Диссертация университета имени Дениса Дидро
по специальности: физика элементарных частиц

на соискание ученой степени доктора философии
Парижского Университета VII

ПОПОВ Борис Альбертович

Поиск нейтринных $\nu_\mu \to \nu_\tau$ осцилляций по каналу распада $\tau^- \to e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$ в эксперименте NOMAD (CERN).

представлена к защите 12 мая 1998 года перед жюри в составе :

М. Баннер
Ж. Бушез
С. Бунятов
А. Летессиер-Селвон
С. Петков
Ф. Ваннуччи

Моей Родине, Франции
и
моим друзьям со всего света
посвещается...

Оглавление

Данная версия диссертации является переводом на русский язык оригинала, написанного на английском языке и представленного к защите 12 мая 1998 года в Парижском Университете VII.

Диссертация организована следующим образом.

В первой главе обсуждается история нейтринной физики и основные нерешенные проблемы, связанные с наличием массы у нейтрино и возможностью смешивания между нейтрино различных типов. Представлен краткий обзор как теоретической, так и экспериментальной ситуации в нейтринной физике. Показано, что исследование явления, известного как нейтринные осцилляции, является единственной возможностью на сегодняшний день измерить массу нейтрино в области ≤ 1 эВ. Дана краткая характеристика экспериментов, посвященных поиску нейтринных осцилляций.

Во второй главе представлено детальное описание эксперимента NOMAD, ведущего поиск $\nu_\mu \to \nu_\tau$ (и $\nu_\mu \to \nu_e$) осцилляций на нейтринном пучке от ускорителя SPS в CERN. Даны характеристики отдельных деталей установки.

В третьей главе речь идет об алгоритмах, использованых для реконструкции заряженных и нейтральных треков в детекторе NOMAD. Акцент сделан на описание модели трека, разработанной для реконструкции траекторий заряженных частиц в дрейфовых камерах установки, и алгоритма идентификации частиц с использованием других элементов детектора. Особый интерес представляет идентификация и реконструкция треков электронов.

В четвертой главе дано описание процедуры, использованой для моделирования нейтринных взаимодействий в детекторе NOMAD. Показано качество восстановления кинематики событий.

Наконец, в последней главе обсуждается метод отношения правдоподобия, разработанный для выделения взаимодействий электронных нейтрино по каналу заряженного тока и для поиска $\nu_\mu \to \nu_\tau$ осцилляций по каналу распада $\tau^- \to e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$. Представлены предварительные результаты, полученные на основе экспериментальных данных '96 года.

Глава 1

Введение

1.1 История нейтрино

История нейтрино началась в 1930 году, когда В.Паули придумал эту частицу, чтобы объяснить непрерывный электронный спектр в ядерном β-распаде [1]. Экспериментально первое нейтрино (электронное антинейтрино $\bar{\nu}_e$) наблюдалось только 25 годами позже в реакторном эксперименте (Savannah River) под руководством Рейнеса и Коуэна [2]. Второй тип нейтрино, мюонное нейтрино ν_μ, был обнаружен в 1962 в специальном эксперименте (Ледерман, Шварц и Штейнбергер [3]) с использованием первого высокоэнергетичного пучка нейтрино [4] от Брукхэйвенского ускорителя [5].

Третье поколение лептонов было открыто в результате наблюдения рождения τ-лептона на SPEAR e^+e^- ускорителе [6]. Что касается соответствующего третьего поколения нейтрино ν_τ, то оно еще непосредственно не обнаружено по его взаимодействию с веществом. Но его существование следует из распределения импульсов вторичных частиц в τ распадах, измерения времени жизни τ-лептона [7] и наблюдаемого отношения сечений $\sigma(W \to e\nu_e)/\sigma(W \to \mu\nu_\mu)/\sigma(W \to \tau\nu_\tau)$ [8]. Существование ν_τ было также косвенно подтверждено экспериментами на ускорителе LEP, в которых для числа легких ($m_\nu < M_Z/2$) нейтрино было получено значение 2.991 ± 0.016 [9] в измерениях невидимой ширины Z^0-бозона.

Со времени построения первого интенсивного пучка нейтрино эти частицы интенсивно используются для изучения слабых взаимодействий и структуры адронов. Трудность их экспериментального изучения связана с тем фактом, что нейтрино проявляют себя только в слабых взаимодействиях. Но это в то же самое время является причиной особого интереса к нейтринной физике, где слабые взаимодействия полностью отделены от других типов взаимодействия. Многие нейтринные эксперименты внесли существенный вклад в построение так называемой Стандартной Модели - теории сильных и электрослабых взаимодействий [10]. Среди наиболее важных результатов - открытие отрицательной спиральности нейтрино [11], линейный рост полного сечения взаимодействия нейтрино с веществом и его интерпретация посредством кварковой структуры нуклона [12], открытие нейтральных токов в пузырьковой камере Gargamelle в CERN [13].

Заметен очевидный прогресс в нейтринной физике, достигнутый в течение последних десятилетий. Более того, около 50 различных экспериментов с участием нейтрино ведутся в настоящее время. Тем не менее, нейтрино все еще остается наименее изученной частицей среди всех известных фундаментальных фермионов, и многие очень важные вопросы относительно его свойств остаются открытыми. Наиболее важные среди них:

- - существует ли масса у нейтрино?
- - существует ли смешивание между нейтрино разного типа по аналогии с кварками?

1.2 Масса нейтрино

1.2.1 Экспериментальные аспекты

Вопрос о возможности существования массы у нейтрино был изучен в большом числе экспериментов, использовавших кинематические методы для прямого измерения массы нейтрино. К сожалению, никаких доказательств существования массивных нейтрино не было найдено до сих пор. Лучшие на сегодняшний день верхние пределы на массы нейтрино приведены в Таблице 1.1

Таблица 1.1: Экспериментальные верхние пределы на массы нейтрино, полученные в результате прямых измерений.

Предел	Метод	Эксперимент
$m_{\nu_e} < 3.9$ эВ (95% CL)	поведение энергетического спектра e^- в распаде трития	Троицк [14]
$m_{\nu_\mu} < 0.17$ МэВ (90% CL)	$\pi^+ \to \mu^+\nu_\mu$ распад в покое	PSI [15]
$m_{\nu_\tau} < 23.1$ МэВ (95% CL)	$\tau \to 5\pi\ (\pi^0)\ \nu_\tau$	ALEPH [16]

Нужно отметить, что большая часть экспериментов, измеряющих конечную область β-спектра трития давала отрицательные значения для $m^2_{\nu_e}$ из-за неопределенностей, которые не были поняты. Например, результат эксперимента в Троицке, дающего наиболее строгий верхний предел был первоначально представлен в виде $m^2_{\nu_e} = -22 \pm 4.8$ (эВ^2), в то время как лучшая обработка формы измеренной части спектра дает $m^2_{\nu_e} = 1.5 \pm 5.9 \pm 3.6$ (эВ^2) [14].

Использование законов сохранения энергии-импульса в двухчастичном $\pi \to \mu\nu_\mu$ распаде покоящегося π-мезона и измерение импульса вылетающего мюона позволяет получить следующее выражение для массы ν_μ:

$$m^2_{\nu_\mu} = m^2_\pi - m^2_\mu - 2m_\pi\sqrt{p^2_\mu + m^2_\mu}$$

Эксперимент в PSI также дал отрицательное значение $m^2_{\nu_\mu} = -0.016 \pm 0.023$ (МэВ^2), где самая большая неоднозначность возникает из-за погрешности в знании массы пиона m_π [15].

Предел на массу ν_τ был получен (с использованием двумерного фита для видимой энергии и распределения по инвариантной массе) при изучении распада

$$\tau \to 5\pi\ (\pi^0)\ \nu_\tau$$

где доступное фазовое пространство для нейтрино значительно меньше в сравнении с другими каналами распада [16].

Теперь становится ясно, что в этих экспериментальных усилиях трудно достигнуть заметного прогресса до тех пор, пока не будут найдены новые экспериментальные методы.

1.2.2 Теоретические аспекты

Рассмотрим проблему массы нейтрино с теоретической точки зрения.

В Стандартной Модели предполагается, что нейтрино - безмассовые частицы, а также, что в слабом взаимодействии участвуют только лево-спиральные нейтрино и право-спиральные антинейтрино. Однако, модель не дает никакого объяснения факту отсутствия массы у нейтрино. Массы других лептонов вводятся в теорию как дополнительные параметры. Но в моделях Великого Объединения, выходящих за рамки Стандартной Модели, масса нейтрино возникает естественным образом [17].

Чтобы ввести массу нейтрино надо расширить Лангранжиан слабого взаимодействия дополнительным массовым членом, который должен быть эрмитов и инвариантен при преобразованиях Лоренца.

Для изучения слабых взаимодействий удобно иметь дело с киральными проекциями $\nu_{L,R}$ оператора поля нейтрино ν:

$$\nu_L \;=\; \frac{1}{2}(1-\gamma_5)\nu \;=\; \nu_-$$

и

$$\nu_R \;=\; \frac{1}{2}(1+\gamma_5)\nu \;=\; \nu_+$$

Массовые члены преобразуют лево-спиральные и право-спиральные нейтрино друг в друга. Это может быть объяснено тем фактом, что всегда можно найти массивные частицы с противоположными проекциями спиральности в зависимости от выбранной системы координат. Экспериментально наблюдаемые нейтрино одного семейства - это лево-спиральные нейтрино ν_L, и их CP-партнеры право-спиральные антинейтрино ($\bar{\nu}_R$).

Нейтрино Дирака и Майораны

Прежде чем углубиться в подробности, рассмотрим различие между двумя возможными представлениями нейтрино: нейтрино Дирака и Майораны. Это различие может быть проиллюстрировано с помощью следующего примера [18].

Предположим, что существует массивное нейтрино с отрицательной спиральностью ν_-. Если рассматриваемая нами теория CPT-инвариантна, то существует также CPT зеркальное отображение ν_-, антинейтрино с положительной спиральностью $\bar{\nu}_+$:

$$\underbrace{(\nu_- \qquad \bar{\nu}_+)}_{CPT}$$

Так как нейтрино ν_- имеет массу, то его скорость меньше скорости света, то есть наблюдатель может двигаться быстрее. Тогда в системе координат этого наблюдателя нейтрино движется в противоположную сторону, тогда как направление спина сохраняет ту же самую ориентацию. Другими словами, с помощью преобразования Лоренца, можно преобразовать нейтрино с отрицательной спиральностью в нейтрино с положительной спиральностью ν_+.

$$\overbrace{\underbrace{(\nu_- \qquad \bar{\nu}_+)}_{CPT} \qquad (\qquad\qquad \nu_+)}^{\text{преобразование Лоренца}}$$

Основной вопрос: являются ли эти два состояния с положительной спиральностью (ν_+ и $\bar{\nu}_+$) одинаковыми (взаимодействуют ли они аналогичным образом)?

- если мы предполагаем, что ν_+ - не та же самая частица что $\bar{\nu}_+$, тогда ν_+ имеет свое собственное CPT зеркальное отображение $\bar{\nu}_-$. Это новое состояние может быть связано с $\bar{\nu}_+$ преобразованием Лоренца.

$$\overbrace{\underbrace{(\nu_- \quad \bar{\nu}_+)}_{CPT} \quad \underbrace{(\bar{\nu}_- \quad \nu_+)}_{CPT}}^{\text{преобразование Лоренца}}$$

Таким образом, мы имеем четыре состояния с одной и той же массой. Этот набор состояний называется нейтрино Дирака. Вообще говоря, нейтрино Дирака может иметь электрический дипольный момент и магнитный дипольный момент, но они пропорциональны массе нейтрино [19]:

$$\mu_\nu = \frac{3eG_F m_\nu}{8\pi^2\sqrt{2}} = 3.2 \times 10^{-19}(m_\nu/1\text{эВ})\mu_B,$$

$$(\text{где } G_F \text{ - константа Ферми и } \mu_B = \frac{e}{2m_e}\text{- магнетон Бора})$$

и, следовательно, слишком малы, чтобы приводить к экспериментально наблюдаемым эффектам[1].

- Если мы предполагаем, что ν_+ идентично $\bar{\nu}_+$, то имеются только два состояния с одинаковой массой:

$$(\quad \overbrace{\underbrace{\nu_- \qquad\qquad \nu_+}_{CPT}}^{\text{преобразование Лоренца}} \quad)$$

Этот набор состояний называется нейтрино Майораны.

В системе покоя CPT преобразование, приложенное к любому из двух состояний спина изменяет его спин на противоположный. А поворот на 180 градусов возвращает нейтрино в первоначальное состояние. Другими словами CPT преобразование эквивалентно преобразованию Лоренца для нейтрино Майораны. В этом кроется смысл выражения, что нейтрино Майораны является своей собственной античастицей.

Следовательно, нейтрино Майораны не имеют ни магнитного ни электрического дипольного момента.

Если нейтрино является частицей типа Майораны, то при взаимодействии ν_μ с веществом может образоваться также μ^+, а не только μ^-. Однако вероятность для данной ν_m компоненты ν_μ быть рожденной с положительной спиральностью пропорциональна $(m_{\nu_m}/E^*_m)^2$, где E^*_m - энергия ν_m в системе покоя распадающегося адрона (π или K мезон). К сожалению, так как значение $(m_{\nu_m}/E^*_m)^2$, по всей вероятности, чрезвычайно мало, этот эффект не может наблюдаться экспериментально.

Если бы нейтрино были частицы Майораны, они были бы уникальны среди известных фермионов вследствие того, что массы Майораны не могут быть произведены обычным дублетом Хиггса, как это имеет место для масс Дирака.

Мы должны подчеркнуть еще раз, что различие между нейтрино Дирака и Майораны исчезает в случае безмассовых нейтрино.

Рассмотрим теперь каким образом можно ввести массы нейтрино в Лангранжиан слабых взаимодействий.

[1]Лучший экспериментальный верхний предел на магнитный момент ν_e составляет $\mu < 1.8 \times 10^{-10}\mu_B$ на 90% уровне достоверности [9].

- **массовый член типа Дирака**
самый простой способ описать массу - добавить право-спиральное нейтрино, хотя оно и не было пока зарегистрировано в эксперименте. Массовый член в Ланграннжиане имеет вид

$$\mathcal{L}_{Dirac} = -(\bar{\nu}_L M \nu_R + \bar{\nu}_R M^\dagger \nu_L)$$

где $\nu_{L,R}$ представляют собой

$$\nu_{L,R} = \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix}_{L,R}$$

В общем случае M - 3×3 комплексная матрица и, следовательно, нет никакой гарантии, что собственные значения массы являются положительными. При диагонализации M необходимо использовать две унитарные матрицы U и V:

$$U^+ M V = m_D = \begin{pmatrix} m_1 & 0 & 0 \\ 0 & m_2 & 0 \\ 0 & 0 & m_3 \end{pmatrix}$$

где U и V связывают массовые собственные состояния $\nu_L^{(m)}$, $\nu_R^{(m)}$ с собственными состояниями слабых взаимодействий ν_L, ν_R

$$\nu_L = U \nu_L^{(m)}$$

$$\nu_R = V \nu_R^{(m)}$$

Ланграннжиан после диагонализации выглядит следующим образом

$$\mathcal{L}_{Dirac} = -\bar{\nu}_L^{(m)} m_D \nu_R^{(m)} + h.c.$$

С физической точки зрения, так как только ν_L вовлечено в слабые взаимодействия, матрица U является аналогом Кабиббо-Кобаяши-Маскава (СКМ) матрицы смешивания.

Полное лептонное число $l = l_e + l_\mu + l_\tau$ сохраняется в случае чистого Дираковского массового члена.

Два важных вопроса к этому подходу: почему мы не имеем никакого доказательства существования ν_R и почему массовая шкала столь мала?

- **Массовый член типа Майораны**
Масса нейтрино Майораны может быть описана при помощи только ν_L

$$\mathcal{L}_{Majorana} = -\frac{1}{2}\bar{\nu}_L^c M \nu_L + h.c.$$

где $\bar{\nu}_L^c$ - право-спиральное нейтрино.

Так как $\bar{\nu}_L^c M \nu_L = \bar{\nu}_L^c M^T \nu_L$, мы имеем $M = M^T$, то есть M симметрична, и диагонализация в этом случае может быть сделана с помощью единственной унитарной матрицы U. Снова, используя

$$\nu_L = U \nu_L^{(m)}$$

мы можем переписать

$$\mathcal{L}_{Majorana} = -\frac{1}{2}(\bar{\nu}_L^c m_D \nu_L + \bar{\nu}_L m_D \nu_L^c)$$

Вводя обозначение $\nu_{Majorana} = \nu_L + \nu_L^c$, мы можем переписать

$$\mathcal{L}_{Majorana} = -\frac{1}{2}\bar{\nu}_{Majorana}\, m_D\, \nu_{Majorana}$$

Главное отличие от предыдущего случая Дирака состоит в нарушении лептонного числа на две единицы. Чтобы понять, что этот факт не противоречит существующим экспериментальным данным (как это было упомянуто выше), вспомним происхождение лептонного числа [18]. Экспериментально наблюдалось, что нейтральная частица, которая испускается одновременно с μ^+ в распаде π^+, взаимодействует с веществом, рождая μ^- и никогда μ^+. Эта нейтральная частица была называна ν_μ. Аналогично для π^-: нейтральная частица (называемая $\bar{\nu}_\mu$), которая испускается одновременно с μ^-, взаимодействует с веществом, рождая μ^+ и никогда μ^-. Обычное объяснение этих фактов следующее:

- ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$ отличны друг от друга;
- существует квантовое число, которое сохраняется в этих взаимодействиях - лептонное число. Если мы припишем лептонное число $+1$ μ^- и ν_μ, а -1 - μ^+ и $\bar{\nu}_\mu$, то ν_μ может рождать только μ^- в веществе;

Однако, не имеется никакого доказательства, что это объяснение является правильным. Существование лептонного числа не необходимо. Альтернативное объяснение является результатом того, что нейтральная частица, рожденная в π^+ распаде имеет левую спиральность, в то время как нейтральная частица, рожденная в π^- распаде имеет правую спиральность. Теперь предположим, что нарушающее четность слабое взаимодействие таково, что каждое нейтрино с правой спиральностью взаимодействует, давая μ^+, в то время как каждое нейтрино с левой спиральностью взаимодействует, давая μ^-. В этом случае нам не нужно сохраняющееся лептонное число. Спиральности достаточно, чтобы объяснить все наблюдаемые факты. Если это истинное объяснение, то ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$ соответственно только левые и правые состояния спиральности единственной частицы - нейтрино Майораны , как это уже было сказано выше.

- **Массовый член типа Дирака-Майораны, механизм качелей**
  Рассмотрим смешанный массовый член общего вида Дирака-Майораны. В случае только одного поколения интересующий нас Ланграджиан имеет вид

$$\mathcal{L}_{D-M} = -m_D\bar{\nu}_L\nu_R - \frac{1}{2}(m_L\bar{\nu}_L^c\nu_L + m_R\bar{\nu}_R^c\nu_R) + h.c.,$$

где m_D - масса типа Дирака и m_L, m_R - массы типа Майораны.

Если мы определим лево-спиральное состояние нейтрино ν как

$$\nu = \begin{pmatrix} \nu_L \\ \nu_R^c \end{pmatrix}$$

тогда Ланграджиан типа Дирака-Майораны принимает вид Ланграджиана типа Майораны:

$$\mathcal{L}_{D-M} = -\frac{1}{2}\bar{\nu}^c\mathcal{M}\nu + h.c.\ ,$$

где массовая матрица $\mathcal{M}$

$$\mathcal{M} = \begin{pmatrix} m_L & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix}$$

Надо отметить, что состояние ν не является собственным состоянием с определенной массой. Диагонализация $\mathcal{M}$ приводит к

$$\begin{aligned} m_1 &= \frac{m_L + m_R}{2} - \frac{1}{2}\sqrt{4m_D^2 + (m_R - m_L)^2} \\ m_2 &= \frac{m_L + m_R}{2} + \frac{1}{2}\sqrt{4m_D^2 + (m_R - m_L)^2} \end{aligned}$$

Тогда, массовое собственное состояние $\nu^{(m)}$ может быть определено как

$$\nu^{(m)} = \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} = U\nu = \begin{pmatrix} \cos\theta \cdot \nu_L - \sin\theta \cdot \nu_R^c \\ \sin\theta \cdot \nu_L + \cos\theta \cdot \nu_R^c \end{pmatrix}$$

где угол смешивания $tan2\theta = \frac{2m_D}{(m_R - m_L)}$. Существует два интересных случая

- во-первых, когда $m_D >> m_L, m_R$. В этом случае массы m_1 и m_2 практически совпадают ($|m_1| \approx |m_2| \approx m_D$) и $\theta \approx 45^0$. Этот случай фактически соответствует одному четырех-компонентному нейтрино Дирака. ν_1 и ν_2 имеют равные массы, противоположные CP-четности и максимальное смешивание.

- во-вторых, когда $m_R >> m_D, m_L$. Если мы предположим для простоты, что $m_L = 0$, то

$$\begin{aligned} |m_1| &\approx \frac{m_D^2}{m_R} \\ |m_2| &\approx m_R \end{aligned}$$

  подразумевая, что величина m_1 является естественно маленькой, а m_2 - большой. Так как $\theta \approx 0^0$, то ν_L и ν_R^c фактически не связаны друг с другом. Это - так называемый механизм качелей (see-saw) [20]. Обратите внимание, что m_D имеет стандартную массовую шкалу, тогда как m_R - массовая шкала право-спирального нейтрино, связанного с моделями Великого Объединения (GUT) [21].

Существенная особенность схемы с объединенным массовым членом типа Дирака-Майораны - появление "стерильного" поля, которое не присутствует в стандартном Лангранжиане слабого взаимодействия. В этом случае возможно смешивание между "активными" и "стерильными" нейтрино. "Активные" нейтрино - это те, которые принимают участие в слабых взаимодействиях. В случае чисто Дираковского или чисто Майорановского массового члена возможно смешивание только между "активными" нейтрино.

Если мы обобщим вышеупомянутый подход на случай трех поколений:

$$m_1 \approx \frac{m_D^2}{m_R} \longrightarrow \bar{m}_1 \approx \bar{m}_D \bar{M}^{-1} \bar{m}_D^T$$

где все объекты с чертой - матрицы 3×3, и, как прежде, мы принимаем $|(\bar{m}_D)_{i,j}| \ll |\bar{M}_{i,j}|$. Теперь мы имеем 6×6 массовую матрицу

$$\mathcal{M} = \begin{pmatrix} 0 & \bar{m}_D \\ \bar{m}_D & \bar{M}_R \end{pmatrix}$$

На данном этапе могут рассматриваться две возможности:

– нет иерархии масс среди право-спиральных нейтрино. То есть

$$\bar{M}_R \approx M_R \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

подразумевая, что

$$m(\nu_1) : m(\nu_2) : m(\nu_3) = \frac{m_u^2}{M_R} : \frac{m_c^2}{M_R} : \frac{m_t^2}{M_R} \left(\text{или } \frac{m_e^2}{M_R} : \frac{m_\mu^2}{M_R} : \frac{m_\tau^2}{M_R} \right)$$

где m_u, m_c и m_t - массы "верхних" кварков (u, c, t) соответствующих семейств и m_e, m_μ, m_τ - массы соответствующих лептонов (электрон, мюон, тау). Это соотношение называется квадратичным механизмом качелей.

– другая возможность имеет место если право-спиральные нейтрино имеют массовую иерархию, подобную иерархии "верхних" кварков

$$\bar{M}_R \approx M_R \begin{pmatrix} \frac{m_u}{m} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{m_c}{m} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{m_t}{m} \end{pmatrix}$$

В этом случае мы имеем

$$m(\nu_1) : m(\nu_2) : m(\nu_3) = \frac{m_u}{M_R} : \frac{m_c}{M_R} : \frac{m_t}{M_R} \left(\text{или } \frac{m_e}{M_R} : \frac{m_\mu}{M_R} : \frac{m_\tau}{M_R} \right)$$

который называется линейным механизмом качелей.

Механизм качелей - единственный известный механизм на сегодняшний день, который позволяет объяснить естественным образом малость масс нейтрино по сравнению с массами всех других фундаментальных фермионов.

Детальный обзор по этой теме можно найти в [22].

1.3 Нейтрино и астрофизика

Помимо необходимости ответить на вопрос о массе нейтрино в теории слабых взаимодействий, существует также глубокий интерес в физике нейтрино с точки зрения космологии. Косвенное наблюдение темного вещества в динамике галактик указывает на то, что большая часть их массы существует в форме, которая не испускает свет.

В соответствии с гипотезой Большого Взрыва (Big Bang) нейтрино рождались и взаимодействовали в течение первого короткого временного интервала. Но по мере расширения Вселенной, они находили все меньше частиц, с которыми могли взаимодействовать, и, в конечном итоге, остались в виде однородного моря. Плотность таких остаточных нейтрино была рассчитана и составила 113 частиц каждого из 3 типов в см^3 [23]. Другие источники нейтрино во Вселенной - вспышки сверхновых (производят $\sim 10^{58}$ ν с энергией $\sim$ 10 МэВ за взрыв) и звезды (Солнце выделяет $\sim 3\%$ своей энергии в виде ν). Если нейтрино массивны и стабильны, они могут вносить заметный вклад в массу Вселенной. В космологии существует верхний предел на сумму масс нейтрино всех 3 типов ν, который зависит от двух параметров - константы Хабла H_0 и существующей энергетической плотности Вселенной ρ_0 [21]:

$$\sum_{\mathrm{i=e}}^{\tau} m_{\nu_i} \le 100 \cdot \Omega \cdot h^2 \ (\text{эВ})$$

где h и Ω определены через $H_0 \equiv h \cdot 100$ [(км / секунда) /Мпс] и $\rho_0 \equiv \Omega \cdot \rho_c$, ρ_c - критическая плотность, соответствующая "плоской" Вселенной

$$\rho_c = \frac{3H_0^2}{8\pi G} \ .$$

Предел на сумму масс всех ароматов нейтрино равен:

$$\sum_{\mathrm{i=e}}^{\tau} m_{\nu_i} \ < \ 15 \div 65 \text{ эВ}$$

Вышеупомянутый предел справедлив только в том случае, когда нейтрино стабильны или их время жизни намного превышает возраст Вселенной.

1.4 Осцилляции нейтрино

Существует очень интересное явление, поиски которого ведутся экспериментально и которое называется осцилляциями нейтрино. Оно было впервые предсказано Б.Понтекорво в 1957 году [24] по аналогии с системой $K^0 - \bar{K}^0$. В предположении существования массивных нейтрино и смешивания между их поколениями, взаимодействие нейтрино с веществом описывается собственными состояниями аромата $|\nu_\alpha >$, в то время как распространение нейтрино в пространстве и времени управляется массовыми собственными состояниями $|\nu_i >$. Как уже было показано ранее, в этом случае, собственные состояния аромата могут быть представлены как суперпозиция массовых собственных состояний

$$|\nu_\alpha > = \sum_{\mathrm{i=1}}^{\mathrm{n}} U_{\alpha i} |\nu_i >$$

где U - унитарная матрица смешивания, аналогичная Кабиббо-Кобаяши-Маскава матрице смешивания для кварков, и n - число поколений нейтрино ($n = 3$ для ν_e, ν_μ, ν_τ).

Другими словами, аромат нейтрино при его распространении может измениться из-за интерференции между различными массовыми состояниями.

Нужно сказать, что может существовать разница в смешивании между кварками и нейтрино, так как электрические заряды кварков отличаются от ноля, тогда как нейтрино электрически нейтральны. Следовательно, кварки - частицы Дирака, в то время как нейтрино могут быть как частицами типа Дирака (лептонный заряд сохраняется в этом случае), так и нейтральными частицами типа Майораны (лептонный заряд не сохраняется). *Изучая только осцилляции нейтрино нельзя отличить случай Дирака от случая Майораны.*

В 1962 году был предложен формализм, описывающий осцилляции нейтрино в упрощенном случае двух типов нейтрино (ν_e и ν_μ) [25]

$$\nu_e \ = \ \nu_1 \cdot \cos\theta \ + \ \nu_2 \cdot \sin\theta$$

$$\nu_\mu \ = \ -\nu_1 \cdot \sin\theta \ + \ \nu_2 \cdot \cos\theta,$$

где ν_1 и ν_2 - массовые собственные состояния, ν_e и ν_μ - наблюдаемые частицы, то есть собственные состояния слабого взаимодействия, а θ - угол смешивания.

Вероятность осцилляций нейтрино (рис. 1.1) дается выражением

$$P_{\nu_\beta,\nu_\alpha} \ = \ P(\nu_\alpha \leftrightarrow \nu_\beta) \ = \ \sin^2(2\theta) \times \sin^2(1.27\Delta m^2 \frac{L}{E})$$

где $\Delta m^2 = m_2^2 - m_1^2$ [эВ^2] - разность квадратов масс соответствующих собственных состояний нейтрино, L [м] - расстояние от источника нейтрино до детектора, E [МэВ] - энергия нейтрино. Эта формула справедлива независимо от того является нейтрино частицей типа Дирака или типа Майораны.
Можно определить длину осцилляций как $L_{osc} = 2.5\times\frac{E}{\Delta m^2}$. Чувствительность эксперимента к Δm^2 обычно определяется его L/E отношением. Осцилляции нейтрино могут наблюдаться, если угол смешивания достаточно велик и длина осцилляций меньше или порядка расстояния от источника нейтрино до детектора ($L_{osc} \leq L$). Это условие может быть представлено как $\Delta m^2 \geq \frac{E}{L}$. Для поиска малых разностей масс (Δm^2) расстояние (L) должно быть большим, а энергия нейтрино (E) должна быть малой.

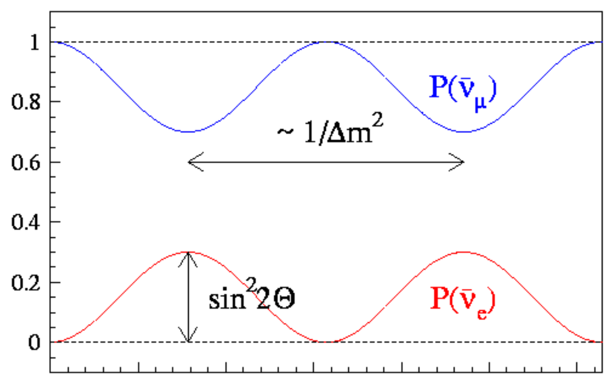

Рис. 1.1: Вероятность осцилляций нейтрино в упрощенном случае 2 ароматов нейтрино.

