.
91. Agafonova N. Y. et al. Study of neutrino interactions with the electronic detectors of the OPERA experiment // *New J.Phys.* 2011. Vol. 13. P. 053051.
92. Bertolin A., Tran N. T. OpCarac: an algorithm for the classification of the neutrino interactions recorded by OPERA. 2009. OPERA public note n.100. <http://operaweb.lngs.infn.it/Opera/publicnotes/note100.pdf>.
93. Anokhina A. et al. Emulsion sheet doublets as interface trackers for the OPERA experiment // *JINST.* 2008. Vol. 3. P. P07005.
94. Fukuda T. et al. The analysis of interface emulsion detector for the OPERA experiment in Japan scanning facility // *JINST.* 2010. Vol. 5. P. P04009.
95. Morishima K., Nakano T. Development of a new automatic nuclear emulsion scanning system, S-UTS, with continuous 3D tomographic image read-out // *JINST.* 2010. Vol. 5. P. P04011.
96. Arrabito L. et al. Hardware performance of a scanning system for high speed analysis of nuclear emulsions // *Nucl.Instrum.Meth.* 2006. Vol. A568. P. 578–587.

97. Agafonova N. Y. et al. Procedure for short-lived particle detection in the OPERA experiment and its application to charm decays // *Eur.Phys.J.* 2014. Vol. C74, no. 8. P. 2986.
98. Agafonova N. Y. et al. Observation of a first ν_τ candidate in the OPERA experiment in the CNGS beam // *Phys.Lett.* 2010. Vol. B691. P. 138–145.
99. Agafonova N. Y. et al. New results on $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ appearance with the OPERA experiment in the CNGS beam // *JHEP.* 2013. Vol. 1311. P. 036.
100. Agafonova N. Y. et al. Evidence for $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ appearance in the CNGS neutrino beam with the OPERA experiment // *Phys.Rev.* 2014. Vol. D89. P. 051102.
101. Agafonova N. Y. et al. Observation of tau neutrino appearance in the CNGS beam with the OPERA experiment // *PTEP.* 2014. Vol. 2014, no. 10. P. 101C01.
102. De Lellis G. New results of the OPERA experiment. LNGS seminar, Gran Sasso, 2015/06/15. <https://agenda.infn.it/conferenceDisplay.py?confId=9799>.
103. Chaussard L., Moret G. Vertex resolution and brick finding efficiency using scintillators information: single charged particles simulation. 2000. OPERA internal note n.15.
104. Chaussard L. et al. Brick finding efficiency: Monte-Carlo comparisons between several scintillating tracker options. 2001. OPERA internal note n.24.
105. Laktineh I. Brick finding efficiency in muonic decay tau neutrino events. 2002. OPERA internal note n.53.
106. Laktineh I. Brick finding efficiency in no-muon neutrino events in OPERA. 2002. OPERA internal note n.54.
107. Dmitrievsky S. G., Gornushkin Y. A., Ososkov G. A. Neural networks, cellular automata, and robust approach applications for vertex localization in the OPERA Target Tracker detector // Dubna. 2006. Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research E10-2005-216.