Важным следствием приведенной выше формулы является тот факт, что эксперименты, изучающие осцилляции нейтрино, не могут измерять индивидуальные массы нейтрино, а только разность квадратов их масс.

С учетом возрастающей очевидности существования ν_τ, этот подход был расширен на случай 3 типов нейтрино. Первоначально было показано [26], что полученные результаты не должны быть существенно отличны[2].

Как следствие этого, хотя существуют три аромата нейтрино, данные различных экспериментов были обычно проанализированы в предположении осцилляций только между двумя из них.

Экспериментальные результаты обычно представляются в виде области на двумерной плоскости параметров $\{\sin^2(2\theta),\ \Delta m^2\}$. Пример такого графика приведен на рисунке 1.2 для воображаемого эксперимента, с использованием нереалистичного предположения, что величина $b = 1.27\frac{L}{E}$ распределена по Гауссу со стандартным отклонением σ_b относительно центрального значения[3] b_0.

Обратим внимание на следующее:

- $\sin^2(2\theta) = 2 < P >$ в области очень больших Δm^2 ($>$ 100 эВ^2), т.к. при этом среднее значение $< \sin^2(1.27\Delta m^2\frac{L}{E}) >= \frac{1}{2}$;

- наиболее строгое ограничение на $\sin^2(2\theta)$ приблизительно соответствует $< P >$; это достигается при $\Delta m^2 = \frac{\pi}{2b_0}$;

[2]Однако, результаты сильно зависят от предполагаемой иерархии масс.
[3]В реальном эксперименте L и E имеют некоторый разброс и нужно усреднить вероятность P по соответствующим распределениям.

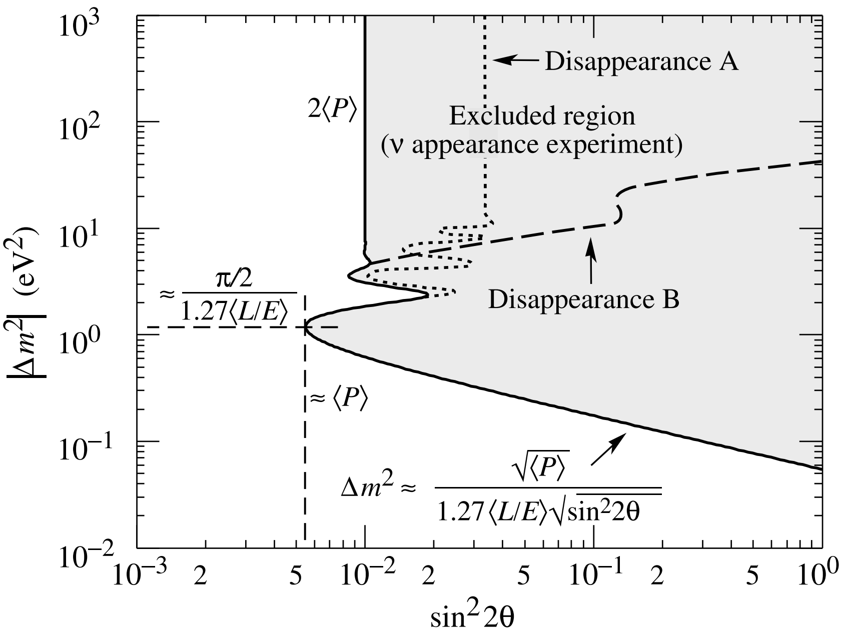

Рис. 1.2: Результаты воображаемого эксперимента по поиску осцилляций (из [9]). Показаны возможные области параметров осцилляций нейтрино, исключенные с помощью различных методов проведения эксперимента: эксперименты на появление (appearance) и эксперименты на исчезновение (disappearance) (см. ниже).

- кривая пересекает ось $\sin^2(2\theta) = 1$ при $\sqrt{< P >}/b_0$.

В настоящее время предполагается, что все экспериментальные результаты должны быть проанализированы с учетом 3 типов нейтрино. Кроме того, существует настоятельная рекомендация Particle Data Group: "во всестороннем анализе текущих экспериментальных данных относительно пределов на осцилляции нейтрино нужно использовать модель смешивания нейтрино с учетом трех поколений" [27]. Мы вернемся к этому обсуждению позже.

Следует отметить, что *наблюдение осцилляций нейтрино может ответить на оба вопроса относительно массы нейтрино и смешивания между поколениями нейтрино. Кроме того, это - единственная возможность в настоящее время обнаружить массы нейтрино в области меньше ∼1 эВ.*

1.5 Эксперименты по поиску нейтринных осцилляций

Эксперименты по поиску осцилляций нейтрино были выполнены с использованием ускорителей, атомных реакторов, космических лучей, Солнца и даже сверхновой SN 1987A в качестве источников нейтрино.

Существуют два типа экспериментов для поиска осцилляций нейтрино. В экспериментах первого типа ищется *появление* нейтрино данного аромата ν_β ($\beta = e, \mu, \tau$) на некотором расстоянии от источника нейтрино другого аромата

ν_α ($\alpha = e$, μ; $\alpha \neq \beta$). В экспериментах второго типа на некотором расстоянии от источника нейтрино определенного аромата детектируется нейтрино того же самого аромата с целью поиска возможного *исчезновения* первоначальных нейтрино. В первом случае эксперименты отвечают на вопрос: отличается ли вероятность $P_{\nu_\beta,\nu_\alpha}(\alpha \neq \beta)$ от ноля. Во втором случае эксперименты проверяют отличие вероятности $P_{\nu_\alpha,\nu_\alpha} = 1 - \sum_{\alpha \neq \beta} P_{\nu_\beta,\nu_\alpha}$ от единицы.

Метод, основанный на поиске появления "новых" нейтрино, может быть очень чувствителен к малым углам смешивания, поскольку, в принципе, достаточно обнаружить несколько событий, вызванных взаимодействием нейтрино "нового" аромата.

Другой метод менее чувствителен к малым углам смешивания из-за ограничений в статистике и систематических погрешностей в абсолютной интенсивности используемого источника нейтрино, спектре нейтрино и эффективности их регистрации. Однако, эта методика - единственная, которая чувствительна к переходам нейтрино в любой другой тип нейтрино. Например, осцилляции в "стерильные" нейтрино (нейтрино, которые не принимают участие в слабых взаимодействиях) могут быть зарегистрированы в экспериментах такого типа.

Тип (и количество) нейтрино данного типа ν_β ($\beta = e, \mu, \tau$) обычно измеряется по заряженным лептонам l_β, которые образуются при взаимодействии нейтрино по каналу заряженного тока $\nu_\beta X \to l_\beta X'$. В экспериментах на появление ($\nu_\alpha \to \nu_\beta$) ожидаемое число заряженных лептонов l_β дается формулой

$$N(\nu_\alpha \to l_\beta; L) = n_T \int_0^\infty dE \int_0^{q_{max}} dq\ \varepsilon(q) F_\alpha(E) \frac{d\sigma_\beta(E,q)}{dq} P(\nu_\alpha \to \nu_\beta; E, L)$$

тогда как в экспериментах на исчезновение измеряется ослабление первоначального пучка нейтрино

$$N_{\alpha\alpha}(L) - N(\nu_\alpha \to l_\alpha; L) = n_T \int_0^\infty dE \int_0^{q_{max}} dq\ \varepsilon(q) F_\alpha(E) \frac{d\sigma_\alpha(E,q)}{dq} \times$$
$$(1 - P(\nu_\alpha \to \nu_\alpha; E, L)),$$

а

$$N_{\alpha\beta}(L) = n_T \int_0^\infty dE \int_0^{q_{max}} dq\ \varepsilon(q) F_\alpha(E) \frac{d\sigma_\beta(E,q)}{dq}\ ,$$

где $F_\alpha(E)$ - поток нейтрино ν_α, n_T - плотность нуклонов мишени, $\varepsilon(q)$ - эффективность регистрации заряженного лептона l_β как функция его энергии q, $\frac{d\sigma_\beta(E,q)}{dq}$ - дифференциальное сечение взаимодействия $\nu_\beta X \to l_\beta X'$ и $P(\nu_\alpha \to \nu_\beta; E, L) = |<\nu_\alpha(0)|\nu_\beta(L)>|^2$ - вероятность перехода $\nu_\alpha \to \nu_\beta$ для нейтрино с энергией E после прохождения расстояния L.

Чтобы перекрыть различные области пространства параметров Δm^2 и $\sin^2(2\theta)$ используются различные методы. Эксперименты на ускорителях дают пределы до $\Delta m^2 \sim 0.1 \div 1$ эВ^2. Реакторные эксперименты перекрывают область $\Delta m^2 \sim 10^{-2}$ эВ^2. Эксперименты с атмосферными нейтрино позволяют достигать: $\Delta m^2 \sim 10^{-4}$ эВ^2. Эксперименты с солнечными нейтрино проверяют область очень малых Δm^2: $\sim 10^{-4} \div 10^{-11}$ эВ^2

Далее представлен краткий обзор экспериментов по поиску осцилляций нейтрино.

1.5.1 Эксперименты с солнечными нейтрино

В настоящее время имеются несколько экспериментальных фактов, которые интерпретируются как указания в пользу ненулевой массы нейтрино и наличия смешивания. Первый из них - результаты экспериментов по регистрации нейтрино от Солнца: Homestake, GALLEX, SAGE и (SUPER)KAMIOKANDE. Результаты этих экспериментов обычно сравниваются с предсказаниями Стандартной Солнечной Модели (Standard Solar Model - SSM) [28, 29, 30, 31] - описанием физических процессов в веществе Солнца, основанным на уравнениях эволюции звезд.

Существуют несколько ядерных реакций синтеза, происходящих в центре Солнца и приводящих к преобразованию четырех протонов в ядро ^4He:

$$4p \ \rightarrow \ ^4He \ + \ 2e^+ \ + \ 2\nu_e \ + \ 26.73 \ MeV \ - \ E_\nu \ ,$$

где E_ν представляет энергию, уносимую нейтрино ($< E_\nu >\sim 0.6$ МэВ). Таким образом, средняя энергия, выделенная Солнцем в форме электромагнитной энергии $Q \approx 26.1$ МэВ. Измеренная яркость Солнца $L_\odot = 3.846 \times 10^{26}$ W = 2.4×10^{39} МэВ/с [9]. Можно оценить число ν_e, испускаемое Солнцем:

$$\frac{dN(\nu_e)}{dt} = 2\frac{L_\odot}{Q} \approx 1.8 \times 10^{38} \text{с}^{-1}$$

и, используя среднее расстояние между Солнцем и Землей ($D = 1.496 \times 10^{11}$ м), вычислить поток солнечных нейтрино на Земле:

$$\Phi_\nu \approx 6.4 \times 10^{10} \text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$$

Существуют два главных цикла ядерных реакций в ценре Солнца:

- pp цикл, ответственный за 98.5% яркости Солнца. Он включает в себя следующие реакции:

$$p \ + \ p \rightarrow \ e^+ \ + \ \nu_e \ + \ d$$

$$p \ + \ d \rightarrow \ \gamma \ + \ ^3He$$

$$^3He \ + \ ^3He \rightarrow \ ^4He \ + \ p \ + \ p$$

Эти реакции составляют 85% pp цикла. В оставшихся 15% случаев последняя реакция заменена следующей последовательностью реакций:

$$^3He \ + \ ^4He \rightarrow \ \gamma \ + \ ^7Be$$

$$e^- \ + \ ^7Be \rightarrow \ \nu_e \ + \ ^7Li^*$$

$$p \ + \ ^7Li \rightarrow \ ^4He \ + \ ^4He$$

последние две реакции в этой цепи в 0.19% случаев заменены на

$$p \ + \ ^7Be \rightarrow \ \gamma \ + \ ^8B$$

$$^8B \rightarrow \ ^8Be \ + \ e^+ \ + \ \nu_e$$

$$^8Be \rightarrow \ ^4He \ + \ ^4He$$

Обозначим нейтрино, произведенные в соответствующих реакциях ν_{pp}, ν_{Be} и ν_B. Стоит отметить, что ν_{pp} и ν_B имеют непрерывный энергетический спектр, в то время как ν_{Be} имеют фиксированную энергию, так как рождаются в реакции с двумя частицами в конечном состоянии (см. Таблицу 1.2)

Таблица 1.2: Основные компоненты потока солнечных нейтрино на поверхности Земли (предсказания различных SSM).

Солнечная Модель		BP 92	TCL	BP 95	DS
Компонента	Энергия	[28]	[29]	[30]	[31]
pp поток ($\Phi \times 10^{10}/\text{см}^2/\text{с}$)	≤ 420 кэВ	6.00 ± 0.12	6.02	5.91 ± 0.06	6.1
^7Be поток ($\Phi \times 10^{9}/\text{см}^2/\text{с}$)	$= 860$ кэВ	4.89 ± 0.88	4.33	$5.15^{+0.31}_{-0.36}$	3.71
^8B поток ($\Phi \times 10^{6}/\text{см}^2/\text{с}$)	≤ 15 МэВ	5.70 ± 0.82	4.4 ± 1.1	$6.62^{+0.93}_{-1.13}$	2.49

- CNO цикл, который включает в себя образование более тяжелых элементов, состоит из следующей цепи реакций:

$$p + {}^{15}N \to {}^{12}C + {}^{4}He$$
$$p + {}^{12}C \to \gamma + {}^{13}N$$
$${}^{13}N \to {}^{13}C + e^{+} + \nu_e$$
$$p + {}^{13}C \to \gamma + {}^{14}N$$
$$p + {}^{14}N \to \gamma + {}^{15}O$$
$${}^{15}O \to {}^{15}N + e^{+} + \nu_e$$

и

$$p + {}^{15}N \to \gamma + {}^{16}O$$
$$p + {}^{16}O \to \gamma + {}^{17}F$$
$${}^{17}F \to {}^{17}O + e^{+} + \nu_e$$
$$p + {}^{17}O \to {}^{14}N + {}^{4}He$$

Различия в солнечных моделях отражают различный выбор (персональное суждение авторов) лучших экспериментальных измерений лабораторных сечений и метода экстраполяции от лабораторных до звездных энергий. Различия в потоках нейтрино, предсказанные различными моделями малы для pp нейтрино, составляют $\sim 30\%$ для ^7Be нейтрино и могут доходить до фактора 2 для ^8B нейтрино (см. Таблицу 1.2).

Спектр солнечных нейтрино изображен на рис. 1.3.

Надо отметить, что, в то время как солнечные нейтрино достигают Земли через $\sim$ 500 с после их образования, требуется порядка 10^6 лет для того, чтобы энергия, выделившаяся в тех же самых реакциях, была транспортирована от центра Солнца до поверхности. Таким образом, яркость Солнца, которая измерена в настоящее время, соответствует нейтрино, которые достигли Земли $\sim 10^6$ лет назад. Это не рассматривается как проблема в SSM потому, что Солнце считается звездой без заметного изменения свойств в интервале $\sim 10^8$ лет.

Рассмотрим кратко солнечные нейтринные эксперименты.

- Homestake ^{37}Cl эксперимент [32]

  Это первая работа по поиску солнечных нейтрино. Детектор представляет собой радиохимическое устройство, основанное на измерении количества радиоактивного ^{37}Ar, произведенного в реакции с участием нейтрино

$$\nu_e + {}^{37}Cl \to {}^{37}Ar + e^{-}$$

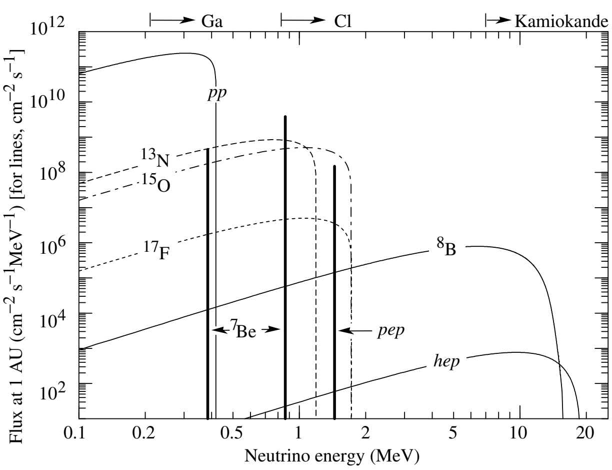

Рис. 1.3: Поток солнечных нейтрино (в см$^{-2}$с$^{-1}$ для моноэнергичных линий и в см$^{-2}$с$^{-1}$МэВ$^{-1}$ для непрерывных спектров). Также показаны пороги регистрации, соответствующие различным методам обнаружения солнечных нейтрино.

Такая методика проведения эксперимента была впервые предложена Б.Понтекорво в 1946 году [33].

Из-за энергетического порога 814 кэВ для этой реакции, детектор чувствителен главным образом к ^8B и ^7Be солнечным нейтрино.

Резервуар объемом 390 м^3, заполненный 615 т жидкого перхлорэтилена (C_2Cl_4), расположен на глубине 1400 м под землей в шахте Homestake (США), чтобы подавить фон от протонов, рождающихся во взаимодействиях космических лучей ($p\ +\ ^{37}Cl\ \rightarrow\ ^{37}Ar\ +\ n$).

Каждые несколько месяцев радиоактивный Ar извлекается из резервуара потоком N_2. После разделения и очистки он поступает в пропорциональный счетчик, где К-захват $e^-\ +\ ^{37}Ar\ \rightarrow\ \nu_e\ +\ ^{37}Cl$ с периодом $\tau_{1/2} = 34$ дня наблюдается посредством детектирования оже-электронов. Эффективность извлечения измерена введением известного количества ^{37}Ar в резервуар. Среднее число атомов ^{37}Ar, образующихся ежедневно (~ 0.5 атом/день), иллюстрирует трудность проведения эксперимента.

Измеренный поток солнечных нейтрино меньше предсказания SSM. Это несоответствие известно уже много лет и носит название "загадки солнечных нейтрино".

- Галлиевые эксперименты

  Два галлиевых радиохимических эксперимента посвящены измерению потока солнечных нейтрино с целью проверки Стандартной Солнечной Модели и попытки решить "загадку солнечных нейтрино". Они используют похожий метод и измеряют впервые pp компоненту солнечных нейтрино с помощью реакции

$$\nu_e\ +\ ^{71}Ga\ \rightarrow\ ^{71}Ge\ +\ e^-$$

  с порогом 233 кэВ (метод впервые предложен В.Кузьминым [34]). По аналогии с ^{37}Cl экспериментом, обнаружение захватов нейтрино выполнено посредством химического выделения произведенного ^{71}Ge и измерения его распада. ^{71}Ge нестабилен относительно электронного захвата

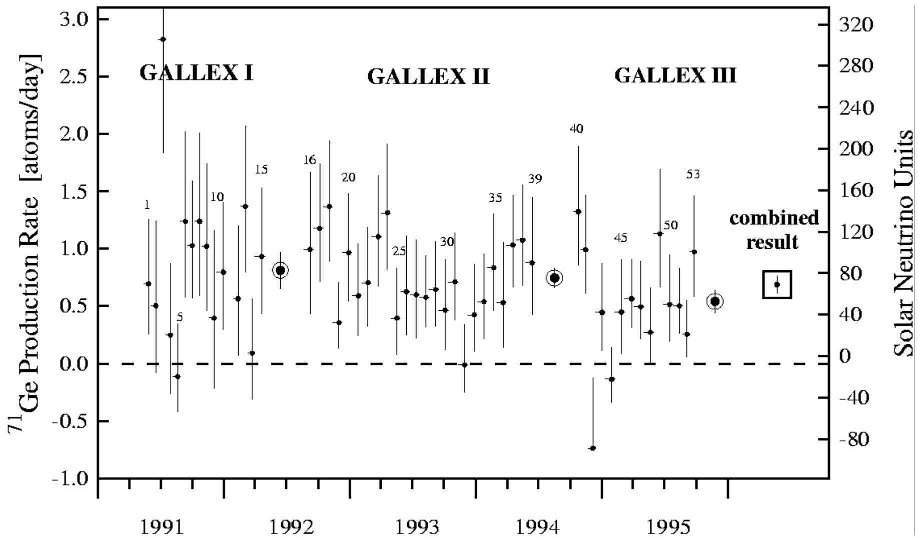

Рис. 1.4: Результаты измерений потока солнечных нейтрино, полученные в GALLEX I, GALLEX II и GALLEX III. Левая шкала показывает число образовавшихся атомов ^{71}Ge; правая шкала - поток солнечных нейтрино (в SNU, где 1 SNU соответствует 10^{-36} захватов c^{-1} атом$^{-1}$) после вычитания вклада от фоновых реакций.

($t_{1/2}$ = 11.43 дня) и, поэтому, количество извлеченного Ge может быть определено за счет его активности, измеренной в маленьких пропорциональных счетчиках.

Преимущество этой методики состоит в том, что работа детектора может быть проверена с помощью искусственного источника нейтрино ^{51}Cr, испускающего электронные нейтрино с энергией 746 кэВ. Энергия этих нейтрино совпадает с энергией солнечных ^{7}Be нейтрино и, таким образом, обеспечивает идеальную проверку всей экспериментальной процедуры.

Для защиты детекторов от космических лучей их устанавливают глубоко под землей.

Особенности двух существующих галлиевых экспериментов обсуждаются ниже.

- GALLEX [35]

  Эксперимент GALLEX проводится в лаборатории Gran Sasso (Италия). Мишень состоит из 30.3 т галлия, содержащих 12 т ^{71}Ga, растворенного в $HCl + H_2O$. Результаты различных этапов эксперимента GALLEX I, GALLEX II и GALLEX III представлены на рис. 1.4.

  Результат калибровки с помощью ^{51}Cr источника нейтрино (0.93 ± 0.08) [36] указывает на то, что дефицит потока солнечных нейтрино, наблюдаемый в эксперименте GALLEX, не может быть приписан методическим эффектам и демонстрирует отсутствие любых существенных систематических ошибок на уровне 10%.

- SAGE (Soviet - American Gallium Experiment) [37]

  Мишень в виде жидкого металлического галлия (55 т), расположена глубоко под землей в Баксанской Нейтриной Обсерватории в горах

Кавказа. Примерно раз в месяц Ge, образовавшийся под воздействием нейтрино, извлекается из Ga.

Результат калибровки с помощью ^{51}Cr источника нейтрино ($0.95 \pm 0.11^{+0.05}_{-0.08}$) [38] обеспечивает доказательство надежности измерений потока солнечных нейтрино в эксперименте SAGE.

В то время как существовали некоторые несоответствия в измерениях после проведения первых экспозиций, оба эксперимента дают теперь хорошо согласующиеся результаты. Измеренный поток солнечных нейтрино вновь меньше, чем предсказание SSM.

- Эксперимент KAMIOKANDE (KAMIOKA Nucleon Decay Experiment) [41]

  KAMIOKANDE - водяной черенковский детектор, расположенный в шахте Kamioka (Япония) на глубине 1 км, был первоначально разработан для поиска протонного распада. Внутренний детектор состоит из цилиндрического резервуара диаметром 15.6 м и высотой 11.2 м, заполненного 2140 т воды и просматриваемого 940 фотоумножителями (PMT's) диаметром 50 см. Эксперимент может регистрировать солнечные нейтрино в режиме реального времени, измеряя их упругое рассеяние на электронах

$$\nu_e \; + \; e^- \; \to \; \nu_e \; + \; e^-$$

  что обеспечивает возможность измерения направления черенковского излучения (и позволяет определять направление налетающих ν и проверять, указывают ли они на Солнце, см. рисунок 1.5) и энергии отдачи электрона (которая связана с энергией налетающего нейтрино). Упругое рассеяние для других типов нейтрино (ν_μ и ν_τ) также имеет место, но его сечение в шесть раз меньше, чем для ν_e. Нижний порог регистрации электронов в детекторе KAMIOKANDE равен 5 МэВ. Однако, чтобы подавить фоновые события от естественной радиоактивности детектора и вызываемые космическими мюонами, практический экспериментальный порог установлен на 7 МэВ. В результате, эксперимент KAMIOKANDE чувствителен только к ^8B компоненте солнечных нейтрино.

- SUPERKAMIOKANDE

  Новая установка SUPERKAMIOKANDE представляет собой 50000 т водяной черенковский детектор, расположенный в 150 м на юг от KAMIOKANDE. Он использует ту же самую методику для обнаружения солнечных нейтрино. Детектор состоит из внутренней и внешней частей. Последняя служит для идентификации налетающих космических мюонов, а также для экранирования от γ-квантов и нейтронов, рождающихся при взаимодействиях космических мюонов в окружающем детектор веществе. Внутренняя (центральная) часть детектора (32000 т воды), просматриваемая 11200 фотоумножителями, полностью окружена внешним датчиком с водным слоем толщиной $\sim$2.7 м. Этот внутренний детектор используется для обнаружения взаимодействий солнечных, атмосферных нейтрино и, возможно, нейтрино от вспышки сверхновой, а также для измерения времени жизни протона.

  Преимущество детектора SUPERKAMIOKANDE заключается в возможности использовать низкоэнергетичный электронный пучок от маленького ускорителя для калибровки и изучения отклика детектора.

Наиболее важным следствием всех 5 экспериментов, использующих различные методы регистрации, является то, что все они наблюдали дефицит потока

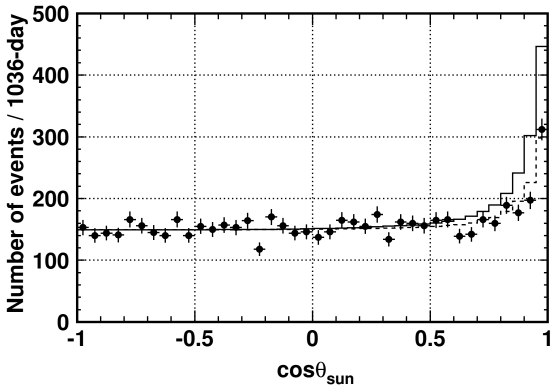

Рис. 1.5: Распределение $\cos\theta_{SUN}$ для заключительной выборки данных в детекторе KAMIOKANDE (1036 дней набора статистики) подтверждает солнечное происхождение обнаруженных нейтрино. Сплошная линия показывает предсказание SSM [30], а пунктирная линия показывает лучший фит, подразумевающий равномерное фоновое распределение.

солнечных нейтрино в сравнении с ожидаемым из SSM [28, 29, 30]. Результаты приведены в Таблице 1.3. Поток солнечных нейтрино обычно измеряется в Solar Neutrino Units[4].

Таблица 1.3: Результаты солнечных нейтринных экспериментов в сравнении с предсказаниями SSM.

Предсказание SSM			BP 92	TCL	BP 95	DS
Эксперимент	Порог	Измеренный Поток	[28]	[29]	[30]	[31]
Homestake (SNU)	814 кэВ	$2.55 \pm 0.17 \pm 0.18$	8.1 ± 1.0	6.4 ± 1.4	$9.3^{+1.2}_{-1.4}$	4.1 ± 1.2
GALLEX (SNU)	233 кэВ	$69.7 \pm 6.7^{+3.9}_{-4.5}$	132 ± 7	122.5 ± 7.0	137^{+8}_{-7}	115 ± 6
SAGE (SNU)	233 кэВ	$69 \pm 10^{+5}_{-7}$	132 ± 7	122.5 ± 7.0	137^{+8}_{-7}	115 ± 6
Kamioka (10^6см$^{-2}$с$^{-1}$)	7 МэВ	$2.80 \pm 0.19 \pm 0.33$	5.7 ± 0.8	4.4 ± 1.1	$6.62^{+0.9}_{-1.1}$	2.49
SuperK (10^6см$^{-2}$с$^{-1}$)	7 МэВ	$2.44 \pm 0.06^{+0.25}_{-0.09}$	5.7 ± 0.8	4.4 ± 1.1	$6.62^{+0.9}_{-1.1}$	2.49

Надо отметить, что дефицит различен для разных экспериментов. Было показано также, что дефицит наиболее существенен для нейтрино средних энергий, которые возникают главным образом от ^7Be-реакции.

Было предпринято много попыток объяснить такое странное поведение солнечных нейтрино. Например, были попытки построить так называемые нестандартные солнечные модели, которые, в большинстве случаев, давали более низкую температуры в центре Солнца, что в свою очередь приводит к существенному уменьшению потока ^8B нейтрино. Однако, за последние годы был достигнут большой прогресс в гелиосейсмологии, что наложило строгие ограничения на вычисления в рамках солнечных моделей.

[4] 1 SNU = 10^{-36} захватов с$^{-1}$ атом$^{-1}$.

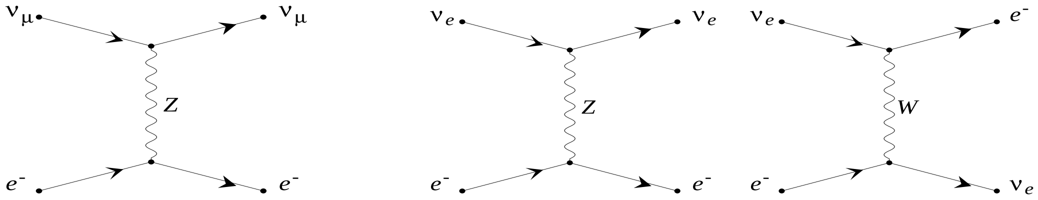

Рис. 1.6: Различие между ν_μ (ν_τ) и ν_e при взаимодействии с электронами в веществе.

Эффект MSW

Как было показано Михеевым, Смирновым [42] и Вольфенштейном [43], эффект прохождения нейтрино через вещество (в Солнце) может приводить к резонансному усилению амплитуды осцилляций.

Основной эффект возникает из-за различия сечения взаимодействия ν_e и $\nu_{\mu,\tau}$ с электронами в веществе Солнца. По аналогии с оптикой, интеграл рассеяных волн может быть описан с помощью показателя преломления n_α ($\alpha = e, \mu, \tau$), приводящего к изменению фазовой скорости нейтрино. Так как вещество Солнца несимметрично по отношению к ν_e и $\nu_{\mu,\tau}$ (так как ν_e взаимодействует с электроном посредством обмена как W, так и Z^0, в то время как $\nu_{\mu,\tau}$ взаимодействуют только посредством Z^0 обмена, см. рис. 1.6) из этого следует, что $n_e \neq n_{\mu,\tau}$. Поэтому возникает дополнительная разность фаз.

В результате этой разности собственные состояния, которые распространяются в веществе Солнца без смешивания ("солнечные собственные состояния") отличаются от тех, которые распространяются без смешивания в вакууме (массовые собственные состояния). Угол смешивания θ_M в веществе Солнца (угол вращения между $\nu_e - \nu_\mu$ и солнечными собственными состояниями) связан с углом смешивания θ_v в вакууме (угол вращения между $\nu_e - \nu_\mu$ и массовыми собственными состояниями):

$$\sin^2(2\theta_M) = \frac{\sin^2(2\theta_v)}{(\cos(2\theta_v) - \frac{L_v}{L_0})^2 + \sin^2(2\theta_v)} \ ,$$

где L_v - длина осцилляций в вакууме и L_0 - характеристика длины движения нейтрино через вещество Солнца, которая определена как

$$L_0 = \frac{2\pi}{\sqrt{2} G_F N_e},$$

G_F - константа Ферми и N_e - число электронов в единице объема вещества Солнца.

Вышеприведенное уравнение имеет резонансное поведение. Таким образом очень заметный переход $\nu_e \to \nu_\mu$ может происходить в Солнце даже при малых значениях θ_v.

Этот эффект, называемый MSW (Mikheev - Smirnov - Wolfenstain) эффект, может объяснить дефицит измеренного потока солнечных нейтрино в сравнении с предсказаниями SSM. Существуют два MSW решения для всех экспериментов (см. рис. 1.7): так называемое "решение с малым углом смешивания" $\sin^2(2\theta) \sim 8 \times 10^{-3}$ и $\Delta m^2 \sim 5 \times 10^{-6}$ эВ^2 и "решение с большим углом смешивания" $\sin^2(2\theta) \sim 0.6$ и $\Delta m^2 \sim 1.6 \times 10^{-5}$ эВ^2.

Вакуумные осцилляции с параметрами $\Delta m^2 \sim 6 \times 10^{-11}$ эВ^2 и $\sin^2(2\theta) \sim 0.9$ также могут объяснить наблюдения солнечных нейтринных экспериментов [44].

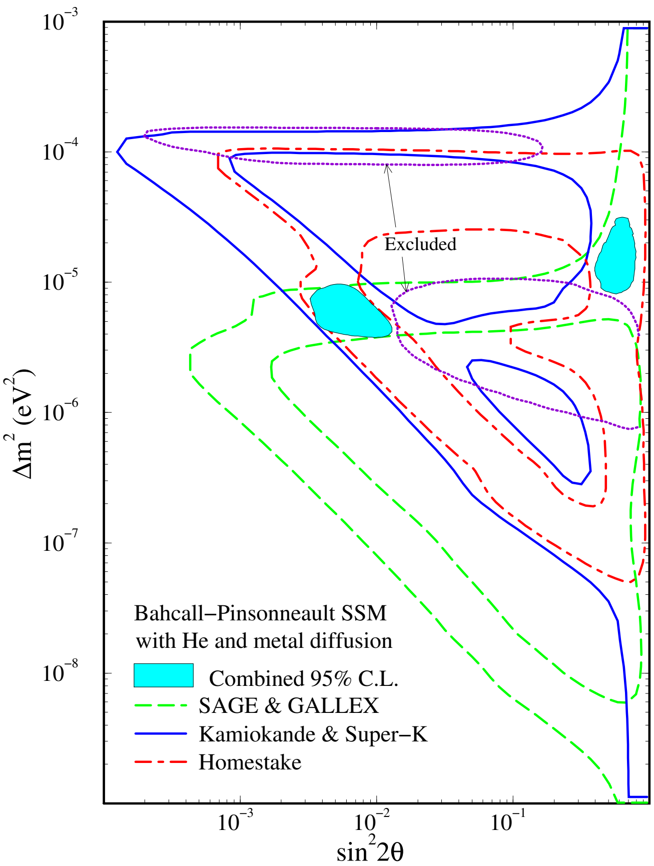

Рис. 1.7: Результат MSW решения (из [44]) в пространстве параметров (заштрихованные области), разрешенный объединенными наблюдениями на 95% уровне достоверности в предположении Bahcall-Pinsonneault SSM с учетом *He* диффузии [30]. Ограничения из экспериментов Homestake, объединенного Kamiokande и SuperKamiokande, объединенного SAGE и GALLEX показаны штрих-пунктирной, сплошной и штриховой линиями соответственно. Также показаны области, исключенные экспериментом Kamiokande по измерению спектра и эффекта ночь-день (пунктиры).

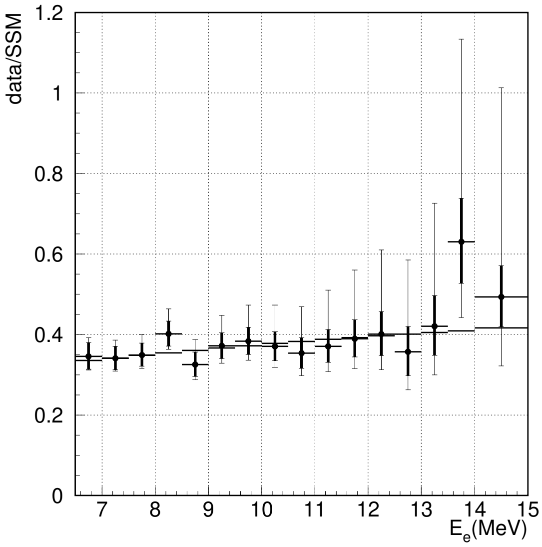

Рис. 1.8: Предварительный результат коллаборации SUPERKAMIOKANDE по измерению отношения числа наблюдаемых событий к соответствующему числу ожидаемых событий в SSM (Data/SSM) как функции энергии электрона. Толстые (тонкие) кресты соответствуют статистическим (систематическим) погрешностям. Гистограмма (сплошная линия) указывает, что можно было бы ожидать в случае MSW решения с малым углом смешивания.

Будущие проекты

Новые попытки пролить свет на тайну солнечных нейтрино будут сделаны в ближайшем будущем: измерение энергетического спектра солнечных нейтрино и измерения потока солнечных нейтрино с использованием реакций, протекающих по каналу нейтральных токов, которые нечувствительны к типу нейтрино.

Детектор SUPERKAMIOKANDE дает возможность измерить (после двух лет набора данных) точную форму спектра солнечных ^8B нейтрино независимо от абсолютной нормировки (предварительные результаты представлены на рисунке 1.8). Другое важное измерение - изучение различий в потоках ^8B нейтрино днем и ночью. Причина заключается в том, что MSW решение с большим углом смешивания предсказывает небольшой избыток событий в ночное время, вызванный тем фактом, что проосциллировавшие нейтрино (ν_μ и ν_τ) могут быть повторно преобразованы в начальные ν_e из-за регенерации в веществе Земли. Предварительный результат [45], доложенный сотрудничеством SUPERKAMIOKANDE указывает на отсутствие такого эффекта ночь-день в пределах экспериментальной неоднозначности:

$$\frac{D-N}{D+N} = -0.017 \pm 0.026(\text{стат.}) \pm 0.017(\text{сист.})$$

SNO (Sudbury Neutrino Observatory, Канада) [39] - 1000 т черенковский детектор с тяжелой водой для регистрации ^8B нейтрино. Цель этого эксперимента состоит в том, чтобы обнаружить реакцию, протекающию по каналу нейтрального тока $\nu + d \to p + n + \nu$ помимо $\nu_e + d \to p + p + e^-$. Первая из этих реакций регистрирует ν_μ также как ν_e и позволяет измерять полный поток солнечных нейтрино на Земле.

BOREXINO [40] - 300 т жидко-сцинтилляционный детектор, который будет построен в Gran Sasso для непосредственного наблюдения ^7Be линии нейтрино или подтверждения ее отсутствия. Ожидаемый порог для этого детектора - 250 кэВ.

1.5.2 Атмосферные нейтринные эксперименты

Атмосферные нейтрино рождаются в распадах заряженных пионов и каонов, которые являются вторичными частицами от взаимодействий космических лучей в атмосфере. Большинство этих адронов распадаются до взаимодействия из-за низкой плотности атмосферы на большой высоте.

Следующая цепочка реакций является главным источником атмосферных нейтрино

$$p(He) \ + \ \text{ядро} \ \rightarrow \ \pi^{\pm} \ + \ X$$

$$\pi^{\pm} \ \rightarrow \ \mu^{\pm} + \ \overset{(-)}{\nu}_{\mu}$$

$$\mu^{\pm} \ \rightarrow \ e^{\pm} + \ \overset{(-)}{\nu}_{e} \ + \ \overset{(-)}{\nu}_{\mu}$$

Таким образом, ожидается, что отношение потоков $\frac{(\bar{\nu}_{\mu}+\nu_{\mu})}{(\bar{\nu}_{e}+\nu_{e})} \approx 2$. Все вычисления потоков, выполненные различными группами, находится в согласии в пределах 5% для отношения ароматов нейтрино с энергиями $0.4 < E_{\nu}(\text{ГэВ}) < 1$ [46]. Существенные различия в абсолютных потоках ($\sim 40\%$) возникают главным образом из-за различных предположений о высотной зависимости при моделировании процесса образования пионов при взаимодействиях протонов в атмосфере. При работе с отношением $\frac{(\bar{\nu}_{\mu}+\nu_{\mu})}{(\bar{\nu}_{e}+\nu_{e})}$ большинство систематических неоднозначностей сокращаются или в значительной степени подавляются.

В атмосферных нейтринных экспериментах измеряются потоки электронных и мюонных нейтрино, возникающих при взаимодействиях космических лучей с атмосферой. Атмосферные нейтрино имеют энергии в пределах от ~ 100 МэВ до нескольких ГэВ.

Шесть подземных экспериментов измерили поток атмосферных нейтрино при помощи квазиупругих взаимодействий:

$$\nu_e(\nu_\mu) \ + \ n \ \rightarrow \ e^-(\mu^-) \ + \ p$$

$$\bar{\nu}_e(\bar{\nu}_\mu) \ + \ p \ \rightarrow \ e^+(\mu^+) \ + \ n$$

Три эксперимента (KAMIOKANDE [47], IMB [48] и SUPERKAMIOKANDE [45]) используют водные резервуары большого объема для регистрации черенковского излучения, возникающего при прохождении релятивистских частиц через воду. Другие три эксперимента (FREJUS[5] [49], NUSEX [50] и SOUDAN 2 [51]) используют калориметры с высоким продольным и поперечным разрешением.

Наблюдаемые события классифицируются как два типа: (1) полностью содержащиеся события, в которых все треки содержатся в детекторе, и энергия налетающего нейтрино хорошо определена; (2) частично содержащихся события, в которых некоторые из треков выходят за пределы детектора, и полная видимая энергия меньше, чем энергия налетающего нейтрино.

Мюоны проявляют себя во всех детекторах как отдельные треки, в то время как электроны производят электромагнитные ливни, состоящие из множества коротких треков, которые могут быть легко идентифицированы в калориметрах и приводят к размыванию световых колец в водяных детекторах.

Сравнение между измеренным и предсказанным (ν_μ/ν_e) отношением для всех экспериментов приведено в Таблице 1.4.

[5]Результат эксперимента FREJUS включает как полностью содержащиеся, так и частично содержащиеся события.

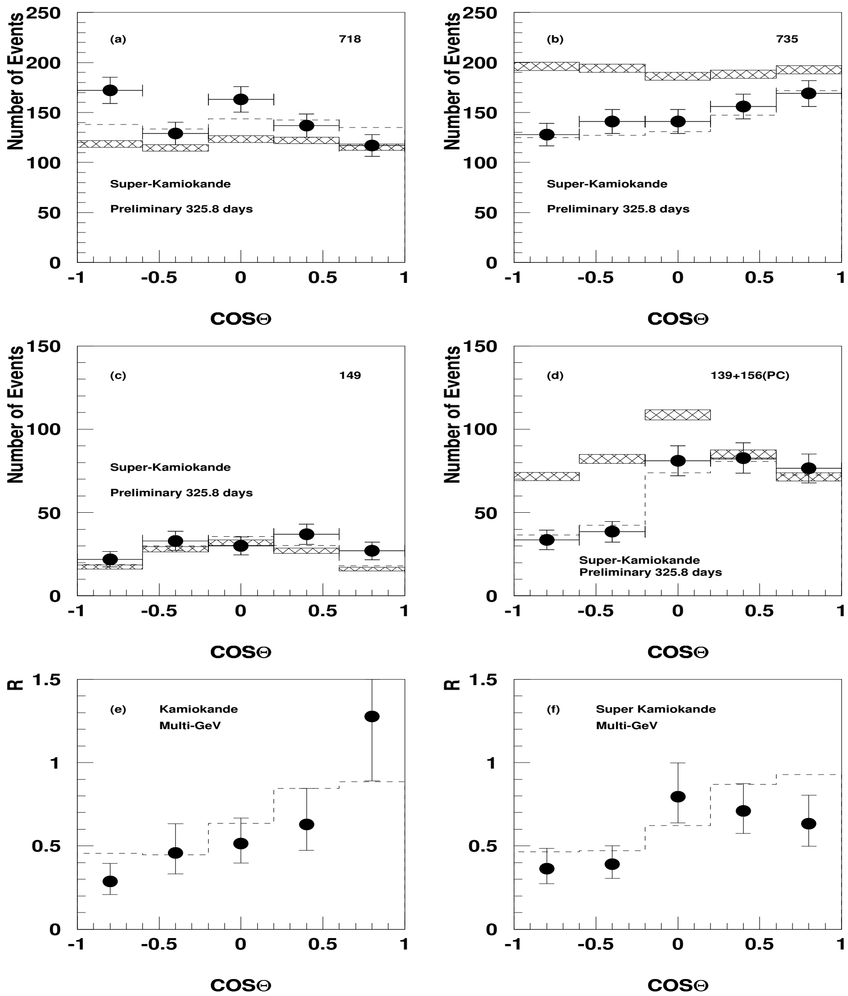

Рис. 1.9: Распределения по зенитному углу ($\cos\Theta$), наблюдаемые в детекторе SUPERKAMIOKANDE (из [45]). (a) электроноподобные полностью содержащиеся 1-кольцевые события с энергией меньше ГэВ (sub-GeV), соответствующие 326 дням набора данных (718 событий). Заштрихованные зоны - ожидаемое распределение при отсутствии осцилляций, а их ширина показывает статистическую точность моделирования. Пунктирные линии указывают ожидаемое распределение в предположении о наличии $\nu_\mu \to \nu_\tau$ осцилляций с $\Delta m^2 = 5 \times 10^{-3}$ эВ^2 и $\sin^2 2\theta = 1$; (b) то же самое что (a) для мюоноподобных полностью содержащихся 1-кольцевых событий с энергией меньше ГэВ (326 дней, 735 событий); (c) то же самое что (a) для электроноподобных полностью содержащихся событий с энергией больше ГэВ (multi-GeV) (326 дней, 149 событий); (d) то же самое что (a) для мюоноподобных полностью содержащихся событий с энергией больше ГэВ (326 дней, 139 событий) и частично содержащихся событий (293 дня, 156 событий). (e) Отношение R, наблюдаемое в KAMIOKANDE, для событий с энергией больше ГэВ; (f) то же самое что (e) для SUPERKAMIOKANDE.

Таблица 1.4: Сравнение измеренного и расчетного (ν_μ/ν_e) отношения для атмосферных нейтринных экспериментов.

Эксперимент	Масса детектора (кт) $\times$ время экспозиции (годы)	$\frac{(\nu_\mu/\nu_e)\text{измерение}}{(\nu_\mu/\nu_e)\text{предсказание}}$
KAMIOKA (sub-GeV)	4.92	$0.60\ ^{+0.07}_{-0.06} \pm 0.05$
KAMIOKA (multi-GeV)	8.2	$0.57\ ^{+0.08}_{-0.07} \pm 0.07$
IMB	7.7	$0.54 \pm 0.05 \pm 0.07$
FREJUS	2.0	$1.00 \pm 0.15 \pm 0.08$
NUSEX	0.4	$0.96\ ^{+0.28}_{-0.32}$
SOUDAN 2	1.52	$0.72 \pm 0.19\ ^{+0.05}_{-0.07}$
SUPERK (sub-GeV)	20	$0.635\ \pm 0.033 \pm 0.053$
SUPERK (multi-GeV)	20	$0.604\ ^{+0.065}_{-0.058} \pm 0.067$

Усредненное значение для всех экспериментов после учета статистических и систематических ошибок:

$$R = \frac{(\nu_\mu/\nu_e)\text{измерение}}{(\nu_\mu/\nu_e)\text{предсказание}} \approx 0.62 \pm 0.04$$

Отклонение R от единицы известно как "аномалия атмосферных нейтрино". (SUPER)KAMIOKANDE и IMB наблюдают меньшее число ν_μ событий в сравнении с ожидаемым. Гипотеза о том, что осцилляции нейтрино являются причиной этого эффекта, была значительно подкреплена наблюдением зависимости R от зенитного угла в KAMIOKANDE [47] и SUPERKAMIOKANDE (см. рисунок 1.9). Измерение зенитного угла является способом измерения расстояния от источника нейтрино до детектора. Поэтому осцилляции нейтрино могут приводить к сильному искажению распределения по зенитному углу.

При интерпретации в рамках нейтринных осцилляций ($\nu_\mu \to \nu_e$ или $\nu_\mu \to \nu_\tau$) этот результат приводит к параметрам осцилляций нейтрино $\Delta m^2 \sim (10^{-3} \div 10^{-2}$ э$B^2)$ и $\sin^2(2\theta) \sim 1$.

В заключение можно отметить, что дефицит солнечных нейтрино и аномалия атмосферных нейтрино - это наиболее интересные нерешенные проблемы в физике элементарных частиц и астрофизике.

1.5.3 Реакторные нейтринные эксперименты

Изучение взаимодействий нейтрино от ядерных реакторов является одной из важнейших частей общей нейтринной физики. Ядерные реакторы - наиболее мощные земные источники электронных антинейтрино. Реактор с типичной тепловой мощностью $3-4$ ГВт испускает приблизительно $6\times10^{20}\bar{\nu}_e$ с$^{-1}$ с энергиями до 10 МэВ. Однако, из-за низкоэнергетичного спектра этих нейтрино, единственным возможным методом поиска осцилляций являются эксперименты по исчезновению $\bar{\nu}_e \to \bar{\nu}_x$. Поэтому чувствительность к амплитуде смешивания $\sin^2(2\theta)$ ограничена систематическими ошибками в интенсивности источника, спектре нейтрино, эффективности детектора, и т.д.

Наиболее строгое ограничение на параметры осцилляций до 1998 года было получено экспериментом Bugey [52], выполненным на атомной электростанции Bugey (Франция). Измерения спектров нейтрино были выполнены на расстоянии 15, 40 и 95 м от 2.8 ГВт реактора с использованием детектирующих модулей, заполненных ^6Li жидким сцинтиллятором. Минимальные ограничения на параметры Δm^2 и $\sin^2(2\theta)$ составляют 1×10^{-2} эВ^2 и 2×10^{-2} (на 90% уровне достоверности) соответственно (см. рис. 1.11).

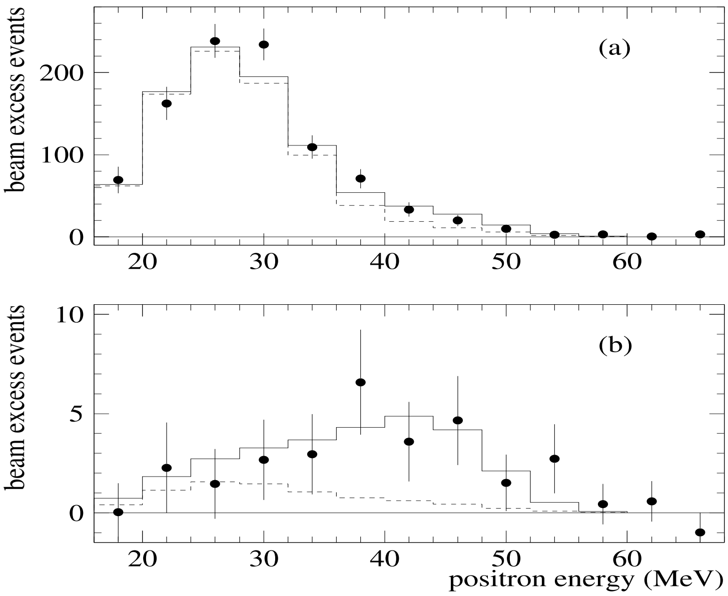

Рис. 1.10: Энергетическое распределение позитронов для LSND событий (a) до и (b) после отбора. Показаны экспериментальные данные, оценка фона (штриховая линия) и ожидаемое распределение для осцилляций нейтрино при больших Δm^2 плюс оцененный фон (сплошная линия).

1.5.4 Ускорительные нейтринные эксперименты

Ускорители позволяют создавать главным образом пучки ν_μ ($\bar{\nu}_\mu$) от $\pi^\pm$, $K^{\pm,0}$ и $\mu^\pm$ распадов. ν_e ($\bar{\nu}_e$) компонента обычно мала и плохо определена. Нейтринные эксперименты на ускорителях используют как методы по появлению нейтрино другого типа, так и методы по исчезновению части первоначального потока нейтрино для поиска осцилляций нейтрино.

В настоящее время имеется только один ускорительный эксперимент, чей результат может быть интерпретирован как указание на возможное проявление осцилляций нейтрино - эксперимент LSND [54] в лаборатории Los-Alamos (США). Нейтрино, рождающиеся в распадах π и μ в покое при остановке LAMPF пучка, как и ожидается, возникают почти полностью от $\pi^+ \to \mu^+\nu_\mu$ и $\mu^+ \to e^+\bar{\nu}_\mu\nu_e$. Вклад антинейтрино от π^- и μ^- подавлен из-за меньшего выхода π^--мезонов и большой вероятности их захвата в ядрах меди при остановке пучка. Таким образом, наблюдение превышения $\bar{\nu}_e$ событий над фоном могло бы быть указанием на новую физику. В детекторе LSND проводится поиск $\bar{\nu}_\mu \to \bar{\nu}_e$ осцилляций. Детектор состоит из цилиндрического резервуара (8.5 м длиной и 5.5 м в диаметре), заполненного 180 т жидкого сцинтиллятора. Черенковский и люминесцентный свет регистрируется с помощью фотоумножителей. Среднее расстояние от точки рождения нейтрино до детектора - 29 м. Проявлением $\bar{\nu}_e$ взаимодействия в детекторе является реакция $\bar{\nu}_e + p \to e^+ + n$, сопровождаемая $n + p \to d + \gamma(2.2$ МэВ). Таким образом, надо искать относи-

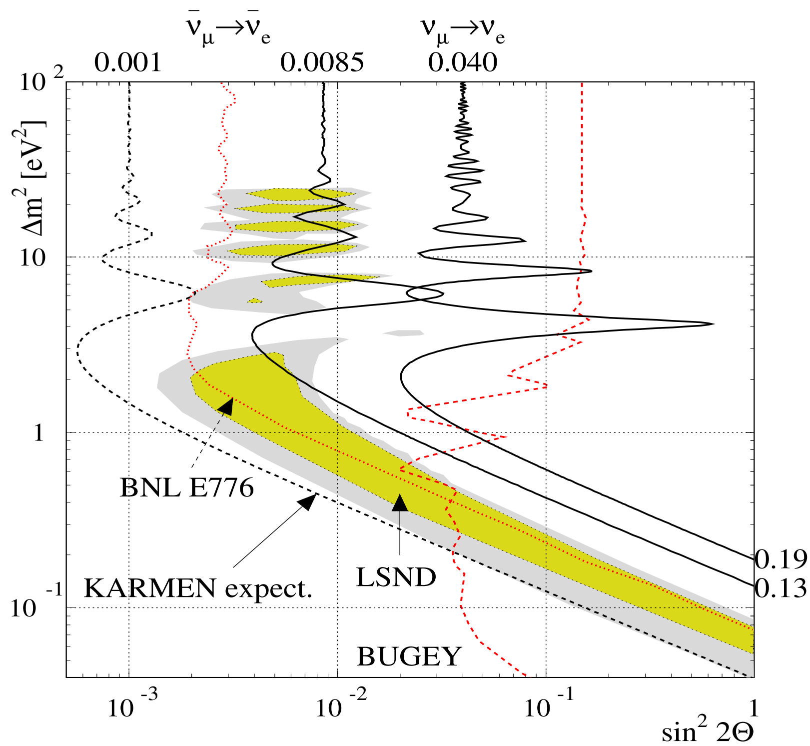

Рис. 1.11: Области параметров осцилляций, разрешенные результатом LSND (заштрихованные площади) и исключенные сотрудничеством KARMEN (сплошные линии). Ожидаемая чувствительность эксперимента KARMEN после модернизации детектора показана вместе с пределами, установленными другими экспериментами (BNL E776 и Bugey).

тельно высокоэнергетичный позитрон (> 20 МэВ) и 2.2 МэВ фотон, который находится во временной (0.5 мс) и в пространственной (2 м) корреляции с позитроном.

Самый существенный фон при поиске $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ осцилляций возникает из-за наличия 8×10^{-4} $\bar{\nu}_e$ в пучке. Сотрудничество LSND сообщает о наличии избытка e^+ событий в области $36 < E(\text{МэВ}) < 60$ на уровне 3σ-эффекта (см. рис. 1.10). Если этот эффект интерпретируется как осцилляции нейтрино, то он соответствует вероятности перехода $P_{\bar{\nu}_\mu,\bar{\nu}_e} = (0.31 \pm 0.12 \pm 0.05)\%$.

Этот результат был подтвержден в последнее время изучением возможных $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ осцилляций нейтрино с использованием ν_μ от π^+ распадов на лету [55]. Появление ν_e обнаружено с помощью реакции $\nu_e C \rightarrow e^- X$. Было зарегистрировано 40 событий с высокоэнергетичными электронами ($60 < E_e(\text{МэВ}) < 200$), совместимых с этой сигнатурой, что значительно превосходит суммарное ожидаемое число фоновых событий 21.9 ± 2.1. При интерпретации этого результата как осцилляционного сигнала, наблюдаемая вероятность осцилляций равна $(2.6 \pm 1.0 \pm 0.5) \times 10^{-3}$ и совпадает с результатом, приведенным выше.

Эксперимент KARMEN [56] на импульсном нейтронном источнике ISIS (Rutherford Appleton Laboratory, Англия) использует ту же самую методику, что и LSND. Секционированный жидко-сцинтилляционный калориметр весом 56 т с высоким разрешением расположен на расстоянии 17.6 м от зоны остановки протонного пучка. В эксперименте не было найдено никаких указаний на существование нейтринных осцилляций и установлен верхний предел на $\sin^2(2\theta) < 8.5 \times 10^{-3}$ для $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ осцилляций и $\sin^2(2\theta) < 4.0 \times 10^{-2}$ для $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ осцилляций на 90% уровне достоверности в области больших Δm^2 (рис. 1.11).

Этот результат главным образом ограничен относительно высоким фоном от космических лучей. Детектор KARMEN был недавно модернизирован, чтобы установить дополнительные вето-счетчики, и продолжил набор данных в новой конфигурации. Коллаборация планирует перекрыть область параметров осцилляций, предложенных сотрудничеством LSND, после двух лет набора данных. Предварительный результат, полученный для $\bar{\nu}_\mu \to \bar{\nu}_e$ осцилляций с использованием модернизированного детектора KARMEN: $\sin^2(2\theta) < 6.2 \times 10^{-3}$ для больших Δm^2 на 90% уровне достоверности [57].

Следует упомянуть также эксперимент E531 [58], выполненный в Fermilab (США) на пучке нейтрино широкого спектра, в котором был установлен наиболее строгий предел на вероятность $\nu_\mu \to \nu_\tau$ осцилляций. Этот эксперимент был посвящен измерению времени жизни очарованных частиц с помощью мишени из ядерной эмульсии. Из-за очень хорошего пространственного разрешения ($\sim$мкм) такой детектор был способен наблюдать распады короткоживущих частиц, рожденных во взаимодействиях нейтрино. Поэтому можно было искать возможное наличие распадов τ-лептонов, возникающих в результате ν_τ CC взаимодействий. Дрейфовые камеры, система измерений по времени пролета, электромагнитный и адронный калориметры использовались для идентификации частиц и измерения их энергий. Из-за возможного фона от рассеяния, излом трека в эмульсии не рассматривался как потенциальный кандидат на τ распад, если вторичный трек имел поперечный импульс по отношению к направлению родительского трека (p_T) меньше, чем 125 МэВ. Наконец, импульсный критерий $p > 2.5$ ГэВ был применен ко всем потенциальным τ кандидатам. В результате поиска τ^- распадов не было найдено ни одного кандидата[6], что позволило установить следующие пределы на параметры $\nu_\mu \to \nu_\tau$ ($\nu_e \to \nu_\tau$) осцилляций на 90% уровне достоверности: $\Delta m^2 < 0.9$ (9) эВ^2 для максимального смешивания и $\sin^2(2\theta) < 4 \times 10^{-3}$ (0.12) в области $\Delta m^2 = 50$ эВ^2.

1.6 Другие явления

Если нейтрино имеют массы и есть смешивание в лептонном секторе, то могут существовать и другие явления, кроме осцилляций:

- Распад тяжелых нейтрино ν_H.

  Распад нейтрино является неизбежным следствием смешивания тяжелых нейтрино. В нескольких экспериментах искали распады тяжелых нейтрино с использованием различных методов регистрации.

  Например, интересный эксперимент был выполнен во время полного солнечного затмения 24 октября 1995 года [59]. Велся поиск радиационного распада солнечных нейтрино ($\nu_H \to \nu_i + \gamma$) с испусканием фотона в видимой области спектра. Сигнал не был найден, что позволило установить предел на продолжительности жизни соответствующего нейтрино: $\tau_{\nu_H} > 97$ с.