108. Glazov A. et al. Filtering tracks in discrete detectors using a cellular automaton // Nucl.Instrum.Meth. 1993. Vol. A329. P. 262–268.
109. Casolino M., Picozza P. A cellular automaton to filter events in high-energy physics discrete calorimeter // Nucl.Instrum.Meth. 1995. Vol. A364. P. 516–523.
110. Cazes A., Campagne J. E. Pattern recognition. 2002. OPERA internal note n.36.
111. Lazzaro C. Reconstruction of the muon tracks in the OPERA experiment and first results on the light collection in the ARDM experiment. 2010. ETH Institute for Particle Physics (Zürich), PhD thesis.
112. Kisel I. et al. Cellular automaton and elastic net for event reconstruction in the NEMO-2 experiment // Nucl.Instrum.Meth. 1997. Vol. A387. P. 433–442.
113. Fruhwirth R. Application of Kalman filtering to track and vertex fitting // Nucl.Instrum.Meth. 1987. Vol. A262. P. 444–450.
114. Hough P. V. C. Method and means for recognizing complex patterns. 1962. US Patent 3069654.
115. Cassel D. G., Kowalski H. Pattern recognition in layered track chambers using a tree algorithm // Nucl.Instrum.Meth. 1981. Vol. 185. P. 235.
116. Ososkov G. A. Elastic arm methods of data analysis as a robust approach // Tatra Mt.Math.Publ.2003. Vol. 26. P. 291–306.
117. Khanna T. Foundations of neural networks // Addison-Wesley, Reading, MA. 1990.
118. Branch M. A., Coleman T. F., Li Y. A subspace, interior, and conjugate gradient method for large-scale bound-constrained minimization problems // SIAM Journal on Scientific Computing. 1999. Vol. 21, no. 1. P. 1–23.
119. Zell A. et al. SNNS – Stuttgart Neural Network Simulator. User manual, Version 4.2. 1998. University of Stuttgart, Institute for Parallel and Distributed High Performance Systems (IPVR); University of Tübingen,

- Wilhelm-Schickard-Institute for Computer Science, <http://www.ra.cs.uni-tuebingen.de/SNNS>.
120. Quinlan J. R. Simplifying Decision Trees // Int. J. Man-Mach. Stud. 1987. Vol. 27, no. 3. P. 221–234.
 121. Chukanov A. V., Dmitrievsky S. G., Gornushkin Y. A. Neutrino interaction vertex location with the OPERA electronic detectors. 2013. OPERA public note n.162. <http://operaweb.lngs.infn.it/Opera/publicnotes/note162.pdf>.
 122. Jakob H. et al. A 40 MHz bunch by bunch intensity measurement for the CERN SPS and LHC. 2003. no. CERN-AB-2003-056-BDI.
 123. Defraigne P. et al. Initial testing of a new GPS receiver, the PolarRx2e, for time and frequency transfer using dual frequency codes and carrier phases. San Diego U.S.A., 2003. 35th Annual Precise Time and Time Interval (PTTI) Meeting.
 124. Microsemi Corporation, Timing and Synchronization Systems, Cesium Frequency Standards, Cs4000 webpage, <http://www.microsemi.com/products/timing-synchronization-systems/time-frequency-references/cesium-frequency-standards/cs4000>.
 125. Allan D. W., Weiss M. A. Accurate time and frequency transfer during common-view of a GPS satellite. Ft. Monmouth, WJ U.S.A., 1980. Proc. of 34th Ann. Freq. Control Symposium, USAERADCOM.
 126. Adam T. et al. Measurement of the neutrino velocity with the OPERA detector in the CNGS beam. 2011. arXiv:hep-ex/1109.4897v1, <http://arxiv.org/abs/1109.4897v1>.
 127. Adam T. et al. Measurement of the neutrino velocity with the OPERA detector in the CNGS beam. 2011. arXiv:hep-ex/1109.4897v2, <http://arxiv.org/abs/1109.4897v2>.

128. Adam T. et al. Measurement of the neutrino velocity with the OPERA detector in the CNGS beam // JHEP. 2012. Vol. 1210. P. 093.
129. Jansweijer P. P. M., Peek H. Z., De Wolf E. White Rabbit: Sub-nanosecond timing over Ethernet // Nucl.Instrum.Meth. 2013. Vol. A725. P. 187–190.
130. Lyons L., Gibaut D., Clifford P. How to combine correlated estimates of a single physical quantity // Nucl.Instrum.Meth. 1988. Vol. A270. P. 110.
131. Agafonova N. Y. et al. Measurement of the velocity of neutrinos from the CNGS beam with the Large Volume Detector // Phys.Rev.Lett. 2012. Vol. 109. P. 070801.
132. Antonello M. et al. Precision measurement of the neutrino velocity with the ICARUS detector in the CNGS beam // JHEP. 2012. Vol. 1211. P. 049.
133. Alvarez Sanchez P. et al. Measurement of CNGS muon neutrino speed with BOREXINO // Phys.Lett. 2012. Vol. B716. P. 401–405.