  Если тяжелые нейтрино рождаются в распадах π- и K- мезонов, то их массы не могут превышать $m_{\pi,K} - m_e$. В диапазоне масс $0 < m_{\nu_H} < m_K - m_e$ возможны следующие каналы распада тяжелых нейтрино [60]:

$$\nu_H \to \gamma\nu$$
$$\nu_H \to \gamma\gamma\nu$$
$$\nu_H \to e^+e^-\nu_e$$

[6] Оставалось три события до последнего импульсного критерия.

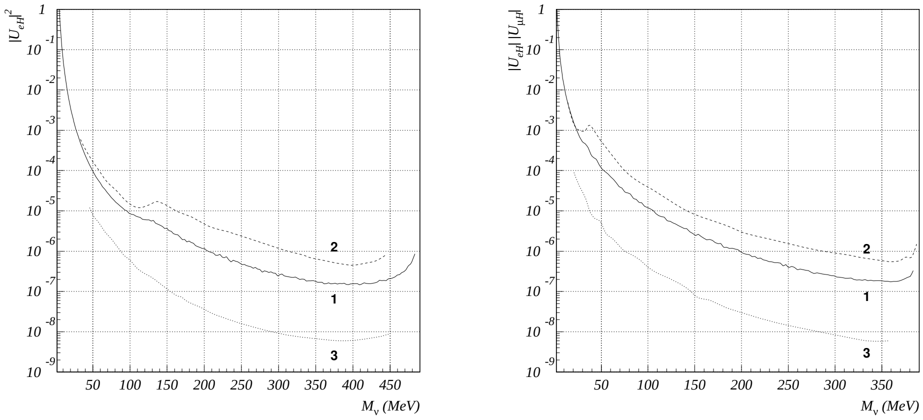

Рис. 1.12: Лучшие верхние пределы на $|U_{eH}|^2$ и $|U_{eH}| \cdot |U_{\mu H}|$ элементы матрицы смешивания (на 90% уровне достоверности) из ускорительных экспериментов: (1) Нейтринный Детектор ИФВЭ-ОИЯИ [64], (2) CHARM [61], (3) PS191 [62].

$$\nu_H \to \mu^+ e^- \nu_\mu$$
$$\nu_H \to \mu^- e^+ \nu_e$$
$$\nu_H \to \pi^+ e^-$$
$$\nu_H \to \mu^+ \mu^- \nu_\mu$$
$$\nu_H \to \pi^+ \mu^-$$

Поиски процессов рождения и распада тяжелых нейтрино велись на ускорителях высоких энергий с использованием детекторов CHARM [61], PS191 [62] и BEBC [63] в CERN и beam-dump эксперимента на Нейтринном Детекторе ИФВЭ-ОИЯИ [64] в Протвино. Не было найдено доказательств существования тяжелых нейтрино, что позволило установить пределы на элементы матрицы смешивания $|U_{eH}|^2$, $|U_{eH}| \cdot |U_{\mu H}|$ (см. рис. 1.12 как пример) и $|U_{\mu H}|^2$. Лучшие верхние пределы на 90% уровне достоверности из ускорительных экспериментов $|U_{eH}|^2 \sim 10^{-7}$, $|U_{eH}| \cdot |U_{\mu H}| \sim 4 \cdot 10^{-7}$ для $m_{\nu_H} \sim 100$ МэВ и $|U_{eH}|^2 \sim 2 \cdot 10^{-9}$, $|U_{eH}| \cdot |U_{\mu H}| \sim 6 \cdot 10^{-9}$ для $m_{\nu_H} \sim 350$ МэВ.

- Процессы, несохраняющие лептонное число, например, мюонные распады: $\mu \to e\gamma$, $\mu \to 3e$.
  Несохранение лептонного заряда приводит к возможности существования этих распадов, которые абсолютно запрещены в рамках стандартных слабых взаимодействий.

  Лучшие верхние пределы на вероятности этих процессов $\Gamma_{\mu \to e\gamma}/\Gamma_{\text{все}} < 4.9 \times 10^{-11}$ и $\Gamma_{\mu \to 3e}/\Gamma_{\text{все}} < 1.0 \times 10^{-12}$ на 90% уровне достоверности [9].

- Безнейтринный двойной β распад.
  $0\nu - \beta\beta$ распад может происходить при следующих условиях:

  – электронное нейтрино является частицей типа Майораны;
  – ν_e обладает массой и/или существует правая компонента в слабых взаимодействиях.

Следует отметить, что *единственный эксперимент, который может помочь в решении проблемы различия между нейтрино типа Дирака и нейтрино типа Майораны - безнейтринный двойной β распад.*

Наиболее строгая верхняя граница на массу нейтрино типа Майораны в настоящее время получена в эксперименте Heidelberg-Москва: $m_\nu <$ 0.47 эВ на 90% уровне достоверности [65].

1.7 Учет трех поколений нейтрино

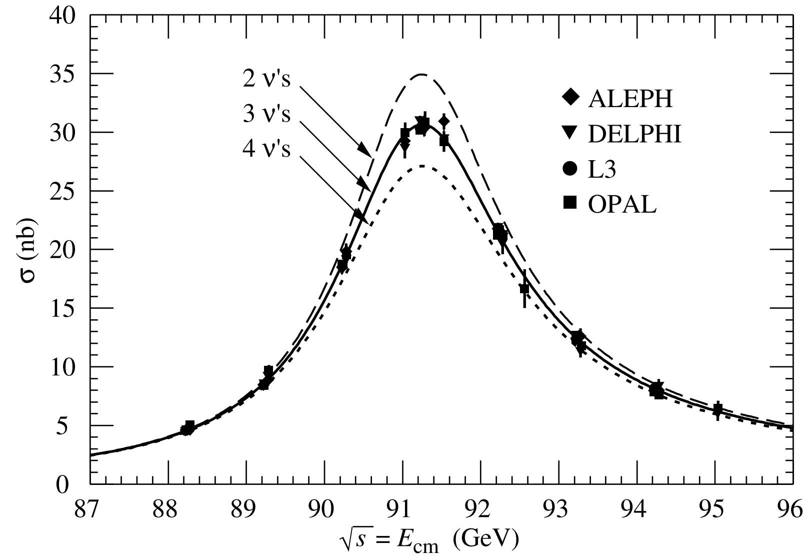

Рис. 1.13: Данные экспериментов ALEPH, DELPHI, L3 и OPAL на ускорителе LEP (CERN) по измерению сечения e^+e^- аннигиляции в адроны в области Z^0 пика как функция энергии в системе центра масс. Кривые показывают предсказание Стандартной Модели в случае 2, 3 и 4 легких ароматов нейтрино.

Измерения на LEP невидимой ширины Z бозона (рис. 1.13) позволяют сделать вывод о том, что только три аромата нейтрино существуют в природе. Однако, LEP данные не дают ограничения на число массивных легких нейтрино. Число массивных нейтрино зависит от схемы смешивания нейтрино. Если полное лептонное число сохраняется (нейтрино - частицы Дирака), то число массивных нейтрино равно числу ароматов нейтрино. Если полное лептонное число не сохраняется и только лево-спиральные нейтрино входят в Лангранжиан (массовый член типа Майораны), то нейтрино с определенной массой - частицы Майораны и число массивных нейтрино снова равно числу ароматов нейтрино. В наиболее общем случае смешивания нейтрино, лево-спиральные и право-спиральные нейтрино входят в массовый член и полное лептонное число не сохраняется (массовый член типа Дирака-Майораны). В этом случае массивные нейтрино являются частицами Майораны, и число частиц с определенной массой вдвое больше числа ароматов нейтрино.

Следует еще раз отметить, что, если число массивных нейтрино больше чем три, то возможны осцилляции между "активными" и "стерильными" нейтрино.

Получим выражение для вероятности осцилляций в случае трех нейтрино с использованием определенной иерархии масс. Выберем естественную иерархию масс ($m_1 \ll m_2 \ll m_3$). Если массы нейтрино генерируются механизмом качелей, то эта иерархия является прямым следствием иерархии масс кварков или лептонов. Квадрат разности масс $\Delta m^2_{21} = m^2_2 - m^2_1$ очень мал и может служить для объяснения дефицита солнечных ν_e в соответствии с MSW решением проблемы солнечных нейтрино. Таким образом, для всех экспериментов с земными нейтрино мы имеем $\Delta m^2_{21} L/2p \ll 1$, где L - расстояние между источником нейтрино и детектором и p - импульс нейтрино.

Согласно этим предположениям амплитуда $\nu_\alpha \to \nu_\beta$ перехода может быть записана в виде

$$\mathcal{A}_{\nu_\alpha \to \nu_\beta} = e^{-iE_1 t} \sum_{j=1,3} U_{\beta j} U^*_{\alpha j} e^{-i(E_j - E_1)t} = e^{-iE_1 t} \left[\sum_{j=1,2} U_{\beta j} U^*_{\alpha j} + U_{\beta 3} U^*_{\alpha 3} \exp\left(-i \frac{\Delta m^2 L}{2p} \right) \right]$$

с $\Delta m^2 = \Delta m^2_{31} = m^2_3 - m^2_1$ и $E_k = \sqrt{p^2 + m^2_k} \approx p + \frac{m^2_k}{2p}$. Принимая во внимание унитарность матрицы смешивания

$$\sum_{j=1,2} U_{\beta j} U^*_{\alpha j} = \delta_{\alpha\beta} - U_{\beta 3} U^*_{\alpha 3}$$

получаем для вероятности $\nu_\alpha \to \nu_\beta$ перехода с $\beta \neq \alpha$

$$P_{\nu_\alpha \to \nu_\beta} = \frac{1}{2} A_{\nu_\alpha \to \nu_\beta} \left(1 - \cos\left(\frac{\Delta m^2 L}{2p} \right) \right)$$

где

$$A_{\nu_\alpha \to \nu_\beta} = A_{\nu_\beta \to \nu_\alpha} = 4 |U_{\beta 3}|^2 |U_{\alpha 3}|^2$$

Выражение для вероятности ν_α остаться в том же состоянии может быть получено из сохранения полной вероятности

$$P_{\nu_\alpha \to \nu_\beta} = 1 - \frac{1}{2} B_{\nu_\alpha \to \nu_\alpha} \left(1 - \cos\left(\frac{\Delta m^2 L}{2p} \right) \right)$$

где амплитуда осцилляций $B_{\nu_\alpha \to \nu_\alpha}$ дается выражением

$$B_{\nu_\alpha \to \nu_\alpha} = \sum_{\beta \neq \alpha} A_{\nu_\alpha \to \nu_\beta}$$

Используя унитарность матрицы смешивания, получаем

$$B_{\nu_\alpha \to \nu_\alpha} = 4 |U_{\alpha 3}|^2 (1 - |U_{\alpha 3}|^2)$$

Стоит подчеркнуть, что в этой модели

- осцилляции земных нейтрино характеризуются тремя параметрами: разность квадратов масс ($\Delta m^2 = m^2_3 - m^2_1$) и квадратами модулей двух элементов матрицы смешивания ($|U_{e3}|^2$ и $|U_{\mu 3}|^2$);

- осцилляции во всех каналах характеризуются той же самой длиной осцилляций, а амплитуды $\nu_\alpha \to \nu_\alpha$ и $\nu_\alpha \to \nu_\beta$ переходов связаны друг с другом;

- вероятности $\nu_\alpha \to \nu_\beta$ и $\bar{\nu}_\alpha \to \bar{\nu}_\beta$ осцилляций равны между собой

  $$P_{\nu_\alpha \to \nu_\beta} = P_{\bar{\nu}_\alpha \to \bar{\nu}_\beta}$$

  Эти соотношения являются следствием того, что вероятности осцилляций зависят только от квадратов модулей элементов матрицы смешивания. В общем случае смешивания трех массивных нейтрино это уравнение справедливо для $\alpha \neq \beta$ только если CP сохраняется в лептонном секторе. Для $\alpha = \beta$ это следствие CPT инвариантности.

1.8 Экспериментальные пределы на параметры нейтринных осцилляций

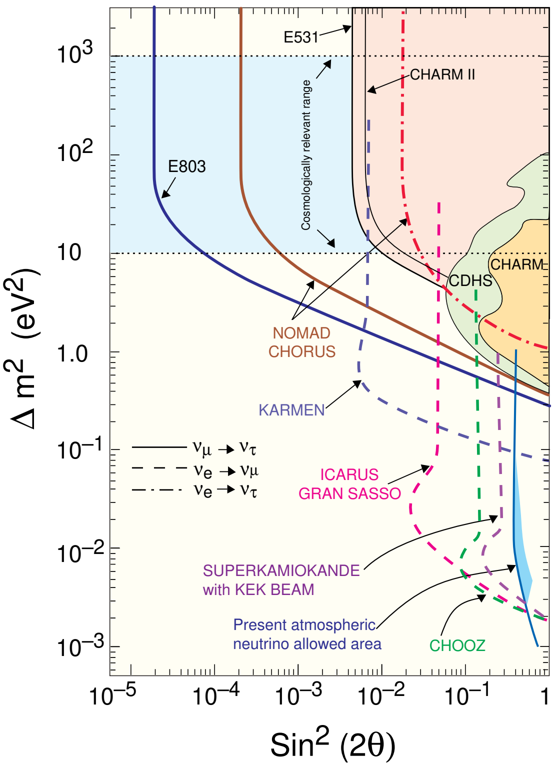

Рис. 1.14: Результаты поиска нейтринных осцилляций и ожидаемая чувствительность будущих экспериментов.

К сожалению, экспериментальная ситуация по поиску нейтринных осцилляций чрезвычайно запутана (см. рисунок 1.14). Очень трудно или почти невозможно описать все наблюдения естественным образом в единственной модели. Однако, используя существующие указания в пользу существования осцилляций нейтрино и теоретические предпосылки можно попробовать предсказать наиболее интересный диапазон для поиска масс нейтрино и углов смешивания[7]. В предположении естественной иерархии масс и с учетом того, что MSW решение вероятно подразумевает $\Delta m^2_{21} = m^2_2 - m^2_1 \sim m^2_2$ порядка 10^{-5} эВ^2, можно использовать механизм качелей и предсказать массу ν_τ в диапазоне $1 \div 50$ эВ, что совместимо с требованиями космологии.

Эта область масс исследуется 2 экспериментами, ведущими в настоящее время набор данных на пучке нейтрино широкого спектра от ускорителя SPS в CERN: CHORUS и NOMAD.

Эксперимент CHORUS (CERN Hybrid Oscillation apparatUS) [66] (см. рисунок 1.15) использует самую большую эмульсионную мишень (800 кг) для поиска $\nu_\mu \to \nu_\tau$ осцилляций в пучке нейтрино от ускорителя SPS.

Эксперимент исследует область $\Delta m^2 > 10$ эВ^2 для параметра смешивания $\sin^2(2\theta)$ вплоть до 2×10^{-4}. Главное преимущество в сравнении с экспери-

[7] С другой стороны, ситуация настолько запутана, что любая дополнительная информация представляет большой интерес.

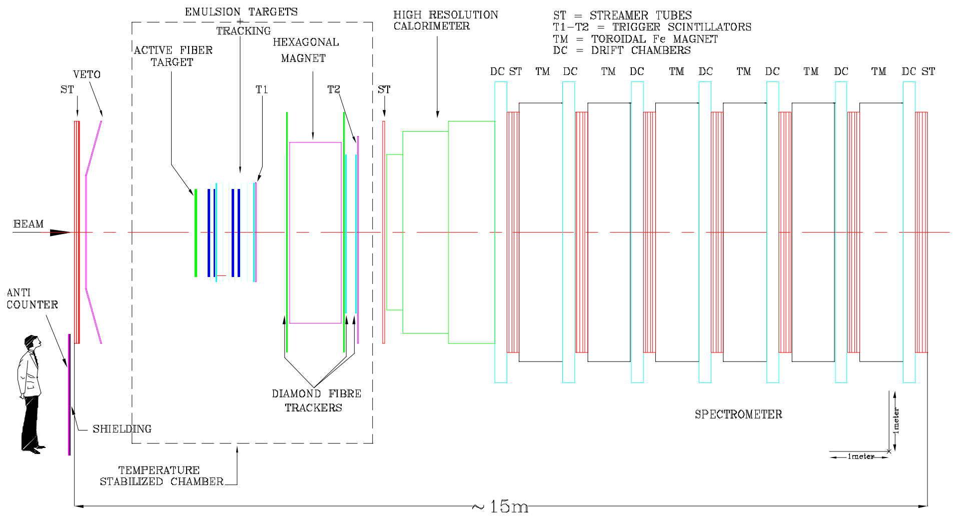

Рис. 1.15: Общей вид установки CHORUS.

ментом E531 - использование почти в 10 раз большей эмульсионной мишени, обеспечивающей уникальное пространственное разрешение ~ 1 мкм, совмесно с системой целеуказания высокой точности (рисунок 1.16).

Анализ такого большого количества эмульсии стал возможным благодаря существенному прогрессу в области методов автоматического просмотра эмульсии, достигнутому за последнее время. Гибридный детектор обеспечивает возможность отслеживания треков вне эмульсионной мишени, идентификации мюонов и служит для измерения импульсов вторичных частиц, знаков их зарядов, полной видимой энергии и недостающего поперечного импульса в событии. Это необходимо для нахождения вершины события, чтобы обеспечить начальную точку для поиска излома в эмульсии для автоматического микроскопа при просмотре. Измерение кинематики события используется для предварительного отбора событий. Текущее состояние анализа изложено в [67]. Набор экспериментальных данных, соответствующий статистике '94 и '95 годов был проанализирован с целью поиска ν_τ CC взаимодействий, в которых τ-лептон распадается по каналу $\mu^- \nu_\tau \bar{\nu}_\mu$. В выборке из 31423 ν_μ CC взаимодействий не было найдено ни одного ν_τ кандидата. Соответственно, был установлен предел на угол смешивания $\sin^2(2\theta)_{\mu\tau} < 3.5\times10^{-3}$ в области больших значений Δm^2 на 90% уровне достоветности, что улучшает предыдущий результат, полученный в эксперименте E531.

1.9 Будущие эксперименты

Экспериментальная нейтринная физика является активной и относительно быстро развивающейся областью. Большое количество экспериментов по поиску осцилляций нейтрино продолжает набор данных. Ряд новых экспериментов находится в стадии подготовки.

Существуют указания в пользу осцилляций нейтрино из экспериментов с солнечными и атмосферными нейтрино и эксперимента LSND. Интерпретация этих результатов в терминах осцилляций нейтрино требуют наличия 3 очень разных массовых шкал. Ясно, что в схеме с 3 семействами по крайней мере один

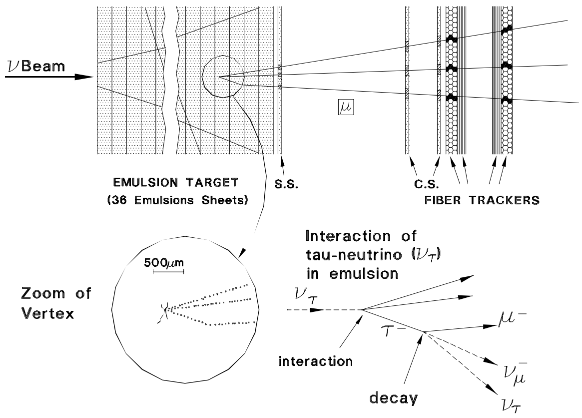

Рис. 1.16: Эмульсионная мишень эксперимента CHORUS с иллюстрацией метода обнаружения τ^- распада.

из этих экспериментов должен быть ошибочным или неверно интерпретирован, так как в этом случае существуют только 2 независимых значения разности квадратов масс.

Чтобы прояснить ситуацию, очень важно подтвердить или опровергнуть эти результаты с использованием новых экспериментов, и, если возможно, различными методами.

Стало общепризнаной практикой классифицировать эксперименты по поиску осцилляций нейтрино в соответствии с их L/E_ν отношением.

1.9.1 Короткая база

Широкая программа нейтринных исследований будет начата в Fermilab с введением в действие комплекса NuMI (Neutrino at the Main Injector).

Эксперимент COSMOS (COsmologically Significant Mass Oscillation Search) (E803) [68] планирует продолжать набор данных в течение 4 лет, начиная с 2001 года и ожидает достичь чувствительности $\sin^2(2\theta_{\mu\tau}) \approx 1.4 \times 10^{-5}$ и опуститься по разности квадратов масс до $\Delta m^2 \approx 0.08$ эВ^2, используя детектор аналогичный CHORUS, но с лучшим разрешением по импульсу ($\sim 3\%$).

Подобный проект в CERN (TOSCA [69]) заключается в использовании ядерных эмульсий в комбинации с высокоточным спектрометром (кремниевые детекторы и дрейфовые камеры).

Однако, оба проекта, как стало известно в последнее время, по разным причинам не будут реализованы.

1.9.2 Средняя база

Для проверки указания LSND необходим нейтринный эксперимент с $L/E_\nu \sim$ 1 км/ГэВ.

Уникальная возможность существует в CERN, так как пучок нейтрино от SPS со средней энергией $< E_{\nu_\mu} > \sim 24$ ГэВ проходит сквозь гору (Jura) и выходит на поверхность на расстоянии ~ 17 км от источника в месте, где детектор мог бы быть установлен [70].

Другая возможность, которая активно обсуждается в последнее время и имеет больше шансов на реализацию, состоит в восстановлении нейтринного канала на протонном синхротроне PS в CERN. Средняя энергия полученного пучка нейтрино $< E_{\nu_\mu} >\sim 1.5$ ГэВ и использование двух однотипных детекторов на расстояниях 128 и 850 метров от мишени позволяют осуществить поиск $\nu_\mu \to \nu_e$ осцилляций и проверить результат эксперимента LSND.

1.9.3 Длинная база

Диапазон параметров нейтринных осцилляций, которые могут объяснить проблему атмосферных нейтрино ($\Delta m^2 \sim 10^{-2}$ эВ^2), доступен для экспериментов, использующих потоки нейтрино, сформированные на реакторах и ускорителях. Для этого необходимы эксперименты с отношением $L/E_\nu \geq 250$ км/ГэВ.

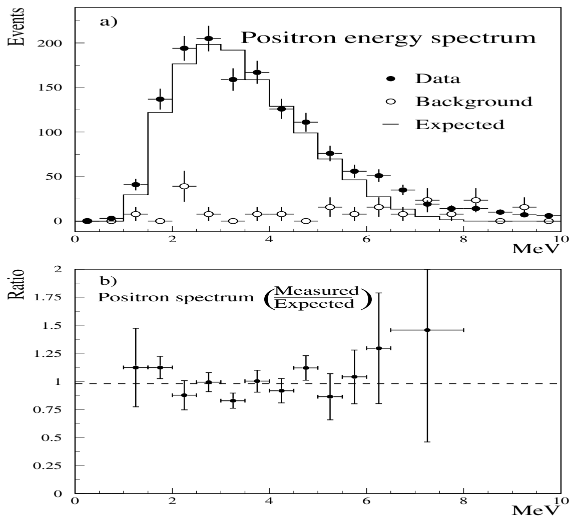

Рис. 1.17: Первые результаты эксперимента CHOOZ.

Эксперимент CHOOZ [71] посвящен поиску осцилляций нейтрино $\bar{\nu}_e \to \bar{\nu}_x$ в области $\Delta m^2 \geq 10^{-3}$ эВ^2 и использует нейтрино, произведенные в коммерческих ядерных реакторах электростанции в местечке Chooz (Франция). Детектор расположен на расстоянии 1 км от источника нейтрино в тонеле под горой на глубине 300 м водного эквивалента, чтобы обеспечить экранировку от фона, вызванного космическими лучами. Эффективная масса детектора - 5 т жидкого сцинтиллятора. Ожидаемая скорость счета в отсутствии осцилляций составляет ~ 30 событий в день с учетом эффективности регистрации.

Эксперимент CHOOZ уже сообщил о своих первых результатах [72]. Из статистического согласия между обнаруженными и ожидаемыми числами событий (см. рис. 1.17), нет никаких указаний в пользу существования осцилляций нейтрино $\bar{\nu}_e \to \bar{\nu}_x$ для области параметров $\Delta m^2 > 0.9 \times 10^{-3}$ эВ^2 для максимального смешивания и $\sin^2(2\theta) > 0.18$ для больших Δm^2 (на 90% уровне достоверности).

Подобный реакторный эксперимент планируется также в Palo Verde (Аризона, США) [73].

Существуют несколько проектов с длинной базой с использованием ν_μ пучков от ускорителей.

Первый эксперимент, который одобрен и финансируется - K2K (E362) в Японии [74]. Он планирует использовать пучок нейтрино от KEK до SUPERKAMIOKANDE (расстояние $\sim$ 225 км). Вследствие того, что энергия пучка нейтрино порядка $1 \div 2$ ГэВ, большинство реакций нейтрино являются квазиупругими или с рождением единственного пиона, которые легко регистрируются в водяном черенковском детекторе. Сигнатурой для $\nu_\mu \to \nu_e$ осцилляций будет появление ν_e CC событий, в то время как для $\nu_\mu \to \nu_\tau$ осцилляций - исчезновение ν_μ CC событий (энергия пучка ниже порога рождения τ) в сравнении с ожиданиями, полученными с использованием близкого (~ 0.6 км) и промежуточного (~ 24.4 км) детекторов. Для 10^{20} p.o.t (~ 2 года набора данных) ожидается ~ 400 ν_μ CC событий при отсутствии осцилляций, 150 ν_μ CC событий в присутствии $\nu_\mu \to \nu_\tau$ осцилляций с $\Delta m^2 \sim 10^{-2}$ эВ^2 при максимальном смешивании. Чувствительность к параметру смешивания $\sin^2(2\theta)$ достигает $\sin^2(2\theta) \geq 0.4(0.2)$ для $\nu_\mu \to \nu_\tau(\nu_e)$ осцилляций.

Другой проект использует пучок нейтрино от нового главного инжектора тэватрона Fermilab, который будет направлен на большой, специально разработанный детектор MINOS (Main Injector Neutrino Oscillation Search) [75], расположенный на расстоянии 730 км в шахте Soudan. Также будет построен близкий детектор с аналогичной структурой. Благодаря очень высокой интенсивности протонного пучка дальний детектор с эффективной массой ~ 10 кт может регистрировать $\sim 3 \times 10^4$ ν_μ CC событий в год. Этот эксперимент чувствителен к относительно малому параметру смешивания $\sin^2(2\theta) \geq 0.02$ для Δm^2 больше $\sim 3 \times 10^{-3}$ эВ^2.

Возможность создания специального нейтринного пучка из CERN в лабораторию Gran Sasso ($\sim$ 730 км) и использование детектора ICARUS для поиска осцилляций [76] находится в стадии изучения.

Существуют также много других предложений, посвященных исследованиям нейтринных осцилляций.

1.10 Резюме

Вопрос о существовании массы нейтрино и смешивания между поколениями нейтрино - центральная проблема современной нейтринной физики. Изучение этой проблемы связано с поиском новой шкалы в физике (где реализуется великое объединение взаимодействий). Исследование массы нейтрино также связано с надеждой понять являются ли нейтрино источником “горячего” темного вещества во Вселенной.

Наблюдение осцилляций нейтрино позволило бы дать положительные ответы на оба вопроса относительно массы нейтрино и смешивания. В настоящее время экспериментальные факты из нескольких источников указывают (с различной степенью достоверности) на то, что осцилляции нейтрино могут иметь место. Дефицит измеренного потока солнечных нейтрино в сравнении с ожидаемым из стандартных солнечных моделей и дефицит ν_μ от взаимодействий космических лучей с атмосферой находит естественное (хотя и не единственно возможное) объяснение в этом явлении. Кроме того, существует утверждение сотрудничества LSND о прямом наблюдении $\bar{\nu}_\mu \to \bar{\nu}_e$ и $\nu_\mu \to \nu_e$ переходов.

Стандартная Модель имеет дело с безмассовыми нейтрино, в то время как большое разнообразие теоретических моделей за рамками Стандартной Модели предсказывает различные возможности для масс нейтрино и параметров смешивания. По этой причине многочисленные исследования осцилляций нейтрино в различных областях пространства параметров $\{\sin^2(2\theta),\ \Delta m^2\}$ выполняются в настоящее время и планируются в будущем с использованием как естественных, так и искуственных источников нейтрино.

Можно надеятся, что один из таких экспериментов - эксперимент NOMAD, который продолжает набор данных на ускорителе SPS в CERN, прольет свет на возможность $\nu_\mu \to \nu_\tau$ осцилляций в области масс нейтрино, интересной с точки зрения космологии, при вероятности осцилляций меньше 10^{-3}, недоступной для изучения в прежних экспериментах. Описание эксперимента NOMAD будет дано в следующей главе.

Глава 2

Эксперимент NOMAD

2.1 Основная идея эксперимента

Главной целью эксперимента NOMAD (Neutrino Oscillation MAgnetic Detector, WA-96) [77] является поиск появления тау-нейтрино (ν_τ) в пучке широкого спектра от ускорителя SPS в CERN, состоящим преимущественно из ν_μ.

Детектор NOMAD [78][1] был сконструирован для измерения и идентификации частиц, как заряжденных, так и нейтральных, рождающихся в нейтринных взаимодействиях внутри установки. Активная часть детектора представляет собой набор дрейфовых камер с суммарной эффективной массой 2.7 тонны и низкой средней плотностью (98.6 кг/м^3). Детектор находится внутри магнита, обеспечивающего магнитное поле 0.4 T, которое служит для определения импульсов заряженных частиц по кривизне их траекторий с минимальными погрешностями из-за многократного рассеяния. За набором дрейфовых камер следует детектор переходного излучения для идентификации электронов, электромагнитный и адронный калориметры и система мюонных камер.

За три года набора данных в эксперименте NOMAD может быть зарегистрировано более 1 миллиона ν_μ взаимодействий по каналу заряженного тока (charged current - CC).

Возможное наличие ν_τ в нейтринном пучке проверяется посредством поиска ν_τ CC взаимодействий: $\nu_\tau + N \to \tau^- + X$. Из-за малого времени жизни τ^- при средней энергии нейтринного пучка от ускорителя SPS, длина пробега τ^- до его распада составляет ~ 1 мм. Пространственное разрешение детектора NOMAD, хотя и является очень хорошим для нейтринных экспериментов, все-таки не достаточно для обнаружения столь коротких треков. Поэтому поиск возможных распадов τ^- ведется с помощью кинематических критериев отбора, основанных на хорошем измерении недостающего поперечного импульса ($\vec{p}_T^{\,miss}$). Наличие по крайней мере одного нейтрино в конечном состоянии позволяет использование импульсного баланса для отделения ν_τ CC взаимодействий от $\overset{(-)}{\nu}_{e,\mu}$ CC и NC фоновых событий [79]. Изучение корреляций между направлениями и абсолютными величинами трех векторов ($\vec{p}_T^{\,miss}$, $\vec{p}_T^{\,lep}$ и $\vec{p}_T^{\,had}$) в плоскости, перпендикулярной направлению налетающего нейтрино, позволяет выделить события, содержащие распад τ^--лептона, при условии, что кинематика события хорошо восстановлена. Давайте рассмотрим канал распада $\tau^- \to e^-\nu_\tau\bar{\nu}_e$ как пример (см. рис. 2.1). Наличие двух нейтрино в конечном состоянии приводит к тому, что $\vec{p}_T^{\,miss}$ вектор указывает приблизительно в том же направлении, что и электрон из первичной вершины ($\vec{p}_T^{\,e}$), а сумма этих двух векторов направлена противоположно адронному вектору ($\vec{p}_T^{\,had}$) в поперечной

[1] Данная публикация использовалась для подготовки этой главы.

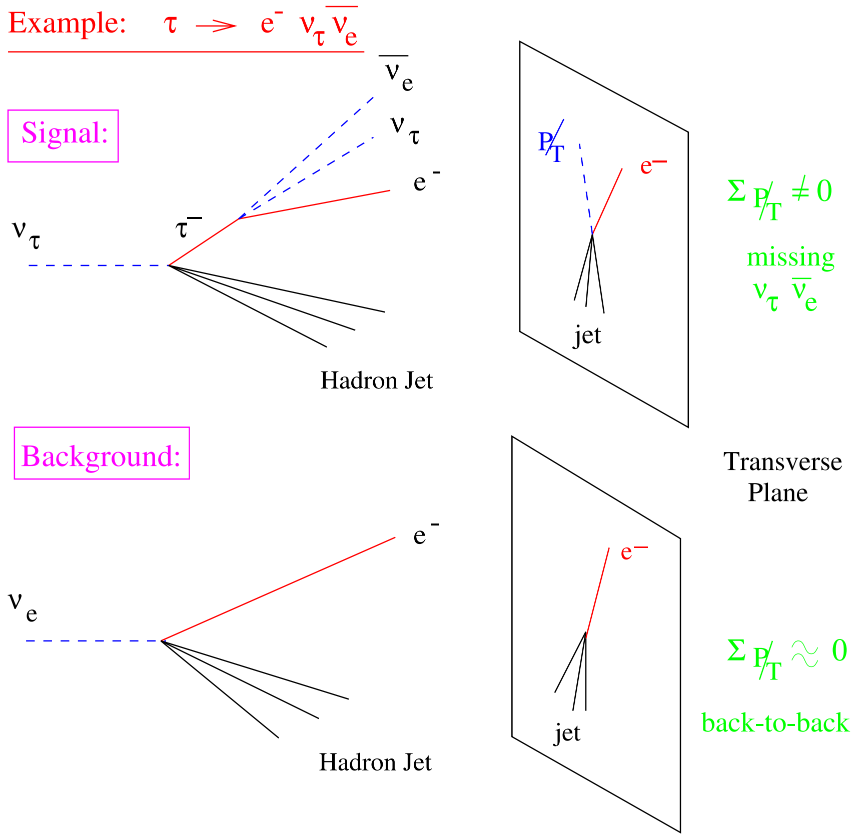

Рис. 2.1: Сравнение кинематики ν_τ CC взаимодействия, сопровождающегося распадом $\tau^- \to e^-\nu_\tau\bar{\nu}_e$, и кинематики ν_e CC взаимодействия.

плоскости. Фон от ν_e CC взаимодействий ведет себя иначе: при хорошем качестве восстановления кинематики события, $\vec{p}_T^{\,miss}$ вектор должен быть мал по абсолютной величине и направлен случайным образом, тогда как $\vec{p}_T^{\,e}$ вектор будет направлен в обратную сторону по отношению к $\vec{p}_T^{\,had}$. Чтобы избавиться от фона, вызванного взаимодействиями по каналу нейтрального тока (neutral current - NC), мы можем потребовать изолированности первичного электрона от адронной струи.

Оценка фона из-за наличия малого вклада от ν_τ в начальном пучке показывает, что он существенно ниже предполагаемой чувствительности эксперимента.

Предложенный метод проведения эксперимента является дополнительным по отношению к методике использования ядерных эмульсий для обнаружения τ^- распадов, выбранной коллаборацией CHORUS [66].

Для того, чтобы быть чувствительным к различным модам распада τ^--лептона и регистрировать эти распады с высокой эффективностью и низким уровнем фона, детектор NOMAD должен удовлетворять следующим требованиям:

- быть как можно более герметичным для качественного измерения кинематики события;
- обеспечить высокую точность восстановления импульсов заряженных частиц;
- служить для идентификации мюонов, электронов и фотонов с высокой эффективностью и хорошей чистотой.

Как станет ясно из изложенного далее, детектору NOMAD удалось достичь поставленные перед ним цели. Он может быть использован для поиска распадов τ^--лептона по двум лептонным: $e^-\nu_\tau\bar{\nu}_e$, $\mu^-\nu_\tau\bar{\nu}_\mu$ и трем адронным модам: $\pi^-\nu_\tau$, $\rho^-\nu_\tau$ и $\pi^-\pi^-\pi^+n\pi^0\nu_\tau$, то есть $\sim 86\%$ всех возможных мод распада:

Мода распада	Вероятность распада
$\tau^- \to e^-\nu_\tau\bar{\nu}_e$	17.8%
$\tau^- \to \mu^-\nu_\tau\bar{\nu}_\mu$	17.4%
$\tau^- \to \pi^-\nu_\tau$	12%
$\tau^- \to \rho^-\nu_\tau$	25%
$\tau^- \to \pi^-\pi^-\pi^+n\pi^0\nu_\tau$	14%
Сумма	$\sim 86\%$

Возможность регистрации как лептонных, так и адронных мод распада является преимуществом и позволяет осуществить дополнительную проверку, так как фоновые условия для этих случаев существенно различаются.

Средняя энергия нейтринного пучка и расстояние от точки рождения нейтрино до точки его регистрации в детекторе NOMAD позволяет убедиться в том, что наш эксперимент максимально чувствителен к области масс $\Delta m^2 \sim 10 \div 100$ эВ^2, представляющей особый интерес с точки зрения космологии.

Кроме поиска нейтринных осцилляций, данные, накопленные в эксперименте NOMAD (большая статистика в детекторе с плотностью водородной пузырьковой камеры), представляют огромный интерес для изучения многих процессов, проходящих с участием нейтрино.

Далее будет приведено краткое описание нейтринного пучка и деталей установки.

2.2 Детектор и пучок нейтрино

Детектор NOMAD показан схематически на рис. 2.2 (вид сбоку) и рис. 2.3 (вид сверху). Он состоит из набора поддетекторов, которые располагаются внутри магнита объемом $7.5 \times 3.5 \times 3.5$ м^3. Магнитное поле горизонтально, перпендикулярно направлению нейтринного пучка и имеет величину 0.4 Т.

Система координат детектора определена следующим образом (см. рис. 2.2): ось X направлена вглубь рисунка и совпадает с направлением магнитного поля, ось Y направлена верх, а ось Z горизонтальна и дополняет систему до правой, приблизительно совпадая с направлением нейтринного пучка. Надо отметить, что пучок нейтринно составляет угол 42.5278 мрад (или $2^o26'12''$) с осью Z в YZ плоскости. Дла анализа будет использована система координат, в которой ось Z совпадает с направлением нейтринного пучка.

2.2.1 Пучок нейтрино

Детектор NOMAD находится в западной зоне CERN (WANF) и подвергается воздействию пучка нейтрино широкого спектра от ускорителя SPS. Этот пучок был специально оптимизирован для экспериментов NOMAD и CHORUS. Схематический вид основных элементов, служащих для создания нейтринного пучка, приведен на рис. 2.4.

Нейтрино образуются в распадах вторичных π и K мезонов, возникающих при взаимодействиях 450 ГэВ протонов с бериллиевой мишенью (состоящей из 11 элементов длиной 10 см и диаметром 3 мм, разделенных 9 см промежутками). Вторичные пионы и каоны фокусируются парой коаксиальных магнитных линз

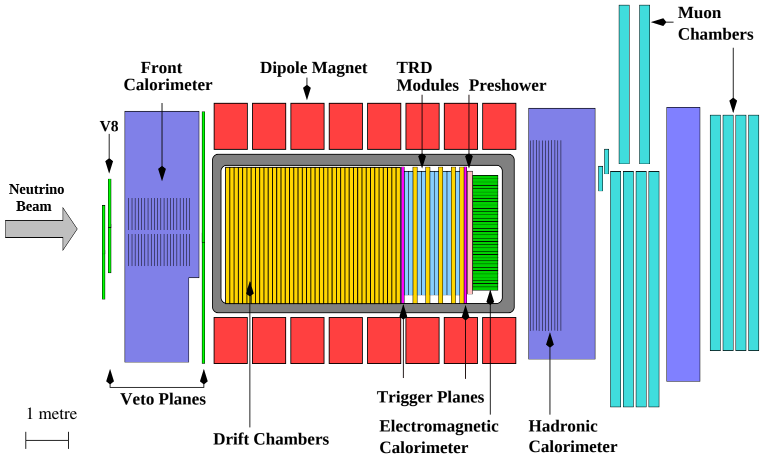

Рис. 2.2: Детектор NOMAD (вид сбоку)

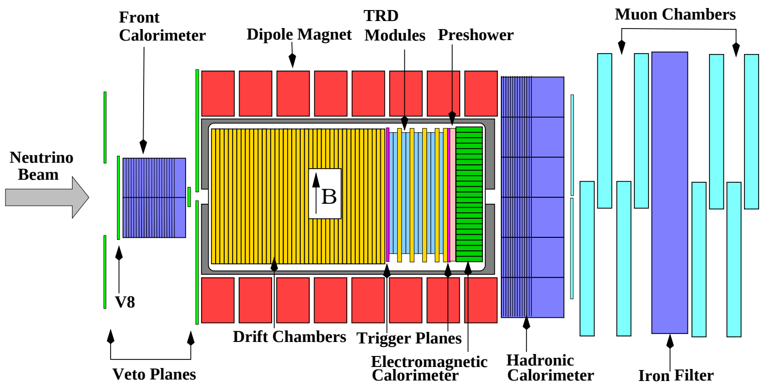

Рис. 2.3: Детектор NOMAD (вид сверху)

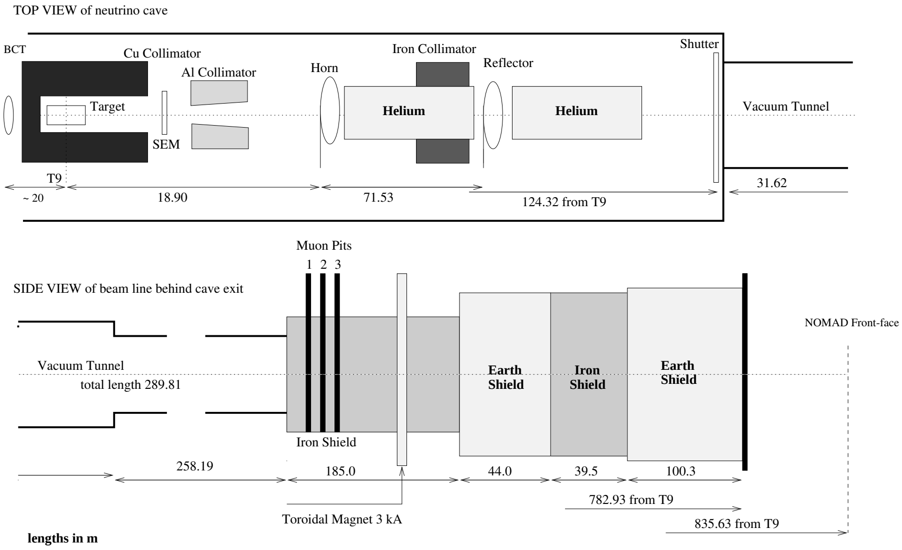

Рис. 2.4: Схематический вид основных элементов, служащих для создания нейтринного пучка.

в вакуумный распадный канал длинной 290 м. Железная и земляная защита позволяет поглотить мюоны и адроны.

Детектор NOMAD (CHORUS) расположен на расстоянии 835 м (823 м) от мишени. Среднее расстояние от точки распада адрона до установки NOMAD - 620 м.

Цикл ускорителя SPS повторяется каждые 14.4 с. Протоны извлекаются из ускорителя за два 4 мс сброса, разделенных промежутком 2.6 с (“flat top”). После оптимизации пучка была достигнута рекордная интенсивность: до 1.5×10^{13} протонов в каждом из сбросов.

На рис. 2.5 показан расчетный энергетический спектр и состав нейтринного пучка, полученный с помощью детального GEANT [80] моделирования распадного канала. Потоки нейтрино даются в расчете на 10^9 протонов на мишень (protons on target - p.o.t.).

Параметры различных компонентов нейтринного пучка приведены в таблице 2.1. Основные неоднозначности при моделировании возникают из-за неточного знания выходов π и K мезонов при адронных взаимодействиях в бериллиевой мишени. Измерения коллаборации SPY [81] позволят улучшить моделирование и уточнить состав нейтринного пучка.

ν_τ компонента, содержащаяся в начальном пучке от реакции:

$$p + N \to D_s^\pm + X, \; D_s^\pm \to \tau^\pm + \overset{(-)}{\nu}_\tau$$

сопровождаемой распадом $\tau^\pm \to \overset{(-)}{\nu}_\tau + X$ была вычислена и признана пренебрежимо малой [82, 83]. Относительное число ν_τ, произведенное в вышеуказанной цепи реакций и взаимодействующее по каналу заряженного тока в эффективном объеме детектора NOMAD, составляет $\sim 5 \times 10^{-6}$ от числа ν_μ CC событий. После всех критериев отбора результирующий ν_τ сигнал значительно меньше, чем 1 событие за общую продолжительность эксперимента NOMAD.

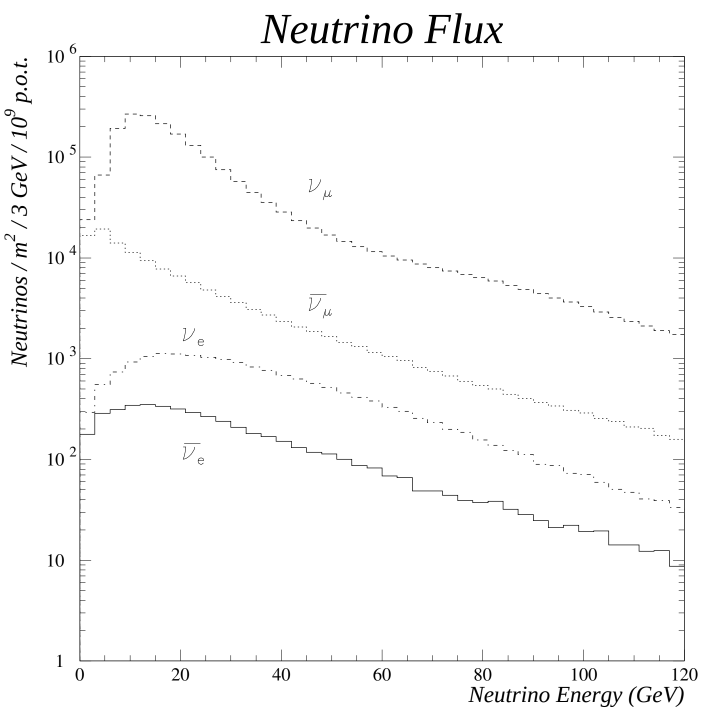

Рис. 2.5: Расчетный энергетический спектр и состав нейтринного пучка.

Таблица 2.1: Средняя энергия и состав нейтринного пучка. Ожидаемое число CC взаимодействий в эффективном объеме детектора NOMAD (для 2.4×10^{19} p.o.t.)

	Средняя E_ν (ГэВ)	Относительный состав	Число ν CC взаимодействий
ν_μ	23.6	1.000	1.15×10^6
$\overline{\nu}_\mu$	22.7	0.07	0.39×10^5
ν_e	37.0	0.01	0.17×10^5
$\overline{\nu}_e$	33.2	0.003	0.22×10^4

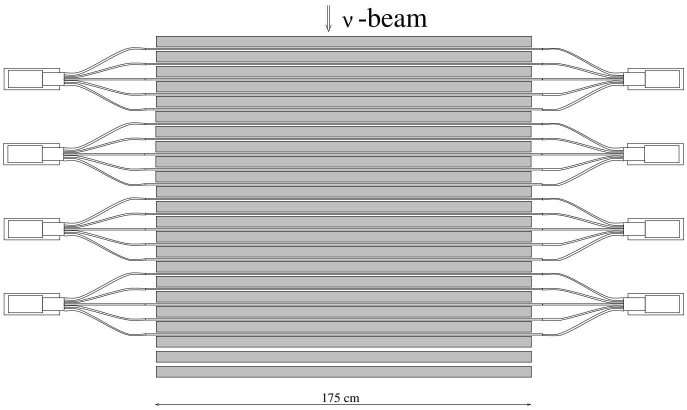

Рис. 2.6: Вид сверху на FCAL

2.3 Установка NOMAD

Ниже будут приведены основные характеристики различных частей установки NOMAD. В их описании мы будем следовать направлению нейтринного пучка.

2.3.1 Система вето

Система вето (veto - V) состоит из набора 59 сцинтилляционных счетчиков, покрывающих область 5×5 м^2 перед детектором NOMAD. Счетчики имеют толщину 2 см, ширину 21 см, и две возможные длины: 300 см и 210 см. Большинство (56) счетчиков просматриваются фотоумножителями с обоих концов; остальные счетчики (3) имеют одностороннюю систему съема информации. Счетчики размещаются таким образом, чтобы оптимально отбросить события с заряженными частицами, рождающимися в нейтринных взаимодействиях перед детектором NOMAD, в железной поддержке детектора и от космических лучей под большим углом, пересекающих установку как в направлении пучка нейтрино, так и в противоположном. Небольшая доля взаимодействий в центральной области железа не может быть исключена, так как стальная структура поддержки ('корзина'), в которой установлены основные элементы детектора, проходит через пространство, в котором сцинтилляторы могли бы быть установлены идеальным образом. Аналогично, взаимодействия в передней части обмотки магнита не отбрасываются, но могут быть отделены от полезных взаимодействий в эффективном объеме детектора после реконструкции вершины события.

Эффективность системы вето постоянно проверяется и была найдена постоянной на уровне 96-97%.

2.3.2 Передний калориметр

Детектор NOMAD подвешен на двух железных колоннах ('I'), расположенных по обе стороны магнита. Передняя колонна была заполнена сцинтилляторами, чтобы обеспечить дополнительную активную мишень для нейтринных взаимодействий. Физические задачи, которые могут быть изучены с помощью переднего калориметра (forward calorimeter - FCAL), включают многомюонную физику и поиски нейтральных тяжелых объектов, рождающихся во взаимодействиях нейтрино.

FCAL состоит из 23 железных слоев толщиной 4.9 см, разделенных промежутками в 1.8 см. Двадцать из 22 промежутков заполняются длинными сцинтилляторами, которые считываются с обоих концов 3 дюймовыми фотоумножителями. Размеры сцинтилляторов - 175 см $\times$ 18.5 см $\times$ 0.6 см. Чтобы достигнуть оптимального светосбора и сохранить разумное количество электронных каналов пять сцинтилляторов вдоль ось пучка соединяются вместе и формируют модуль. Десять таких модулей установлены друг над другом и образуют стек. Вдоль ось пучка расположены четыре таких стека. Поперечное сечение FCAL, пересекаемое пучком нейтрино, составляет 175 см $\times$ 190 см (смотри рис. 2.6). Детектор имеет общую массу 17.7 т и глубину, эквивалентную 5 длинам ядерного взаимодействия.

Для нейтринных взаимодействий в первом стеке FCAL эквиалентная энергия для частицы с минимальной ионизацией (mip) составляет 430 МэВ.

2.3.3 Дрейфовые камеры

Дрейфовые камеры (Drift Chambers - DC), которые являются одновременно мишенью для нейтринных взаимодействий и трековым детектором, представляют собой основную часть детектора NOMAD. Они были сконструированы с учетом противоречивых требований: стенки камер должны быть как можно тяжелее для обеспечения необходимого количества нейтринных взаимодействий и в тоже время как можно легче для того, чтобы минимизировать эффекты многократного рассеяния, вторичных взаимодействий адронов, фотонных конверсий и тормозного излучения для электронов. Для того, чтобы средняя радиационная длина установки была минимальна, камеры сделаны из вещества с низкой плотностью и малым атомным номером. В итоге между двумя измерительными плоскостями дрейфовых камер содержится меньше 1% радиационной длины.

Камеры (рис. 2.7) сделаны из панелей, имеющих сотовую структуру. Панели находятся внутри прорезиненых слоев (с эпоксидной смолой), обеспечивающих необходимую механическую прочность и равномерность при больших поперечных размерах (3×3 м^2). Каждая камера состоит из четырех панелей, разделенных 8-мм промежутками, заполненными газовой смесью аргон - этан (40% - 60%) при атмосферном давлении. Поскольку панели не являются абсолютно газонепроницаемыми, газовая смесь постоянно циркулирует в замкнутом контуре, содержащем систему очистки, которая служит для удаления примесей кислорода и водяных паров.

Три дрейфовых промежутка оборудованы сигнальными проволочками, составляющими углы +5, 0 и -5 градусов по отношению к направлению магнитного поля. Потенциальные проволочки диаметром 100 мкм сделаны из смеси медь-бериллий, а сигнальные проволочки диаметром 20 мкм - из позолоченного вольфрама. Дрейфовый промежуток составляет $\pm$3.2 см. Так как камеры находятся внутри магнитного поля, на стенки камер наклеены стрипы из алюминизированного майлара (ширина 2.8 мм, толщина 12 мкм, прмежуток 1.2 мм) для формирования нужной конфигурации поля внутри дрейфового промежутка. Проволочки длиной 3 м приклеены в 3 местах к специальной пластинке для поддержания постоянным расстояния между анодом и катодом (4 мм) и уменьшения электростатического и гравитационного смещения проволочек. Расстояние в 8 мм между панелями фиксируется с помощью 9 распорк. Напряжение на стрипах распределено таким образом, чтобы обеспечить напряженность поля в дрейфовом промежутке 1 кВ/см. При таком поле и газовой смеси ионизационные электроны дрейфуют со скоростью $\sim$50 мкм/нс (рис. 2.8). Для компенсации внешнего магнитного поля и поддержания нужного направления дрейфа электронов, напряжение на стрипах по разные стороны промежутка устанавливается несимметричным образом.

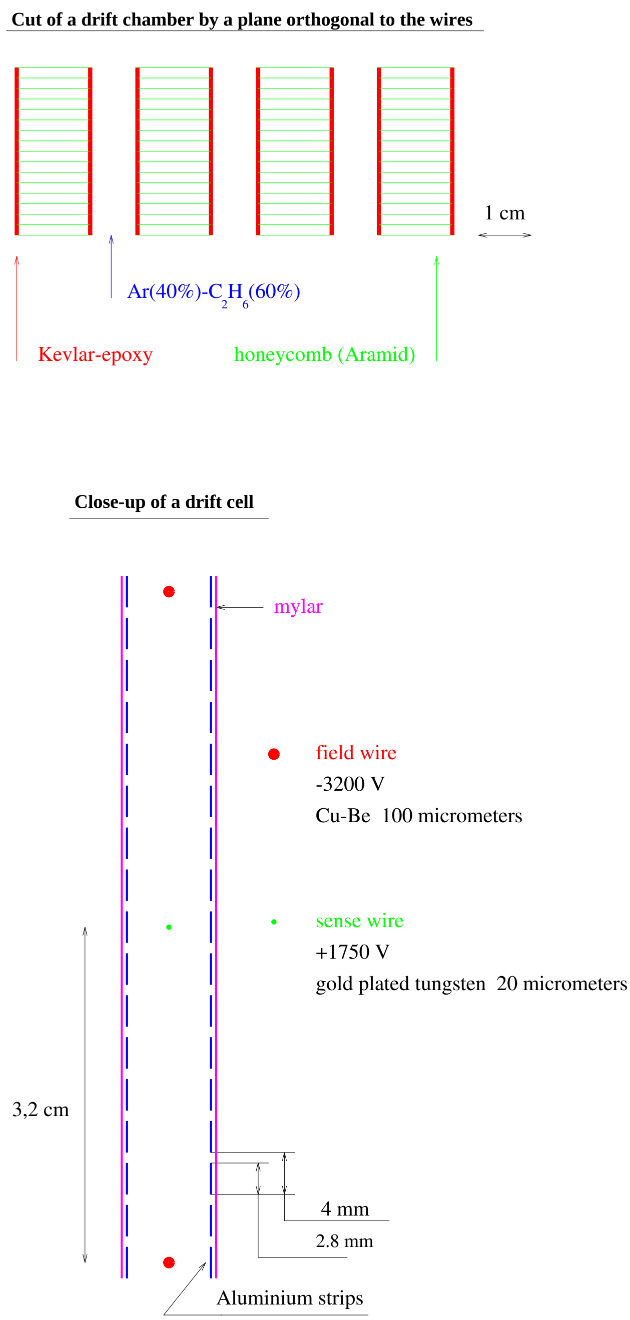

Рис. 2.7: Общий вид дрейфовых камер установки NOMAD.

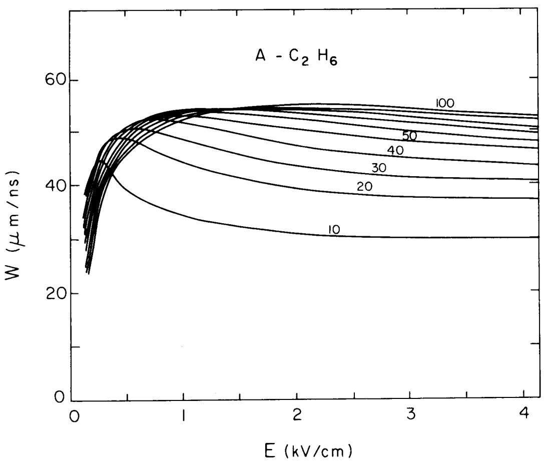

Рис. 2.8: Скорость дрейфа как функция напряженности электрического поля в газовой смеси аргон - этан при атмосферном давлении. Разные кривые соответствуют различному процентному соотношению для этана в газовой смеси.

Как видно из рис. 2.9, нелинейности существуют на обоих концах дрейфового промежутка:

- вблизи анодной проволочки поле является центральным и непостоянным (в области порядка нескольких мм). Флуктуации в процессе первичной ионизации приводят к тому, что на расстоянии ± 300 мкм от анодной проволочки, измеренное время дрейфа не зависит от расстояния;

- на конце дрейфового промежутка потенциальная проволочка находится под тем же напряжением, что и близлежащий стрип. В результате электрическое поле практически исчезает на краю дрейфового промежутка.

Поперечные размеры камер приблизительно 3×3 м^2 и они полностью заполняют полезное пространство внутри магнита. Суммарное число камер в полном детекторе - 49, что соответствует 147 плоскостям, содержащим $\sim$6500 проволочек. Камеры, находящиеся внутри мишенной части установки, объединяются в 11 модулей (из четырех камер каждый). Пять дополнительных камер установлены индивидуально в области детектора переходного излучения (TRD) и обеспечивают прослеживание треков через плоскости TRD до электромагнитного калориметра (ECAL).

Каждая камера соответствует 0.02 радиационной длины. Эффективная масса системы дрейфовых камер в поперечной области 2.6×2.6 м^2 составляет 2.7 т. Как показано в [84], мишенная часть установки NOMAD близка к изоскалярной ($N_{\text{протонов}} : N_{\text{нейтронов}} = 52.4\% : 47.6\%$).

Камеры работают при напряжении, на 100 В превышающем начало плато (шириной 200 В). При этих условиях характерная эффективность срабатывания проволочки - 0.97. Основная потеря эффективности происходит из-за пластинок, поддерживающих проволочки. Сигналы с проволочек направляются в предусилители и быстрые дискриминаторы, позволяющие разделение треков вплоть до 1 мм. С выхода дискриминатора сигнал направляется в TDC Lecroy 1876 с шириной бина 1 нс. TDC измеряет временной интервал в режиме “common stop”:

$$\Delta t = t_{stop} - t_{start},$$

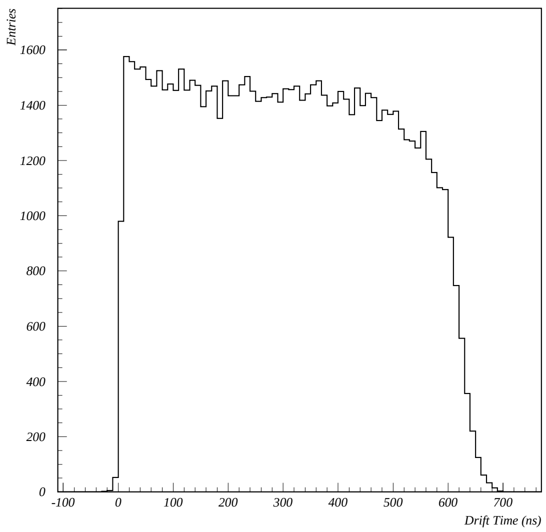

Рис. 2.9: Распределение времени дрейфа.

где

$$t_{start} = t_{interaction} + \Delta t_{tof} + \Delta t_{drift} + \Delta t_{wire} + \Delta t_{elect}$$

принимает во внимание время взаимодействия ($t_{interaction}$), время пролета частицы от точки взаимодействия до измерительной плоскости (Δt_{tof}), время дрейфа электронов (Δt_{drift}), время распространения сигнала вдоль проволочки (Δt_{wire}) и в последующей цепи электроники (Δt_{elect}).

$$t_{stop} = t_{interaction} + \Delta t_{tof\_trig} + \Delta t_{delay}$$

состоит из времени пролета частицы, вызывающей срабатывание триггера (Δt_{tof_trig}), и времени задержки (Δt_{delay}), достаточно длинного, чтобы сигнал остановки приходил после всех сигналов начала. Итак, TDC измеряет время

$$\Delta t = (\Delta t_{tof\_trig} + \Delta t_{delay}) - (\Delta t_{tof} + \Delta t_{drift} + \Delta t_{wire} + \Delta t_{elect})$$

Этот временной интервал может быть поправлен на Δt_{elect} и Δt_{wire} (если x координата срабатывания известна) для уточнения реального времени дрейфа.

Чтобы вычислить относительную (по отношению к сработавшей проволочке) координату частицы, надо преобразовать время дрейфа в расстояние с помощью так называемого соотношения время-расстояние (time-to-distance relation)[2].

В общем случае координата c вычисляется с помощью c_w координаты проволочки и дрейфового расстояния d, которое является функцией времени дрейфа Δt_{drift} и угла ϕ между направлением трека в проекции на плоскость проволочек и направлением скорости дрейфа. Далее, дрейфовое расстояние должно быть либо добавлено, либо вычтено из c_w, что известно как “вверх-вниз” неоднозначность:

$$c = c_w \pm d(\Delta t_{drift}, \phi)$$

[2]Абсолютная координата вычисляется, принимая во внимание положение проволочки и ее форму.

К сожалению, эта неоднозначность должна быть разрешена на стадии конструирования и фитирования треков.

Специальная процедура юстировки (alignment) [85] была разработана для измерения положения и формы проволочек, соотношения время-расстояние и других актуальных величин с помощью мюонов, пересекающих детектор NOMAD.

В системе дрейфовых камер положение трека определяется с помощью измеренного времени дрейфа и геометрии проволочек. Alignment процедура состоит в определении всех величин, которые используются при этих вычислениях:

- геометрия проволочек и их форма;
- соотношение время-расстояние и его зависимость от угла, под которым трек пересекает дрейфовый промежуток;
- систематические эффекты, влияющие на измерение времени дрейфа посредством TDC.

В нашей системе дрейфовых камер время распространения сигнала в цепи электроники (Δt_{elect}) может в принципе измеряться с помощью специальной импульсной системы, состоящей из генератора импульсов, сигналы от которого подаются на сигнальные проволочки дрейфовых камер. Эта система также используется, чтобы проверить, что оборудование функционирует правильно. Подача $\sim$1000 импульсов позволяет вычислить среднее время распространения сигнала в данной электронной цепи с необходимой точностью и найти неработающие каналы.

Скорость распространения сигнала вдоль проволочки была измерена, используя экспериментальные данные, и составляет 26 см/нс. Знание этой скорости позволяет ввести поправку на время распространения сигнала вдоль проволочки (Δt_{wire}) в случае, если известна x координата прохождения трека.

Так как плоскости дрейфовых камер могут работать при разных условиях (газовая смесь[3], напряжение), было решено определять соотношение время-расстояние для каждой из них независимо. Стоит иметь в виду, что точное определение скорости дрейфа[4] является крайне важной задачей поскольку ошибка порядка одного процента может приводить к систематическому сдвигу в определении пространственной координаты порядка нескольких сотен микрон ($d_{max} \cdot \frac{\Delta v}{v} = 3.2\text{см} \cdot 0.01 \approx 300\text{мкм}$).

Глобальная процедура alignment использует восстановленное отклонение (residual), то есть расстояние между отсчетом и треком (с учетом знака) и пытается минимизировать любое систематическое смещение (смотри детальное описание в [86]). Затем вводится поправка на все важные параметры и процесс реконструкции повторяется снова. Эта итерационная процедура повторяется несколько раз (типичная величина $\sim$15) до тех пор, пока результаты не стабилизируются.

Процесс реконструкции треков в дрейфовых камерах управляется большим количеством параметров, среди которых 2 оказывают непосредственное влияние на residual треков: ширина дорожки для сбора отсчетов при построении треков и допустимое приращение χ^2 при добавлении отсчета в процессе экстраполяции трека. Эти параметры могли принимать различные значения на разных этапах итерационной процедуры.

Распределение отклонений (residual), полученное после тщательной процедуры alignment по определению геометрии проволочек и соотношения время-

[3] Из-за разного уровня утечек газа.

[4] Никакой зависимости скорости дрейфа от наличия магнитного поля (после применения компенсирующего напряжения на стрипах) не было обнаружено в наших данных.

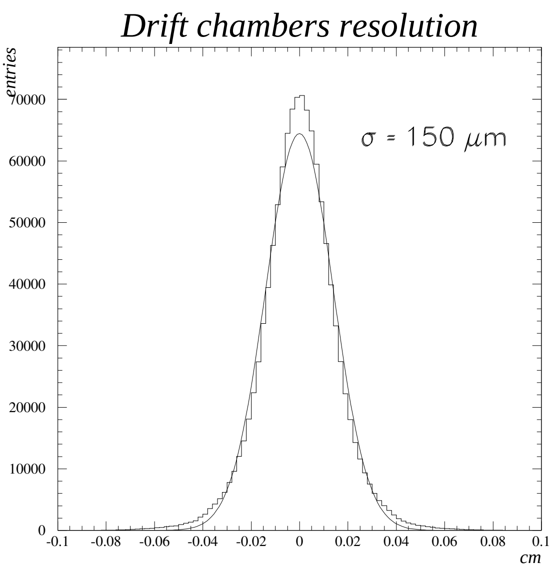

Рис. 2.10: Расстояние между отсчетом и треком после реконструкции в дрейфовых камерах.

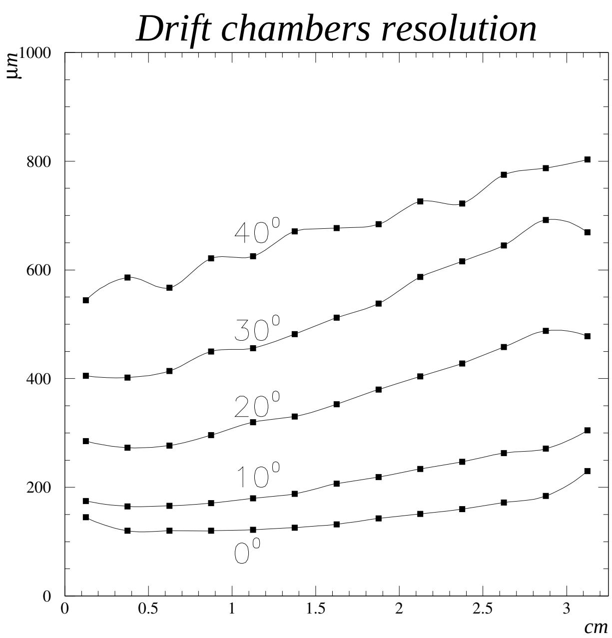

Рис. 2.11: Зависимость разрешения дрейфовых камер от дрейфового расстояния и угла.

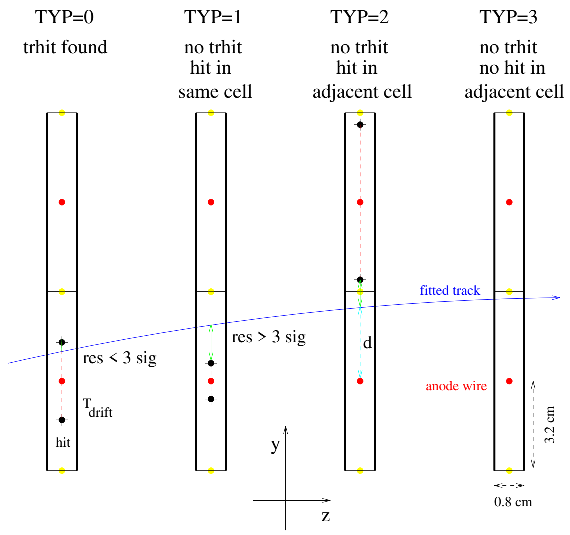

Рис. 2.12: Определение классов событий, которое было использовано для изучения эффективности дрейфовых камер (см. текст).

расстояние, приведено на рис. 2.10. Ширина этого распределения ~150 мкм подтверждает хорошее пространственное разрешение системы дрейфовых камер установки NOMAD. Зависимость разрешения от дрейфового расстояния и угла показана на рис. 2.11.

Эффективность дрейфовых камер и ее зависимость от угла и местоположения трека внутри дрейфового промежутка была тщательно изучена с помощью мюонов, пересекающих детектор между двумя нейтринными сбросами [87]. Рассматриваются все плоскости дрейфовых камер, пересекаемые треком. В каждой из плоскостей определяется дрейфовый промежуток, пересекаемый треком. События классифицируются и подразделяются на 4 категории в соответствии с определением, представленным на рис. 2.12. События первого класса (TYP=0): в дрейфовом промежутке, пересекаемом треком, есть отсчет и он находится в пределах 3σ (где σ включает в себя разрешение дрейфовых камер и эффект многократного рассеяния) от предсказанного положения трека в этой измерительной плоскости. События второго типа (TYP=1): в соответствующем дрейфовом промежутке есть отсчет, не включенный в трек, так как он лежит на расстоянии больше 3σ от предсказанного положения трека. События третьего класса (TYP=2): в дрейфовом промежутке, пересекаемом треком, нет отсчета, но существует отсчет в близлежащем дрейфовом промежутке, или он находится ближе к предсказанному положению трека, чем другой отсчет в пересекаемом промежутке. События последнего типа (TYP=3) не содержат отсчетов ни в пересекаемом, ни в близлежащем дрейфовом промежутке.

С помощью этой классификации мы можем определить минимальную и максимальную эффективности:

$$\varepsilon_{min} = \frac{\text{события TYP=0}}{\text{все события}}$$

$$\varepsilon_{max} = \frac{\text{события TYP=0,1,2}}{\text{все события}}$$

Неэффективность (1-ε_{min}) была вычислена как функция x-координаты (вдоль проволочки). Результаты показаны на рис. 2.13. Это распределение может

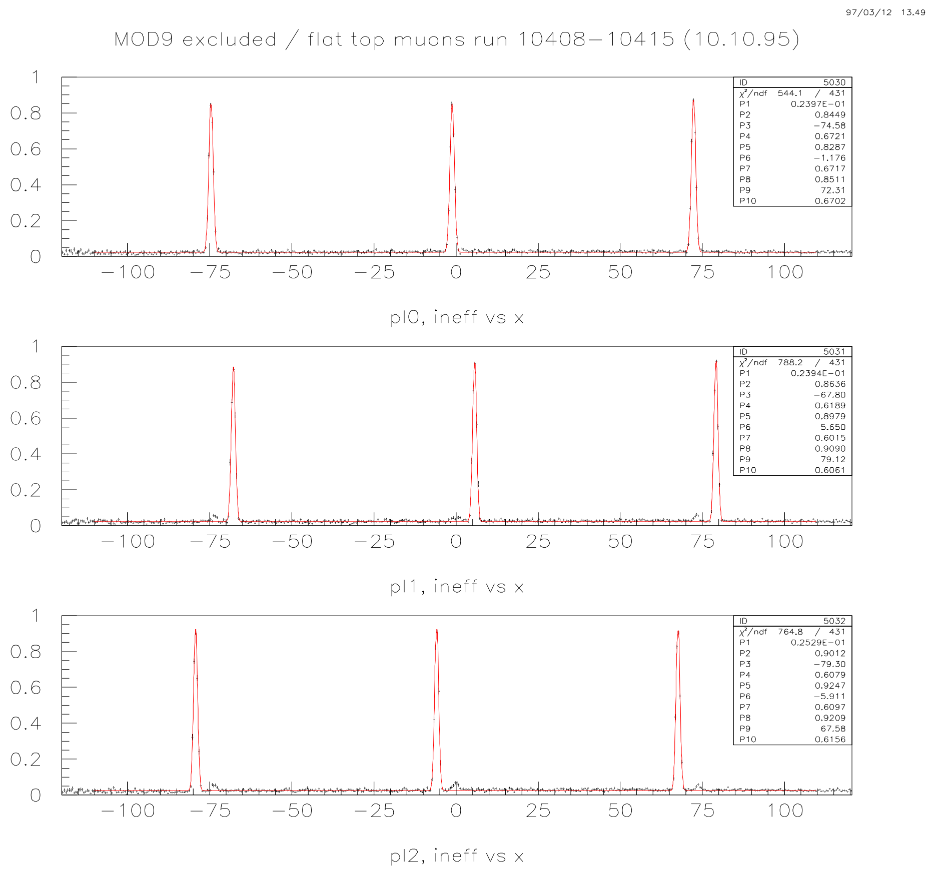

Рис. 2.13: Неэффективность (1-ε_{min}) как функция x-координаты (вдоль проволочки). Пики соответствуют пластинкам для фиксации проволочек. Это распределение может быть хорошо описано с помощью постоянной подложки ($\approx$ 2.4%) и трех распределений Гаусса с шириной $\approx$ 6 мм, расположенных в местах, соответствующих положениям пластинок для фиксации проволочек. Небольшие зоны неэффективности во второй (pl1) и третьей (pl2) плоскостях соответствуют распоркам для поддержки камер.

быть хорошо описано с помощью постоянной подложки ($\approx 2.4\%$) и трех распределений Гаусса с шириной ≈ 6 мм, расположенных в местах, соответствующих положениям пластинок для фиксации проволочек. Таким образом, можно заключить, это эффективность в области между этими пластинками составляет $\varepsilon_{min} \approx 97.6\%$, что соответствует нашим ожиданиям. Основная неэффективность вызвана наличием пластинок для фиксации проволочек.

Дальнейший анализ показал, что основная потеря эффективности возникает не из-за отсутствия отсчета в измерительной плоскости, а из-за негауссообразных хвостов в распределениях residual. Если использовать более широкую дорожку для поиска отсчетов при реконструкции треков, то максимальная эффективность камер достигает $\varepsilon_{max} \approx 99.7\%$.

Можно изучить области неэффективности внутри дрейфового промежутка (рис. 2.14), чтобы проверить правильно ли мы понимаем поведение дрейфовых электронов. Единственный тип событий, соответствующий полной потере сигнала - это (type=3) события. Неэффективность изменяется от $\approx 0.1\%$ в начале дрейфового промежутка до $\approx 1\%$ на его конце. Можно отметить, что потеря эффективности в первом бине для (type=0) событий может быть компенсировано добавлением событий (type=1) класса, что объясняется наличием больших негауссообразных хвостов в распределении residual, особенно в области вблизи сигнальной проволочки. Как и ожидалось, события (type=2) класса соответствуют трекам, пересекающим край дрейфового промежутка.

К сожалению, существуют другие аппаратные эффекты, которые могут приводить к потере эффективности: плоскости, на которых произошло короткое замыкание между стрипами, пришлось отсоединить потенциальную проволочку, или произошло смещение сигнальной проволочки относительно близлежащего стрипа. Эти эффекты были изучены, и сделаны следующие выводы (смотри рис. 2.15):
- короткое замыкание между стрипами: потеря эффективности $\approx 42\%$,
- отсоединенная потенциальная проволочка: потеря эффективности $\approx 12\%$;
- смещение сигнальной проволочки относительно близлежащего стрипа: потеря эффективности $\approx 10 \div 15\%$.

Чтобы проиллюстрировать качество работы дрейфовых камер установки NOMAD, рассмотрим общую ситуацию, которая сложилась в '96 году во время набора данных: из 147 плоскостей 1 или 2 были выключены из-за существенных неполадок (как, например, порванная проволочка), 2 или 3 плоскости имели короткое замыкание между стрипами и в 3 плоскостях были отсоединены потенциальные проволочки.

Потенциальная проблема, связанная с откликом дрейфовых камер - это наличие многократных срабатываний (afterpulses): т.е. отсчет может сопровождаться одним или несколькими срабатываниями на той же проволочке [88]. Если построить распределение разности между временем срабатывания для отчета, включенного в данный трек, и временем срабатывания для другого отсчета на этой проволочке, то получится распределение, приведенное на (рис. 2.16, лево). Ясно видны две основные компоненты в этом распределении: первая из них симметрична, а вторая концентрируется в области ~ 50 нс после первого срабатывания. Первая компонента была ассоциирована с испусканием низкоэнергетичных δ-электронов, которые приводят к появлению случайных срабатываний в дрейфовом промежутке, пересекаемом треком. Вторая компонента соответствует размазыванию электронного облака состоящего из нескольких кластеров, которые могут вызвать повторное срабатывание после регистрации первого электрона.

После вычитания симметричной части получаем следующее распределение (рис. 2.16, право). Дополнительная трудность связана с тем, что количество повторных срабатываний зависит от угла и положения трека в дрейфовом про-

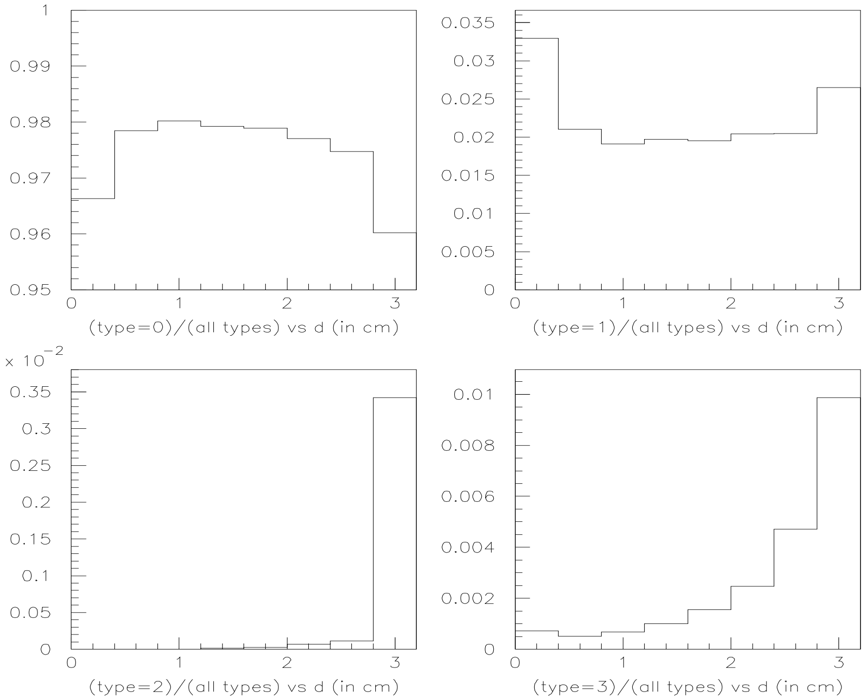

Рис. 2.14: Зависимость эффективности от положения трека внутри дрейфового промежутка. Области неэффективности, как и ожидалось, находятся на краях дрейфового промежутка.

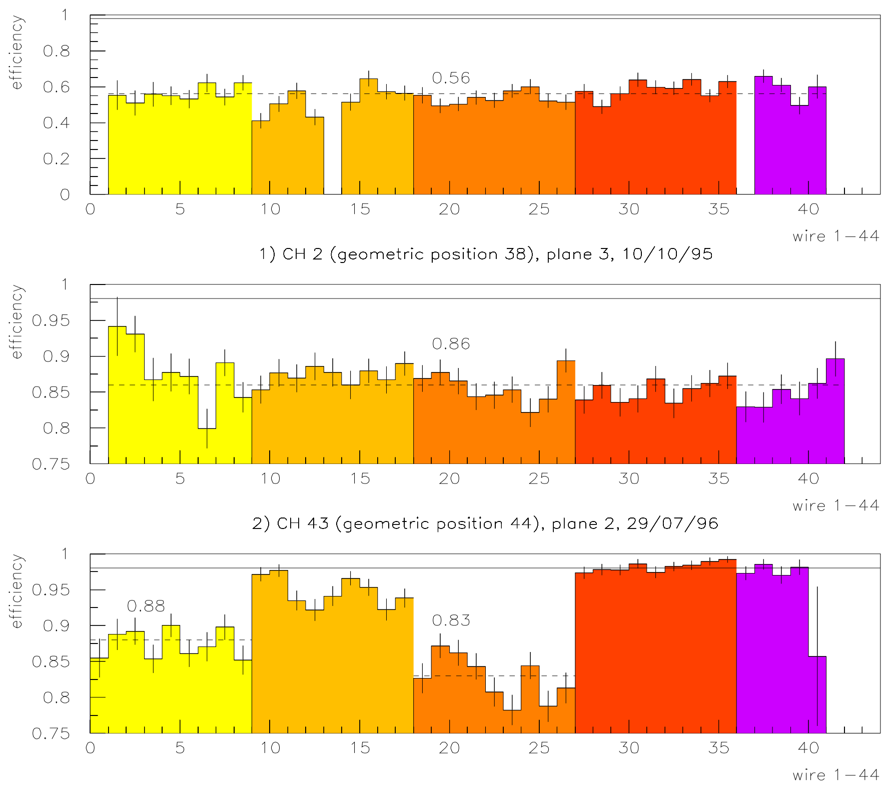

Рис. 2.15: Примеры потери эффективности в дрейфовых камерах. Сплошная горизонтальная линия соответствует уровню эффективности для нормальных камер $\varepsilon = 0.98$. Заштрихованные зоны соответствуют различным катодным стрипам. Мы можем утверждать, что

(1) для плоскостей с коротким замыканием между стрипами: потеря эффективности $\approx 42\%$;

(2) для плоскостей с отсоединенными потенциальными проволочками: потеря эффективности $\approx 12\%$;

(3) смещение сигнальной проволочки относительно близлежащего стрипа: потеря эффективности $\approx 10 \div 15\%$.

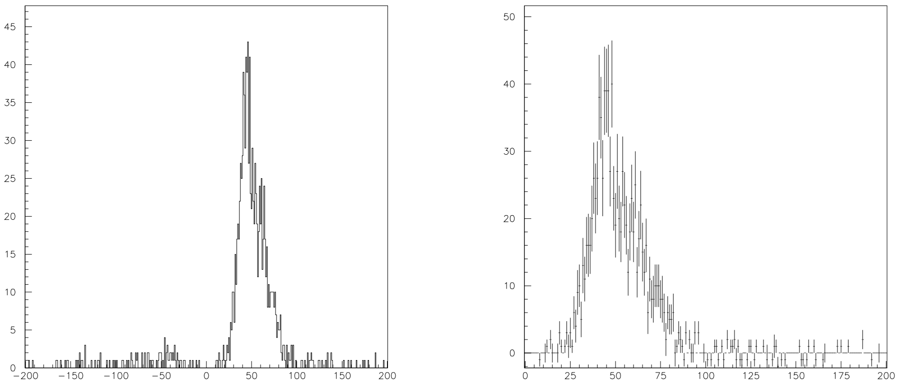

Рис. 2.16: Пример временного интервала (в нс) между отсчетом, включенным в трек, и другим срабатыванием на той же проволочке до (слева) и после (справа) вычитания симметричного вклада от δ-электронов.

межутке. Изучение этого эффекта позволило включить его в программу моделирования отклика дрейфовых камер.

Знания, накопленные в процессе изучения разрешения, эффективности и эффекта многократных срабатываний, были использованы при работе программы реконструкции треков в дрейфовых камерах. Зависимость разрешения от дрейфового расстояния и угла была параметризована и использована на стадии поиска и фитирования треков. Специальный фильтр для подавления многократных срабатываний был разработан и применен на этапе отбора полезных отсчетов.

Точность восстановления импульса в дрейфовых камерах является функцией импульса и длины трека. Для заряженных адронов и мюонов, пересекающих детектор перпендикулярно плоскости камер, разрешение по импульсу может быть параметризовано:

$$\frac{\sigma_p}{p} \approx \frac{0.05}{\sqrt{L}} \oplus \frac{0.008 \times p}{\sqrt{L^5}}$$

где p - импульс трека в ГэВ и L - его длина в м. Первый член является вкладом от многократного рассеяния, тогда как второй определяется пространственным разрешением камер. Для трека с импульсом 10 ГэВ, вклад от многократного рассеяния является доминирующим, если длина трека превышает 1.3 м.

На рис. 2.17 представлена зависимость точности восстановления импульса от длины трека, полученная для реальных данных. В интересующей нас области импульсов ($2 < p$(ГэВ) < 10) разрешение по импульсу достигает 3.5%.

Для электронов точное восстановление импульса является более трудной задачей из-за наличия эффекта тормозного излучения, что может приводить к резкому изменению кривизны траектории в точке испускания фотона. В этом случае импульсное разрешение ухудшается, и для точного восстановления импульса электрона используется алгоритм, комбинирующий информацию дрейфовых камер с измерениями в электромагнитном калориметре, который будет описан в дальнейшем.

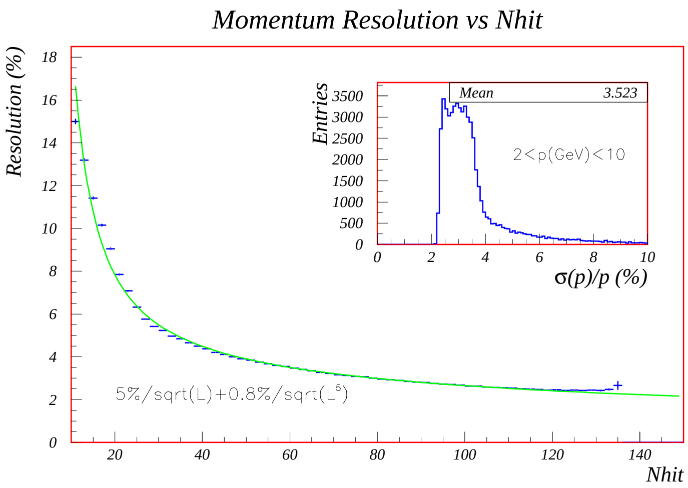

Рис. 2.17: Разрешение по импульсу как функция длины трека (число отсчетов в эффективном объеме дрейфовых камер).

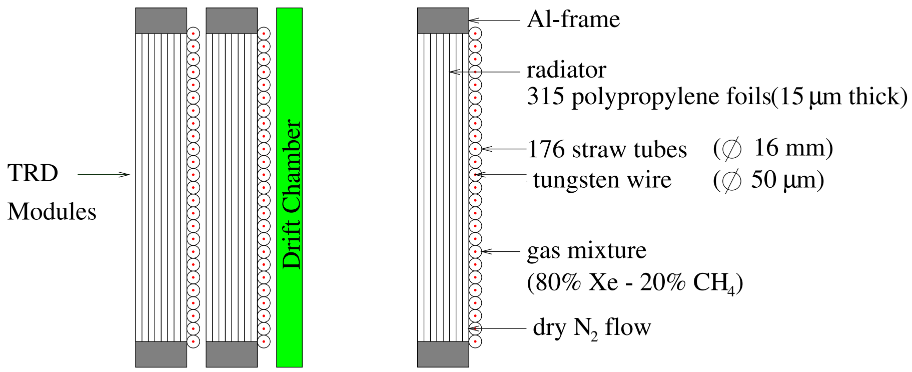

Рис. 2.18: Схематический вид сверху на TRD модуль.

2.3.4 Триггерные плоскости

Две триггерные плоскости установлены в детекторе NOMAD для отбора нейтринных взаимодействий в эффективном объеме установки. Первая плоскость (T_1) следует за активной мишенью, а вторая (T_2) расположена сразу за областью TRD. Обе плоскости перекрывают область 280 см $\times$ 286 см и состоят из 32 сцинтилляционных счетчиков, просматриваемых фотоумножителями с одной стороны. Сцинтилляторы имеют толщину 0.5 см и ширину 19.9 см. Двадцать восемь счетчиков установлены горизонтально и имеют длину 124 см. Для увеличения области эффективности триггера, четыре счетчика длиной 130 см установлены вертикально и перекрывают систему светосбора горизонтальных счетчиков.

Сцинтилляторы просматриваются фотоумножителями (с временным разрешением 1 нс), которые ориентированы параллельно магнитному полю. Поле в 0.4 T уменьшает отклик этих фотоумножителей только на 30%.

Совпадение сигналов с обеих плоскостей необходимо для полезного триггера.

Средняя эффективность триггерных счетчиков определена с использованием экспериментальных данных и соответствует $(97.5 \pm 0.1)\%$ [89].

2.3.5 Детектор переходного излучения

Детектор переходного излучения (Transition Radiation Detector - TRD) [90] разрабатывался для отделения электронов от адронов с уровнем подавления фона лучше 10^3 при 90% эффективности идентификации электронов. Детектор установлен сразу после первой триггерной плоскости и состоит из 9 индивидуальных модулей. Каждый из них включает радиатор, сопровождающийся детектирующей плоскостью. Первые 8 TRD модулей спарены в 4 дублета.

Чтобы обеспечить точную экстраполяцию треков из мишенных дрейфовых камер в калориметр, пять дополнительных дрейфовых камер помещаются в области TRD: одна после каждого TRD дублета и одна после последнего модуля TRD, смотри рисунки 2.2 и 2.3.

Конфигурация детектора была оптимизирована, принимая во внимание два основных экспериментальных ограничения: ограниченное продольное пространство внутри магнита и менее чем 1% радиационной длины на каждый модуль[5] TRD. Окончательный дизайн TRD модуля является следующим (смотри рис. 2.18):

[5] Меньше чем 2% X_0 между двумя измерительными плоскостями дрейфовых камер.

- радиатор представляет собой набор из 315 полипропиленовых слоев фольги, имеющих толщину 15 мкм и поперечные размеры 3×3 м^2, разделенных 250 мкм воздушными промежутками. Слои закрепляются на алюминиевом каркасе и гравируются для обеспечения равномерности промежутков несмотря на большой размер фольги и электростатические эффекты;

- детектирующая плоскость состоит из 176 вертикальных трубок, каждая длиной 3 м и диаметром 16 мм, разделенных 0.2 мм. Трубки заполняются газовой смесью ксенон – метан (80% – 20%). Они сделаны из двух смещенных слоев алюминизированного майлара толщиной 12.5 мкм (115 нм алюминия), скрученных и склееных вдоль спирали диаметром 16 мм. Чувствительным анодом является проволка из позолоченного вольфрама диаметром 50 мкм с натяжением 100 г. Чтобы защитить газовую смесь в трубках от водяного и кислородного загрязнения, каждый TRD модуль находится внутри кожуха из двухслойного алюминизированного майлара с постоянным потоком сухого N_2.

Калибровка TRD непрерывно осуществляется с помощью радиоактивного источника ^{55}Fe (E_γ=5.89 кэВ), нанесенного горизонтально в середине каждой детектирующей плоскости. Система самостоятельного триггера используется для записи ^{55}Fe сигналов в каждой трубке между нейтринными сбросами. Отклик на исходные сигналы от источника ^{55}Fe отражает все изменения в рабочих условиях (высокое напряжение, температура, давление, состав газовой смеси, и т.п.), обеспечивая таким образом эффективную проверку и калибровку TRD.

Идентификация электронов в TRD основана на различии в энерговыделении в трубках для частиц с разными Лоренц-факторами $\gamma = E/m$ (смотри рис. 2.19). Заряженные частицы с $\gamma < 500$ выделяют энергию в газовой смеси ксенон – метан преимущественно за счет ионизационных потерь, тогда как релятивистские заряженные частицы ($\gamma > 500$, главным образом электроны в установке NOMAD), испускают также переходное излучение на границах раздела между слоями фольги в радиаторе [91, 92]. В результате, при пересечении радиатора электроном образуются несколько фотонов в кэВ-ной области энергий ($< N_\gamma >\sim 3$ с $< E_\gamma >\sim 14$ кэВ для электрона 10 ГэВ).

Около 60% всех фотонов, испущенных в радиаторе, поглощаются в детектирующих плоскостях из-за большого сечения поглощения в Xe для фотонов в области нескольких кэВ. Энергия переходного рентгеновского излучения добавляется к энерговыделению от ионизационных потерь родительской частицы в той же трубке, поскольку угловое распределение вылетающих фотонов практически совпадает с начальным направлением движения частицы (средний угол вылета порядка $1/\gamma$).

Как будет описано в дальнейшем, уровень подавления пионов порядка 1000 достигается с помощью 9 модулей TRD при эффективности идентификации электронов 90% [93].

2.3.6 Детектор ливней

Детектор ливней (preshower - PRS), который расположен перед электромагнитным калориметром, формируется из двух плоскостей пропорциональных трубок (286 горизонтальных и 288 вертикальных трубок), расположенных за 9 мм (1.6 X_o) конвертером из сплава свинец-сурьма (96% - 4%), смотри рис. 2.20.

Пропорциональные трубки сделаны из выдавленных алюминиевых профилей и приклеены к двум алюминиевым пластинам толщиной 0.5 мм. Каждая трубка имеет квадратное поперечное сечение 9×9 мм^2 и стенки толщиной 1 мм. Анод представляет собой проволочку из позолоченного вольфрама диаметром

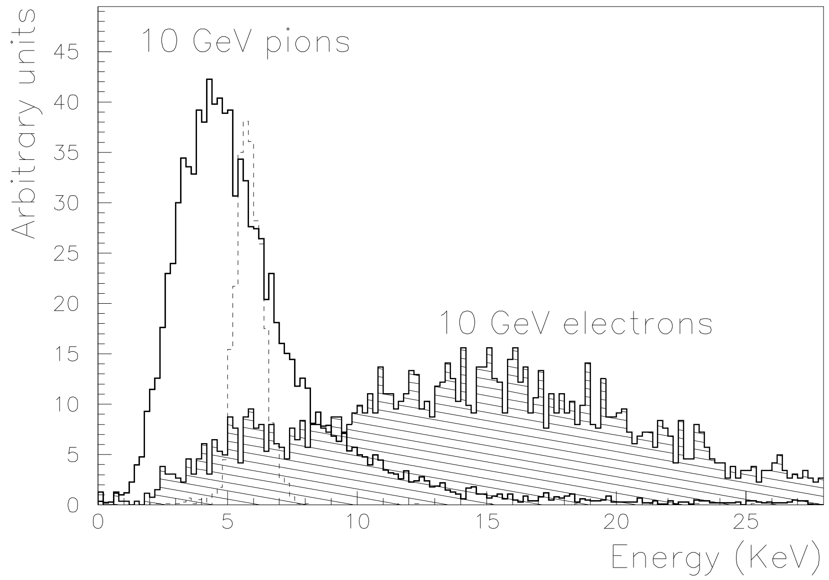

Рис. 2.19: Отклик трубки TRD на 10 ГэВ-ный пион и электрон (измерения на тестовом пучке). Пунктирная линия соответствует сигналу от источника ^{55}Fe (5.89 кэВ).

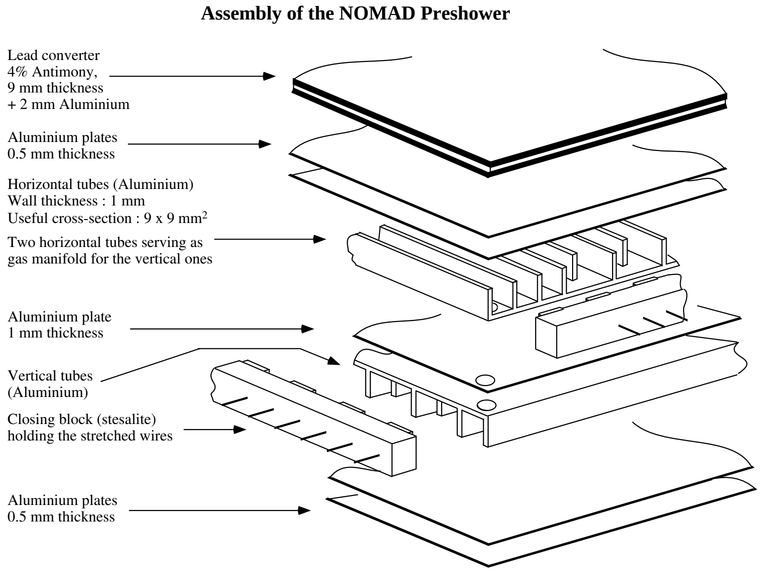

Рис. 2.20: Вид детектора ливней.

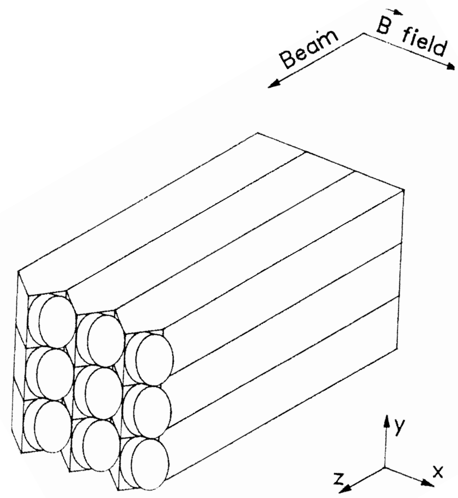

Рис. 2.21: Схематический вид блоков из свинцового стекла с фототетродами.

30 мкм с натяжением 50 г. Для того, чтобы избежать деформации проволочки анод также приклеивается в середине детектора к специальной распорке. Пропорциональные трубки работают под напряжением 1500 В с газовой смесью Ar : CO_2 (80% : 20%). Сигналы от каждой трубки направляются в предусилители.

Большой набор мюонов, пересекающих детектор, использован для изучения зависимости отклика детектора ливней от изменений давления и температуры.

Тонкая структура детектора ливней помогает расшифровать сигналы в блоках электромагнитного калориметра, вызыванных смежными частицами. После реконструкции кластеров, соответствующих заряженным трекам, остальное энерговыделение может быть приписано фотонам[6]. Детектор ливней используется для определения координат фотонов в электромагнитном калориметре и содействует идентификации электронов.

2.3.7 Электромагнитный калориметр

Цели физических исследований на установке NOMAD требуют хорошей идентификации электронов, а также очень точного определения недостающего поперечного импульса в событии.

В то время как идентификация электрона выполнена, главным образом, детектором переходного излучения (TRD), измерение его энергии, а также определение нейтральный компоненты поперечного импульса требует наличия электромагнитного калориметра с большими поперечными размерами и с хорошим энергетическим решением. Кроме того, электромагнитный калориметр (electromagnetic calorimeter - ECAL), использованный вместе с детектором ливней

[6] $\sim 70\%$ фотонов конвертируют в PRS.

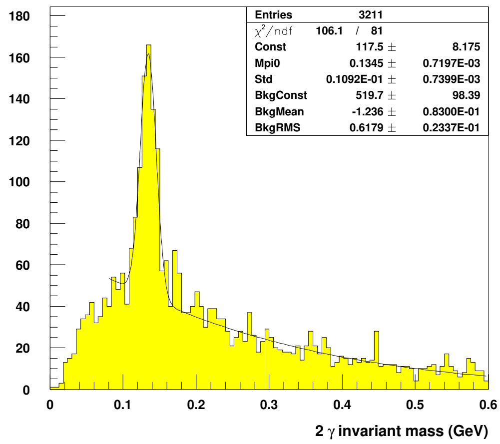

Рис. 2.22: Распределение инвариантной массы системы двух фотонов, реконструированных в электромагнитном калориметре, содержит явный пик от π^0.

(PRS), должен улучшить (по крайней мере на два порядка) чистоту отбора электронов, предусмотренную TRD.

Необходимость регистрировать электромагнитные ливни от фотонов и электронов с энергиями, колеблющимися от $\sim$100 МэВ вплоть до 100 ГэВ, требует наличия большой динамической области в отклике калориметра; детектор из свинцового стекла выбран из-за своего хорошего энергетического разрешения и однородности отклика. Работа в магнитном поле, перпендикулярном ячейкам калориметра, требует специальной геометрии калориметра. Подробное описание ECAL дано в [94]. Основные характеристики ECAL при работе с тестовыми пучками электронов, пионов и мюонов доложены в [95].

ECAL состоит из 875 черенковских счетчиков из свинцового стекла с глубиной 19 радиационных длин и с прямоугольным поперечным сечением 79×112 мм^2. Направление магнитного поля (0.4 T) перпендикулярно оси счетчика, что накладывает серьезные ограничения на механическую конфигурацию системы светосбора (рис. 2.21). Обратная сторона блоков из свинцового стекла, примыкающая к детекторам света (двухступенчатые фотоумножители, тетроды, с типичным усилением порядка 40 в экспериментальных условиях NOMAD), срезана под углом 45^o по отношению к оси блока таким образом, чтобы ось симметрии тетрода составляла угол 45^o к направлению поля, минимизируя потерю сигнала из-за наличия магнитного поля. Уменьшение сигнала оказывается менее 20% и является постоянным и однородным. Низко-шумящая электронная цепь, состоящая из предусилителя, формирователя сигнала и пикового ADC с разрешением 12 бин, обеспечивает отклик калориметра в большом динамическом диапазоне (более чем 3×10^4).

Быстрый сигнал также служит для измерения времени, что позволяет отбросить энерговыделения, не связанные с триггером события, и использовать ECAL на уровне триггера с временным разрешением порядка нескольких нс для энерговыделения больше 1 ГэВ.

Проверка отклика свинцового стекла осуществляется с помощью синих светодиодов (Light Emitting Diodes - LED, два на блок), установленных на той же стороне блока, что и тетроды; подробное описание этой системы мониторирования дано в [96]. Стабильность этой системы находится в пределах $\pm1\%$ на протяжении периода в несколько месяцев.

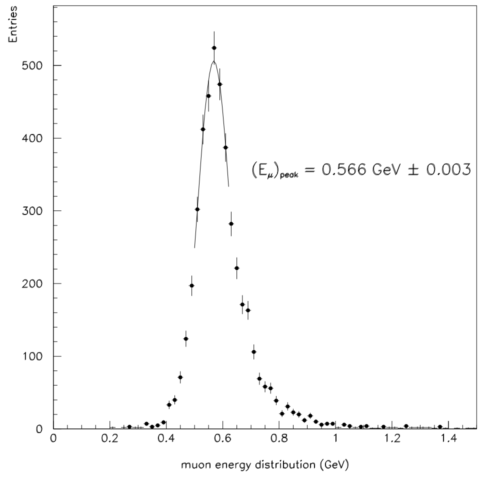

Рис. 2.23: Энерговыделение в ECAL, вызванное мюонами, пересекающими детектор во время набора данных. Сигналы поправленны с учетом зависимости энерговыделения от угла мюона по отношению к плоскости калориметра.

Перед окончательной сборкой каждый блок свинцового стекла был прокалиброван на тестовом пучке с использованием 10 ГэВ электронов. Отклик на LED сигнал, измеренный вместе с откликом на электроны известной энергии ($\Delta p/p$=1%), записывался и использовался затем для преобразования калибровочных констант, полученных в условиях тестового пучка (без магнитного поля), в константы, пригодные для экспериментальных условий NOMAD. Эффект магнитного поля при калибровке принимается во внимание проведением LED измерений с магнитным полем и без него.

Линейность отклика калориметра на электроны была проверена с использованием тестового пучка в области энергий 1.5 ÷ 80 ГэВ. Отклонение от линейности составляет менее 1.5% и может легко корректироваться логарифмическим алгоритмом. Был выполнен тщательный анализ энергетического решения. После вычитания электронного шума из данных, двухпараметрический фит энергетического разрешения $\Delta E/E = \mathrm{a} + \mathrm{b}/\sqrt{E}$, где E измеряется в ГэВ, дает $a = (1.04 \pm 0.01)$ % и $b = (3.22 \pm 0.07)$ %.

Однородность отклика ECAL как функция точки попадания электронов в поперечную плоскость калориметра была измерена: ±0.5%; изучение отклика на электроны, попадающие в ECAL перпендикулярно к плоскости калориметра в промежутках между смежными блоками, показало, что ECAL "герметичен" более чем на 99%. Слабая зависимость общего энерговыделения от угла θ падения электронов обнаружена в измерениях на тестовом пучке и в Монте-Карло моделировании: эта зависимость, которая эмпирически параметризована как $E(\theta) = E \times \sqrt{\cos(\theta)}$, может быть приписана небольшой зависимости эффективности сбора черенковского света от угла.

Калибровка и отклик калориметра на фотоны низкой энергии был проверен измерением эффективной массы π^0 как в условиях тестового пучка, так и в экспериментальных условиях (рис. 2.22). Результаты на тестовом пучке $m_\pi = 133.7 \pm 1.2$ МэВ и $\sigma_m = 16$ МэВ.

Отклик калориметра на мюоны соответствует среднему энерговыделению (0.502 ± 0.003) ГэВ без учета необходимых поправок, учитывающих геометрию блоков из свинцового стекла и асимметрию в светосборе, вызванном расположением фототетродов[7]. Отклик на мюоны был найден стабильным в пределах $\pm 1\%$ на протяжении двухлетнего периода, что обеспечивает хорошую проверку устойчивости работы калориметра. Рис. 2.23 показывает типичное энерговыделение, соответствующее мюонам, пересекающим ECAL. Эта проверка является дополнительной к LED-калибровке, которая непрерывно используется в процессе набора данных.

Триггеры, основанные на энерговыделении в ECAL, в настоящее время накапливаются вместе со стандартными нейтринными триггерами, описанными далее. Большая масса ECAL (~ 20 т) позволяет отбирать ~ 2.5 события на нейтринный сброс. Большая статистика делает такие события очень полезными как для физических целей, так и для проверки качества пучка.

2.3.8 Адронный калориметр

Адронный калориметр (hadron calorimeter - HCAL) используется для уточнения измерений недостающего поперечного импульса путем распознавания нейтральных адронов и измерения их энергии и направления. Он служит также для измерения энергии заряженных частиц в дополнение к измерениям импульса в дрейфовых камерах.

HCAL представляет собой калориметр из железа и сцинтиллятора. Детектор NOMAD располагается на железных опорах ('I') по обе стороны магнита. Дальняя (по направлению пучка) колонна была заполнена сцинтилляторами для формирования HCAL с поперечными размерами 3.6 м в ширину и 3.5 м в высоту.

Опоры 'I' состоят из 23 железных участков толщиной 4.9 см, разделенных промежутками по 1.8 см. Шесть из этих модулей формируют стенку размерами 5.4 м шириной, 5.8 м высотой и 1.5 м от переднего до заднего края. Эта стенка выступает в качестве фильтра для больших мюонных камер и как поддержка для 'корзины', в которой размещается большая часть поддетекторов NOMAD. Она обеспечивает также поглотитель для адронного калориметра.

Схематический вид HCAL приведен на рис. 2.24. Активными элементами калориметра являются сцинтилляционные плоскости с размерами 3.6 м в длину, 1 см в толщину и (в среднем) 18.3 см в ширину. Сцинтилляционный свет направляется на 5-дюймовый фотоумножитель на конце каждого модуля.

Выход с каждого фотоэлемента разделен. Один сигнал задерживается и посылается на ADC, тогда как второй дискриминируется и посылается в многоканальный TDC. Сигналы ADC используются для измерения энергии и координаты, а сигналы TDC служат для определения временных характеристик события. Энерговыделение в данном модуле получается из геометрического усреднения сигналов с двух фотоэлементов, а горизонтальная координата энерговыделения определяется длиной затухания в сцинтилляторе и отношением сигналов с фотоэлементов. Рис. 2.25 показывает разницу между предсказанной координатой и результатом измерения в адронном калориметре для мюонов, проходящих через отдельный модуль; типичное координатное разрешение порядка 20 см.

Вертикальная координата определяется по форме энерговыделения и его распределению между модулями. Существует большая вероятность, что адроны преобразуются в адронный ливень приблизительно в 2.1 λ_{int} вещества до адронного калориметра. Таким образом, общая адронная энергия должна быть взвешенной суммой энерговыделений в адронном и электромагнитном калориметрах.

[7] Поправленное значение (0.566 ± 0.003) ГэВ. Смотри рис. 2.23.

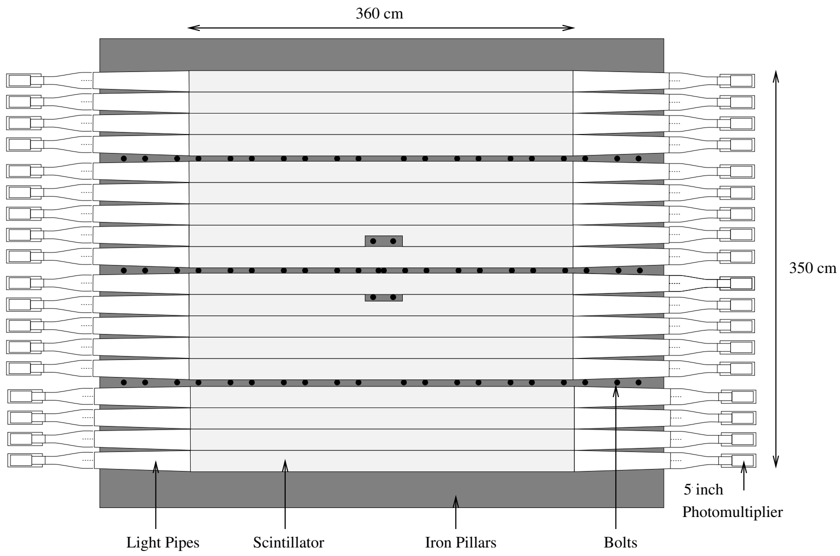

Рис. 2.24: Вид на HCAL.

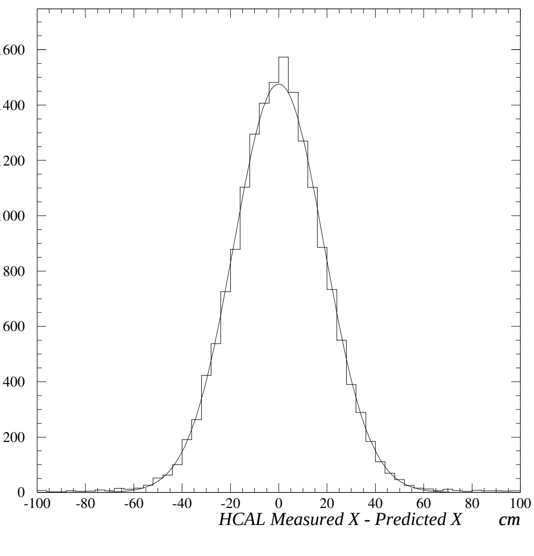

Рис. 2.25: Координатное разрешение для мюонов, проходящих через отдельный модуль адронного калориметра.

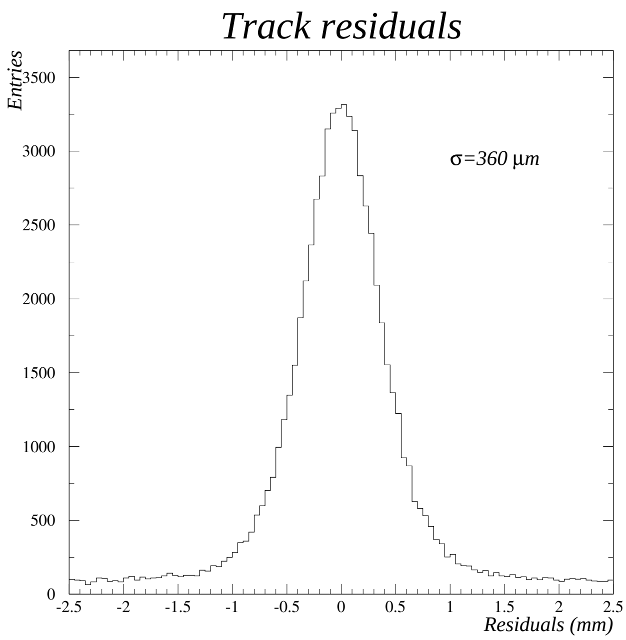

Рис. 2.26: Residuals для сегментов в мюонных камерах, содержащих 4 отсчета, при хорошем качестве газовой смеси.

2.3.9 Мюонные камеры

Мюонный детектор установки NOMAD состоит из 10 дрейфовых камер, использованных ранее в эксперименте UA1 [97]. Каждая камера имеет активную область 3.75×5.55 м^2 с двумя плоскостями дрейфовых трубок в горизонтальном и двумя в вертикальных направлениях. Суммарное количество дрейфовых трубок 1210 с максимальным дрейфовым расстоянием 7 см.

Камеры комбинируются в пары (модули) для реконструкции сегментов трека. Первая мюонная станция состоит из трех модулей и расположена за адронным калориметром. За ней следует железный поглотитель толщиной 80 см и вторая мюонная станция из двух модулей, смотри рисунки 2.2 и 2.3.

Камеры обслуживаются газовой смесью аргон : этан (40% : 60%). Качество их работы непрерывно мониторируется с помощью высокоэнергетичных мюонов, проходящих через детектор. Среднее пространственное разрешение для отсчетов лежит в области от 350 мкм до 600 мкм в зависимости от качества газовой смеси, смотри рис. 2.26.

Средняя эффективность 92.5%, а основным источником неэффективности (6.5%) является наличие мертвых зон между дрейфовыми трубками. До начала набора данных в 1995 году между мюонными камерами в станции 1 был небольшой промежуток. Начиная с 1996 года этот промежуток перекрывался несколькими небольшими сцинтилляционными счетчиками, ‘мюонное вето’ (смотри рис. 2.2).

Сегменты треков восстановлены отдельно в каждой из станций (3 или 4 отсчета на проекцию), смотри рис. 2.27. Измеренная эффективность реконструкции сегментов трека 97%.

Мюоны идентифицируются если они проходят более чем 8 длин взаимодей-

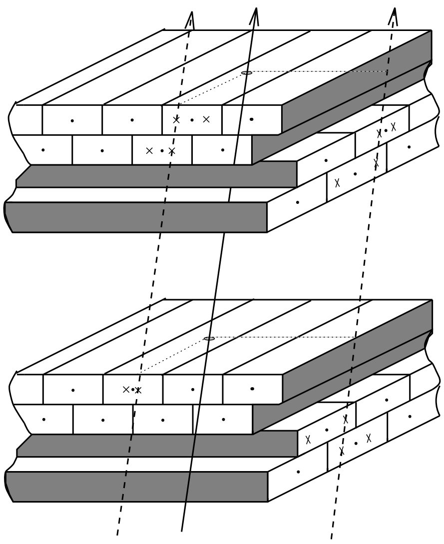

Рис. 2.27: Разрез модуля мюонных камер показывает геометрию дрейфовых трубок и характерное расположение отсчетов при прохождении мюона (основная линия) и реконструированные сегменты в проекциях (пунктирные линии).

ствия вещества поглотителя (λ_{int}) и достигают мюонной станции 1, или 13 λ_{int} для мюонной станции 2. Порог на импульс для достижения мюонных камер (с вероятностью 50%) составляет 2.3 ГэВ для станции 1 и 3.7 ГэВ для станции 2.

Геометрический аксептанс для мюона попасть в любую из двух станций ~98%. Это число относится к мюонам, рождающимся в нейтринных взаимодействиях по каналу заряженного тока, с учетом усреднения по координате первичной вершины в мишенной части детектора NOMAD, и не включает те мюоны, которые останавливаются в веществе поглотителя.

2.4 Триггеры и набор данных

Следующие триггеры были использованы для анализа нейтринных взаимодействий в детекторе NOMAD:

- $\overline{V} \times T_1 \times T_2$. Этот триггер позволяет проводить анализ нейтринных взаимодействий в дрейфовых камерах мишенной части установки. По крайней мере по одному отсчету должно быть в триггерных плоскостях T_1 и T_2. Для того, чтобы отбросить события с мюонами, пересекающими всю длину детектора, требуется отсутствия отсчета в счетчиках вето (V). Частота срабатывания для этого триггера $\sim 5.5/10^{13}$ *p.o.t.*. Среди них около 0.5 события - потенциально интересные кандидаты на нейтринные взаимодействия в дрейфовых камерах. Остальные срабатывания состоят из 'космических' событий (около 1), мюонов, избегающих систему вето (1.5), и нейтринных взаимодействий в веществе магнита (2.5).

- $\overline{V_8} \times FCAL$. Нейтринные взаимодействия в переднем калориметре с энерговыделением больше 3 *mip* вызывают срабатывание этого триггера. События с мюонами, пересекающими FCAL, отбрасываются подмножеством системы вето V_8. Около 6.5 нейтринных взаимодействий происходит в FCAL на 10^{13} *p.o.t.*

- $\overline{V_8} \times T_1 \times T_2 \times FCAL'$. Этот триггер используется для изучения квазиупругих событий в переднем калориметре. Такие события позволяют проводить измерения потока нейтрино как функцию энергии нейтрино. Для срабатывания этого триггера требуется по крайней мере 1 mip энерговыделения в FCAL. Частота срабатывания для этого триггера $\sim 1.5/10^{13}$ *p.o.t.*

- $\overline{T_1 \times T_2} \times ECAL$. Электромагнитный калориметр также использован в качестве мишени для нейтринных взаимодействий. Разные физические проблемы могут быть изучены, используя события, отобранные этим триггером; среди них $\nu_\mu \to \nu_e$ и $\nu_\mu \to \nu_\tau$ осцилляции. Энерговыделение больше чем $\sim 1.5\, mip$ в ECAL запускает этот триггер, имеющий среднюю частоту срабатывания $\sim 2/10^{13}$ *p.o.t.*

- СЛУЧАЙНЫЙ. Случайный триггер, который позволяет изучать загрузку детектора, был сконструирован таким образом: $\overline{V} \times T_1 \times T_2$ триггер был взят и задержан на 23 мкс (соответствует 1 обороту SPS).

Приблизительно 15 триггеров, соответствующих кандидатам на нейтринные взаимодействия, записываются на ленту в каждом нейтринном сбросе.

Кроме того, различные триггеры устанавливаются во время промежутка 2.6 с между двумя нейтринными сбросами (с логикой VT_1T_2). Они используются для:

- калибровки поддетекторов установки;

- измерения эффективности триггерных счетчиков.

Одним из триггеров является выбор электронов (от распада мюона или испускания δ-электрона), которые используются для изучения поведения электронов в детекторе (как будет изложено ниже). В итоге, около 60 триггеров взяты во время промежутка 2.6 с между двумя нейтринными сбросами.

При наборе данных во время нейтринных сбросов типичное мертвое время составляет $\sim 10\%$ и возникает из-за времени оцифровки информации. Время, потерянное из-за простоев или переходов от одного этапа набора данных к другому, оценивается менее чем в 3%.

2.5 Резюме

Было показано, что качество работы различных элементов установки NOMAD находятся в хорошем согласии с нашими ожиданиями.

Как видно из описания детектора NOMAD, эксперимент предоставляет уникальную возможность изучать свойства нейтринных взаимодействий с качеством экспериментов, выполненных на пузырьковых камерах (относительно реконструкции треков и идентификации частиц), и со статистикой, сравнимой с полученной в экспериментах калориметрического типа.

Большой набор данных в детекторе с плотностью водородной пузырьковой камеры позволит эксперименту NOMAD изучить не только нейтринные осцилляции, но также многие другие процессы с участием нейтрино.

Мы можем теперь перейти к проблеме правильного использования откликов поддетекторов для реконструкции событий в установке NOMAD.

Глава 3

Реконструкция событий в эксперименте NOMAD

Чтобы использовать кинематику событий для поиска нейтринных осцилляций, необходимо выполнить реконструкцию событий наилучшим возможным образом.

Основными целями программы реконструкции для любого эксперимента по физике высоких энергий являются:

- измерение импульсов заряженных частиц;
- измерение энергии (и, если возможно, направления движения) нейтральных частиц;
- определение типа частиц (их идентификация).

В установке NOMAD траектории заряженных частиц восстанавливаются на основе координатных измерений в системе дрейфовых камер. На следующей стадии эти заряженные треки используются для распознавания объектов в других элементах установки. Электромагнитные ливни от фотонов измеряются системой детектора ливней и электромагнитного калориметра. Идентификация частиц осуществляется с использованием информации всех поддетекторов установки NOMAD.

3.1 Реконструкция заряженных треков

Перед любой программой реконструкции стоит двоякая цель. Во-первых, она должна решить задачу распознавания образов, т.е. понять какие индивидуальные измерения в детекторе должны быть скомбинированы вместе, чтобы образовать объект, представляющий собой траекторию частицы. Процесс распознавания образов в трековых детекторах (типа дрейфовых камер) называется поиском треков. На следующей стадии работы программы реконструкции используется процедура фита, которая применяется к этому набору измерений для извлечения параметров траектории частицы, позволяющих вычислить физические величины. Например, импульс заряженной частицы определяется измерением кривизны ее траектории в известном постоянном магнитном поле. Результаты поиска треков должны быть подтверждены или опровергнуты процедурой фита, и возможные неоднозначности также должны быть решены. Процедура фитирования требует наличия модели трека, то есть математического способа описания траектории частицы. Трек может быть описан в любой точке с помощью 6 параметров (3 пространственных координат, 2 направляющих косинусов и кривизны или абсолютной величиной импульса с соответствующим знаком). В дополнение к оцененым параметрам трека, их матрица ошибок также должена быть вычислена для использования на следующей стадии анализа. Если частица движется в вакууме, то достаточно знания трех параметров в одной точке для полного описания траектории, так как она является решением уравнения движения с этими параметрами в качестве начальных значений. При наличии взаимодействия частицы с веществом, траектория больше не является точным решением, вследствие того, что взаимодействие является случайным процессом. Именно поэтому в процедуре фитирования необходимо принять во внимание эффекты энергетических потерь и многократного рассеяния вместе с измерительными ошибками из-за разрешающей способности детектора.

Из всего сказанного выше становится понятным, что процедура поиска треков и их фитирования является важной составной частью анализа данных.

3.1.1 Алгоритмы поиска и фитирования треков

Программа реконструкции треков в дрейфовых камерах установки NOMAD [98] очень важна с точки зрения чувствительности эксперимента. Очень высокая эффективность реконструкции треков требуется для хорошего измерения кинематики событий при поиске осцилляций. Мы должны быть уверены, что измеренные параметры трека не отклоняются значительно от истинного импульса частицы, т.е. программа реконструкции обеспечивает хорошее импульсное разрешение. Учитывая тот факт, что мы не можем пренебречь количеством вещества, пересекаемым частицей между двумя измерительными плоскостями, нам необходимо тщательно принять во внимание эффекты энергетических потерь и многократного рассеяния.

В дальнейшем мы кратко опишем метод поиска треков, представим процедуру фита и детально рассмотрим модель трека.

Однако, прежде всего, давайте остановимся на некоторых технических моментах, которые оказались полезными на стадии разработки программы.

3.1.2 Технические детали

Программа реконструкции в дрейфовых камерах была написана на языке програмирования C объектно-ориентированным образом. Большое количество составных частей позволяет построение дополнительных приложений для решения специальных задач достаточно простым (доступным для пользователя) способом.

Программа реконструкции включает алгоритмы поиска и фитирования треков/вершин, графический дисплей, подпрограммы доступа к данным и специальный пакет для спасения результатов реконструкции. Она обеспечивает:

- реконструкцию треков для on-line мониторирования и off-line обработки данных;
- набор подпрограмм для калибровки детектора (alignment);
- специальные подпрограммы для второго этапа ("phase 2") реконструкции с учетом идентификации частиц.

Специальные усилия были приложены для того, чтобы это программное обеспечение могло быть использовано на различных платформах, что очень важно для международного сотрудничества. Работа программы была проверена на VMS, OSF1, SunOS, Solaris, HP-UX, AIX и Linux операционных системах.

Было решено использовать подпрограммы доступа для извлечения любой информации из ZEBRA-банков [99] или C-структур. Такой подход позволяет отавлять неизменными подпрограммы более высокого уровня при необходимости изменить структуры более низкого уровня.

Все объекты, с которыми взаимодействует программа, представляют собой структуры в терминах языка C. Например, в программе трек является структурой, содержащей список входящих в него отсчетов.

Процесс реконструкции управляется набором параметров, которые содержатся в `DcGlobal` структуре.

На ранней стадии разработки программы было построено графическое приложение, которое позволяет отобразить результаты реконструкции на экране с высоким разрешением. Для изучения возможных способов улучшения работы программы, было крайне полезно посмотреть глазами на результаты. Большинство параметров, управляющих процессом реконструкции в дрейфовых камерах (`DcGlobal` структура), настраивались таким образом.

3.1.3 Поиск треков

Детальное описание алгоритма поиска треков дано в [100]. Здесь будет представлена лишь общая стратегия. Поиск треков состоит из четырех этапов: построение триплетов, нахождение траектории в виде винтовой линии, отбор отсчетов и конструкция трека (фит, проверка качества и экстраполяция).

Отсчеты (hits)

Отсчет представляет собой оцифровку (измерение координаты) в одной из плоскостей дрейфовых камер. В программе каждому отсчету соответствует структура, содержащая информацию о камере, плоскости и проволочке, на которой произошла оцифровка, и измеренное TDC время дрейфа. Для правильного преобразовывания этого времени в расстояние необходима дополнительная информация о положении отсчета вдоль длины проволочки и угле, под которым частица пересекла данную измерительную плоскость. Эта информация появляется только на более поздней стадии работы программы, а в качестве начальных параметров мы используем центральные значения. В дальнейшем преобразование времени в расстояние происходит с учетом дополнительных измеренных параметров, и улучшается разрешение "вверх-вниз" неоднозначности.

Отсчеты, включенные в треки (trhits)

Отсчет в дрейфовых камерах приобретает много дополнительных атрибутов после его включения в трек: например, знак ("вверх-вниз") или дрейфовое расстояние (так как преобразование "время-расстояние" зависит от угла трека). Вследствие того, что отсчет может в принципе принадлежать нескольким трекам, эти атрибуты не должны быть сохранены внутри структуры отсчета. Таким образом, необходимо ввести новую структуру, которая была названа *trhit* и которая содержит величины, нужные для фита, то есть локальные параметры трека, матрицу ошибок и т.д.

Триплеты

Как было отмечено ранее, дрейфовые камеры установки NOMAD состоят из трех чувствительных плоскостей, измеряющих U, Y и V координаты, где U и V составляют углы +5 и −5 градусов по отношению к Y. U и V системы отсчета определяются так, чтобы U и V были равны нулю когда X и Y - 0:

$$U = Y \cdot \cos 5^\circ - X \cdot \sin 5^\circ$$

$$V = Y \cdot \cos 5^\circ + X \cdot \sin 5^\circ$$

Для распознавания образов необходимо скомбинировать информацию о положении трека в трех чувствительных плоскостях одной камеры в одно пространственное измерение.

Давайте называть триплетом такую комбинацию 3 отсчетов в плоскостях одной камеры. Он представляет собой первую попытку решить "вверх-вниз" неоднозначность и содержит трехмерную информацию о траектории частицы в данной Z измерительной плоскости. Наиболее чувствительный критерий для выбора отсчетов, принадлежащих одному треку - это величина:

$$\Delta = U + V - 2 \cdot Y \cdot \cos 5^\circ \approx 2 \cdot \Delta z \cdot \tan\gamma \cdot \sin 5^\circ$$

которая пропорциональна углу наклона трека в (xz) плоскости ($\tan\gamma$) и расстоянию между двумя измерительными плоскостями (Δz). Эта величина мала для прямых треков, перпендикулярно пересекающих плоскости дрейфовых камер, и составляет ∼3 мм для наклона 1.

Так как каждая из координат U, Y или V зависит от знака дрейфового расстояния ("вверх-вниз"), комбинация трех отсчетов позволяет построить восемь различных триплетов. Таким образом, триплет определяется комбинацией трех отсчетов (U, Y и V), трех знаков и величиной Δ.

Для выбора триплетов накладывается условие на $|\Delta|$. Различные критерии могут быть использованы для выбора лучших триплетов, например: рассматривать только первый (в смысле $|\Delta|$) для данного Y отсчета; игнорировать триплеты, если несколько кандидатов могут быть построены для одного из его отсчетов и т.д. Соотношение эффективность - качество для этих двух фильтров 70%-70% и 45%-85%. В нашей версии программы используется первый из них. Критерий на $|\Delta|$ определяется `DcGlobal.Dmax1` параметром (типичное значение 3 см).

Кроме этих критериев отбора можно также использовать следующие: игнорировать отсчеты при построении триплетов (чтобы предотвратить построение неверных комбинаций) если они лежат в области высокой загрузки детектора, если есть множественный отсчет на данной проволочке или если время дрейфа слишком мало.

Процессорное время, необходимое для построения триплетов растет как $N^3_{\text{отсчетов}}$, но составляет в среднем очень малый вклад в общее время реконструкции.

Триплеты используются для поиска треков.

Нахождение траектории в виде винтовой линии

Наличие трех триплетов позволяет проверить лежат ли они вдоль траектории[1], соответствующей винтовой линии движения заряженный частицы в постоянном магнитном поле, и вычислить параметры этой траектории.

Выбранные параметры винтовой линии - x, y, $1/R$, $\tan\lambda$, ϕ, t_0 (см. рис. 3.1), где x и y - координаты, λ - угол наклона, ϕ - угол в (yz) плоскости, отрицательный для треков, направленных вверх, R - радиус (с учетом знака) в (yz) плоскости, t_0 - время, которое вычитается из времени дрейфа при вычислении дрейфового расстояния. Необходимость введения последнего параметра объясняется

[1] Модель трека будет подробно описана ниже.

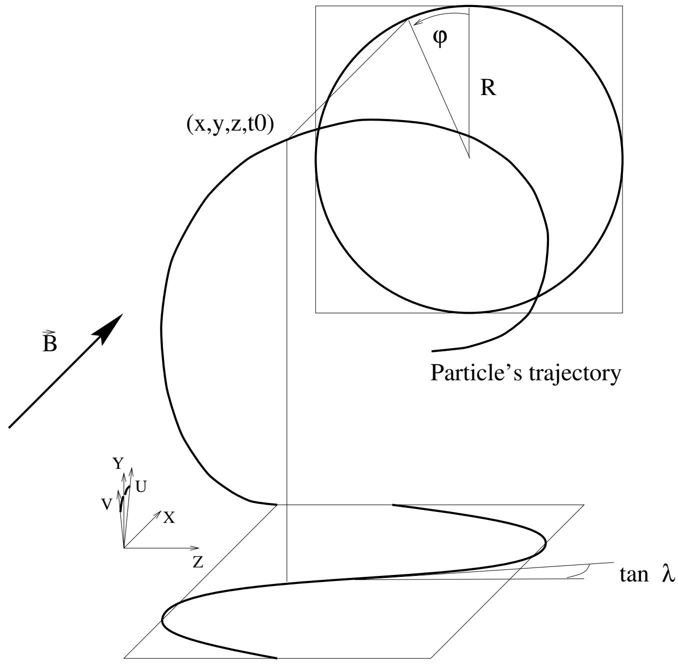

Рис. 3.1: Определение параметров, которые служат для описания траектории заряженный частицы в установке NOMAD.

неопределенностью во времени срабатывания триггера и дополнительной возможностью фитировать треки, не соответствующие времени основного триггера.

Давайте рассмотрим три триплета "0", "1" и "2" и вычислим параметры винтовой линии, подразумевая, что они лежат на окружности радиуса R в (yz) плоскости с центром в (y_c, z_c):

$$R^2 = (y_0 - y_c)^2 + (z_0 - z_c)^2 = (y_1 - y_c)^2 + (z_1 - z_c)^2 = (y_2 - y_c)^2 + (z_2 - z_c)^2$$

С помощью этого равенства можно построить два новых

$$2y_c \cdot (y_1 - y_0) + 2z_c \cdot (z_1 - z_0) = (y_1^2 - y_0^2) + (z_1^2 - z_0^2)$$
$$2y_c \cdot (y_2 - y_0) + 2z_c \cdot (z_2 - z_0) = (y_2^2 - y_0^2) + (z_2^2 - z_0^2)$$

и, вычитая одно из другого, получить

$$2y_c \cdot \left[\frac{y_1 - y_0}{z_1 - z_0} - \frac{y_2 - y_0}{z_2 - z_0}\right] = \frac{(y_1^2 - y_0^2) + (z_1^2 - z_0^2)}{z_1 - z_0} - \frac{(y_2^2 - y_0^2) + (z_2^2 - z_0^2)}{z_2 - z_0}$$

Вводя обозначения $\Delta y_{ij} = y_i - y_j$, $\Delta z_{ij} = z_i - z_j$ и $A = \Delta y_{10}\Delta z_{20} - \Delta y_{20}\Delta z_{10}$, можно записать

$$y_c = y_0 + \frac{1}{2A} \cdot [\Delta z_{20} \cdot (\Delta y_{10}^2 + \Delta z_{10}^2) - \Delta z_{10} \cdot (\Delta y_{20}^2 + \Delta z_{20}^2)]$$

Аналогично

$$z_c = z_0 - \frac{1}{2A} \cdot [\Delta y_{20} \cdot (\Delta z_{10}^2 + \Delta y_{10}^2) - \Delta y_{10} \cdot (\Delta z_{20}^2 + \Delta y_{20}^2)]$$

Вводим $S_{ij} = \Delta y_{ij}^2 + \Delta z_{ij}^2$,

$$R^2 = (y_0 - y_c)^2 + (z_0 - z_c)^2 = \frac{1}{4A^2} \cdot S_{10} \cdot S_{20} \cdot S_{21}$$

Тогда

$$\cos\phi_0 = \frac{y_0 - y_c}{R} = \frac{1}{\sqrt{S_{10}S_{20}S_{21}}}(S_{20}\Delta z_{10} - S_{10}\Delta z_{20})$$

и

$$\sin\phi_0 = \frac{z_0 - z_c}{R} = \frac{1}{\sqrt{S_{10}S_{20}S_{21}}}(S_{10}\Delta y_{20} - S_{20}\Delta y_{10})$$

При 9 измерениях и 6 параметрах существует 3 возможных критерия, позволяющих проверить принадлежат ли эти три триплета одной траектории. На данный момент мы используем только проверку на то, что триплеты лежат на одной линии вдоль x, что является очень чувствительным критерием, особенно если триплеты принадлежат камерам, находящимся далеко друг от друга:

$$x^{extrap} = x_1 + (\phi_2 - \phi_1) \cdot \frac{x_3 - x_1}{\phi_3 - \phi_1}$$

$$|x^{extrap} - x_2| < \texttt{DcGlobal.Maxdx}$$

Чтобы точно вычислить параметры траектории, необходимо несколько итераций после вычисления наклона трека и дрейфовых расстояний (из-за зависимости соотношения "время-расстояние" от угла). Чтобы избежать лишних вычислений, мы не делаем попытку определить параметры винтовой линии, если 3 триплета составляют больше чем полоборота или если x_{res} больше чем `DcGlobal.Maxdx` параметр (типичное значение 3 см).

Выбор отсчетов

Используя параметры винтовой линии, можно выбрать отсчеты вдоль траектории. Эта процедура контролируется параметром `DcGlobal.Roadwidth`, принимающим значения от 2 до 3 мм, и прерывается, если:

- слишком много измерительных плоскостей пересекается без нахождения отсчета. Это управляется глобальным параметром `DcGlobal.Maxhole` (типичное значение 3);

- несколько отсчетов найдены в пределах интервала поиска (слишком опасно выбирать один из них без веских на то оснований). Эта ситуация управляется параметром `DcGlobal.Dangerousroad`. Нулевая величина означает, что процедура не должна останавливаться даже при пересечении области с высокой загрузкой детектора.

Поиск трека

При наличии трех камер, в которых были построены триплеты, вызывается функция построения трека. Если 3 триплета удовлетворяют критерию `DcGlobal.Maxdx`, то вычисляются параметры винтовой линии и строится трек. Если трек удовлетворяет критериям качества, то он добавляется к списку треков, в противном случае - этот кандидат разрушается. Такой подход позволяет изменять алгоритм поиска треков без модификаций остальной части программы. Например, был разработан алгоритм поиска треков в дрейфовых камерах, основанный на использовании информации об x-координатах отсчетов в TRD [101]. Дополнительный алгоритм поиска треков использует информацию о положении восстановленных вершин в событии [100].

Процесс "улучшения" трека

После нахождения кандидата на трек, можно попытаться его отфитировать, проверить выбор знаков дрейфового расстояния, удалить нежелательные отсчеты и попытаться экстраполировать этот трек. Функция, ответственная за эту задачу использует в качестве аргумента параметр "χ^2 на точку". Если вклад отсчета в суммарный χ^2 превышает значение параметра `DcGlobal.Maxpointchi2` (типичное значение 10), то отсчет будет исключен из данного трека. И наоборот, отсчет может быть включен в трек в процессе экстраполяции, если он удовлетворяет этому условию.

3.1.4 Процедура фита

Решив задачу распознавания образов, мы теперь можем отфитировать созданные треки с целью определения их параметров, то есть импульсов заряженных частиц. Для выполнения этой задачи был использован фильтр Кальмана.

Фильтр Кальмана

Фильтр Кальмана - это математическое название, присвоенное методу оценки параметров с помощью пошаговой методики наименьших квадратов.

Так как этот метод был изначально разработан в начале 60-ых годов для предсказания траекторий ракет по результатам измерения их положений в прошедшие интервалы времени, он может быть использован для учета многократного рассеяния при определении параметров треков. Мы попытаемся кратко описать основные черты фильтра Кальмана и отсылаем к специальной литературе [102, 103] для более детального ознакомления.

Рассмотрим установку, в которой измерительные плоскости разделены слоями вещества[2]. В соответствии с теоремой Гаусса - Маркова, наилучшая (линейная) оценка параметров трека будет получена в том случае, когда при применении метода наименьших квадратов используется абсолютно верная матрица ошибок для всех измерений. Это означает, что мы должны скомбинировать разрешающую способность дрейфовых камер и эффект многократного рассеяния при вычислении матрицы ошибок, которая в результате этого становится недиагональной. В традиционном глобальном методе наименьших квадратов, полученная матрица ($N_{\text{измерений}} \times N_{\text{измерений}}$) должна быть вычислена и обращена. В эксперименте NOMAD, где $N_{\text{измерений}}$ лежит в интервале $50 \div 100$, инвертирование такой матрицы не только слишком дорого в терминах процессорного времени, но и нестабильно. Другим недостатком традиционного фита является его ограниченность: он обеспечивает параметры трека только для одной фиксированной точки, например, в начале трека. Для нахождения параметров в конце трека, необходимо выполнить совершенно независимый фит. Из-за многократного рассеяния результаты этих двух фитов не связаны между собой моделью трека и не могут быть получены один из другого.

Фильтр Кальмана является пошаговой методикой (где под шагом понимается процесс перехода от одной измерительной плоскости к следующей и ее включение в фит), которая может применятся к бесконечному числу измерений и дает с математической точки зрения точно такой же результат, что и стандартный метод наименьших квадратов. В приложении к фиту треков эта методика позволяет избегать обращения больших матриц и обеспечивает информацию о параметрах трека в любой точке, предоставляя возможность выявлять от-

[2]Это утверждение, конечно, всегда справедливо, но очень характерно для детектора NOMAD.

счеты, не принадлежащие треку, и обеспечивая экстраполяцию и интерполяцию в другие поддетекторы.

Давайте рассмотрим фильтр Кальмана на примере линейной дискретной динамической системы, которая в каждой (дискретной) точке времени (t_k) характеризуется вектором состояния x_k. Эволюция этого вектора состояния во времени описывается (независящим от времени) уравнением системы:

$$x_k \;=\; f_k(x_{k-1}) \;+\; w_k$$

где f_k - определяющая функция (модель трека в нашем случае), а w_k - случайное возмущение в системе, так называемый процесс шума (многократное рассеяние в нашем случае).

Вектор состояния системы не обязательно должен непосредственно наблюдаться. В большинстве случаев мы имеем дело с наблюдаемой функцией вектора состояния с учетом ошибок измерения[3]:

$$m_k \;=\; h_k(x_k) \;+\; \varepsilon_k$$

где m_k - вектор наблюдаемых (в эксперименте NOMAD измеряется только одна координата в каждой Z измерительной плоскости). В дальнейшем мы предположим, что w_k и ε_k являются независимыми случайными векторами со средним значением 0 и конечной матрицей ошибок.

Линеаризация системы в окрестности x_{k-1} приводит к:

$$f_k(x_{k-1}) \;=\; F_k \cdot x_{k-1}$$
$$h_k(x_k) \;=\; H_k \cdot x_k$$

Теперь мы можем определить основные понятия фильтра Кальмана:

- **Предсказание (Prediction)** - оценка вектора состояния системы в "будущем", т.е. предсказание вектора состояния в момент времени или в измерительной плоскости $(i+1)$ с учетом всех предыдущих измерений до m_i.

- **Фильтрация (Filtering)** - оценка "текущего" вектора состояния на основе всех "предыдущих" измерений, т.е. определение параметров трека с учетом всех измерений[4] до m_i (или после m_i). Другими словами фильтрация включает измерение в момент времени или в измерительной плоскости i в предсказание.

- **Фильтр (Filter)** - это процесс фильтрации. Например, фильтрация от m_1 до m_i состоит в использовании фильтра от m_1 до m_{i-1}, продолжение трека от m_{i-1} до m_i и добавление m_i. Фильтр может иметь направление вперед (i увеличивается) или назад (i уменьшается).

- **Сглаживание (Smoothing)** - использование всех измерений для определения параметров трека в любой точке. Из-за многократного рассеяния параметры, вычисленные в разных точках не связаны посредством модели трека. На самом деле эти оценки параметров являются решениями разных проблем: χ^2, подлежащий минимизации зависит от точки, в который параметры трека должны быть вычислены. Сглаженная оценка может быть получена как взвешенное среднее двух фильтров: первый (вперед) от m_1 до m_i, второй (назад) от m_N до m_{i+1}.

[3]Разность между истинным значением физической или геометрической величины и значением, измеренным в детекторе, называется *ошибкой измерения*.

[4]Подразумевается, что измерения упорядочены во времени для правильного учета многократного рассеяния, поскольку матрица ошибок зависит от этого порядка. Без многократного рассеяния порядок не влияет на результат работы фильтра, как и в случае глобального фита.

Основная идея фильтра Кальмана может быть проиллюстрирована следующим образом. Если у нас есть оценка вектора состояния в момент времени t_{k-1}, она экстраполируется к времени t_k посредством уравнения системы. Оценка в момент времени t_k вычисляется как взвешенное среднее предсказанного вектора состояния и измерения во время t_k, соответствующего уравнению измерения. Информация, которая содержится в этой новой оценке может быть передана назад (ко всем предыдущим оценкам параметров) посредством второго фильтра, направленного в обратную сторону.

Основные формулы для предсказания, фильтрации и сглаживания в линейной динамической системе:

Уравнение системы:

$$x_k^{true} \; = \; F_k \cdot x_{k-1}^{true} \; + \; w_k$$

$$E\{w_k\} \; = \; 0, \quad cov\{w_k\} \; = \; Q_k \quad (1 \leq k \leq n)$$

Уравнение измерения:

$$m_k \; = \; H_k \cdot x_k^{true} \; + \; \varepsilon_k$$

$$E\{\varepsilon_k\} \; = \; 0, \quad cov\{\varepsilon_k\} \; = \; V_k \; = \; G_k^{-1} \quad (1 \leq k \leq n)$$

где матрицы Q_k и V_k представляют собой описание процесса шума (многократное рассеяние) и измерительных погрешностей (разрешающая способность детектора) соответственно.

Обозначения:

- x_k^{true} - истинное значение вектора состояния во время t_k
- $\tilde{x}_k^j$ - оценка x_k^{true}, используя все измерения до времени j ($j < k$: предсказание, $j = k$: фильтрация, $j > k$: сглаживание, $\tilde{x}_k^k = \tilde{x}_k$)
- $C_k^j = cov\{\tilde{x}_k^j - x_k^{true}\}$
- $r_k^j = m_k - H_k \cdot \tilde{x}_k^j$ - residual
- $R_k^j = cov\{r_k^j\}$

В случае предсказанного вектора состояния j обычно соответствует $(k-1)$, для сглаженного вектора состояния j обычно равно n.

Prediction:

- Extrapolation of the state vector:
  $\tilde{x}_k^{k-1} = F_k \, \tilde{x}_{k-1}$
- Extrapolation of the covariance matrix:
  $C_k^{k-1} = F_k C_{k-1} F_k^T + Q_k$
- Predicted residuals:
  $r_k^{k-1} = m_k - H_k \, \tilde{x}_k^{k-1}$
- Covariance matrix of the predicted residuals:
  $R_k^{k-1} = V_k + H_k C_k^{k-1} H_k^T$

Filter (Weighted means formalism):

- Filtered state vector:
  $\tilde{x}_k = C_k[(C_k^{k-1})^{-1} \, \tilde{x}_k^{k-1} + H_k^T G_k m_k]$

- Covariance matrix of the filtered state vector:
  $C_k = [(C_k^{k-1})^{-1} + H_k^T G_k H_k]^{-1}$

- χ^2 increment:
  $\chi^2_{k,F} = r_k^T G_k^{-1} r_k + (\tilde{x}_k - \tilde{x}_k^{k-1})^T (C_k^{k-1})^{-1} (\tilde{x}_k - \tilde{x}_k^{k-1})$

Smoother:

- Smoothed state vector:
  $\tilde{x}_k^n = \tilde{x}_k + A_k(\tilde{x}_{k+1}^n - \tilde{x}_{k+1}^k)$

- Smoother matrix:
  $A_k = C_k F_{k+1}^T (C_{k+1}^k)^{-1}$

- Covariance matrix of the smoothed state vector:
  $C_k^n = C_k + A_k(C_{k+1}^n - C_{k+1}^k) A_k^T$

- Smoothed residuals:
  $r_k^n = m_k - H_k \tilde{x}_k^n = r_k - H_k(\tilde{x}_k^n - \tilde{x}_k)$

- Covariance matrix of the smoothed residuals:
  $R_k^n = R_k - H_k A_k (C_{k+1}^n - C_{k+1}^k) A_k^T H_k^T = V_k - H_k C_k^n H_k^T$

При использовании фильтра Кальмана процессорное время, затраченное на фит трека пропорционально числу отсчетов в этом треке, тогда как при глобальной минимизации методом наименьших квадратов оно пропорционально кубу этого числа при учете эффекта многократного рассеяния.

Реализация процедуры фитирования треков в программе реконструкции для дрейфовых камер установки NOMAD

Процедура фитирования треков проходит в 3 этапа: фильтрация вперед и назад, сглаживание. Последний этап обеспечивает наилучшую возможную оценку параметров трека в любой измерительной плоскости.

Подпрограмма фитирования осуществляет эти 3 этапа до тех пор пока процедура не сойдется. Критерием сходимости является изменение χ^2 трека между 2 итерациями, которое не должно превышать значение параметра `Converge` (типичное значение 0.1). Если `Converge`=0, то не накладывается критерия на сходимость.

Фильтр Кальмана был осуществлен двумя различными способами: с использованием матрицы весов и матрицы ошибок. Последний метод является более быстрым в смысле процессорного времени, так как позволяет избежать обращения нескольких матриц на итерацию при учете эффекта многократного рассеяния.

Было найдено, что набор формул позволяет упростить и ускорить процесс вычислений: если W и V - симметричные матрицы, а T несингулярная матрица того же порядка, что и V (W), то справедливы следующие равенства

$$(V^{-1} + W^{-1})^{-1} = V(W+V)^{-1}W$$

$$(TV^{-1}T + W^{-1})^{-1} = V(V + TWT)^{-1}W$$

По окончании процедуры фитирования проверяется качество каждого трека: число отсчетов (должно быть больше `DcGlobal.Minhit`) и эффективность[5] ($\varepsilon >$

[5]Эффективность трека определяется как отношение числа отсчетов, включенных в данный трек, к числу пересеченных измерительных плоскостей.

`DcGlobal.Efficiency`). Плохо восстановленные треки разрушаются, а использованные отсчеты освобождаются для других попыток построить хороший трек.

Для хорошо восстановленных треков (в отсутствии ошибочно включенных в трек отсчетов), если матрица ошибок на параметры была правильно вычислена, χ^2 для отфитированных треков приблизительно соответствует распределению χ^2 с числом степеней свободы равным числу отсчетов в данном треке минус число параметров, с помощью которых описывается траектория частицы.

Чтобы сравнить качество восстановления треков разной длины N_{hit} (где N_{hit} - число отсчетов, включенных в трек), обычно вычисляют вероятность найти χ^2 больше, чем полученное значение:

$$P(\chi^{'\ 2} > \chi^2) = \int_{\chi^2}^{\infty} p_n(\chi^{'\ 2})\ d\chi^{'\ 2}$$

где p_n - функция плотности вероятности (p.d.f) для χ^2 распределения с n степенями свободы. Для правильно восстановленных треков P равномерно распределена в интервале от 0 до 1. Наличие плохо восстановленных треков приводит к избытку событий в области $P \to 0$.

3.1.5 Калибровка

Для обеспечения хорошего качества координатных измерений, система дрейфовых камер должна быть тщательно откалибрована. Эта важная задача требует значительных ресурсов процессорного времени ввиду огромного количества параметров, нуждающихся в уточнении (5 на проволочку, 9 на плоскость и 1 на камеру), и большого эффективного объема детектора ($3 \times 3 \times 5$ м^3). Эта задача решается с помощью процедуры alignment, описанной ранее.

Все калибровочные константы, полученные таким образом ($\sim$40000), заносятся в NOMAD базу данных (на основе HEPDB [104]) и автоматически извлекаются в процессе реконструкции при нахождении метки начала нового набора экспериментальных данных [105].

Дополнительная информация об условиях работы детектора во время набора данных (высокое напряжение, отсоединенные плоскости, мертвые проволочки, утечки газовой смеси и т.д.) также доступна и используются во время реконструкции.

Результаты реконструкции могут быть сохранены в виде ZEBRA-структур и зачитаны программой с целью экономии процессорного времени, необходимого, чтобы повторно вычислить параметры треков.

Пример "сырого" события из реальных данных приведен на рис. 3.2. После выполнения реконструкции в дрейфовых камерах и идентификации частиц посредством комбинирования информации разных элементов установки (matching package, см. ниже), мы получили следующий результат (см. рис. 3.3).

3.1.6 Модель трека

Использование правильной модели трека крайне важно для качественной работы процедуры фитирования.

Модель трека описывает зависимость измерений от начальных значений в идеальном случае отсутствия ошибок измерения и взаимодействия частицы с веществом.

Траектория заряженной частицы в постоянном магнитном поле описывается следующим уравнением движения:

$$d^2\vec{x}/d^2s = (kq/p) \cdot (d\vec{x}/ds) \times B(\vec{x}(s)),$$

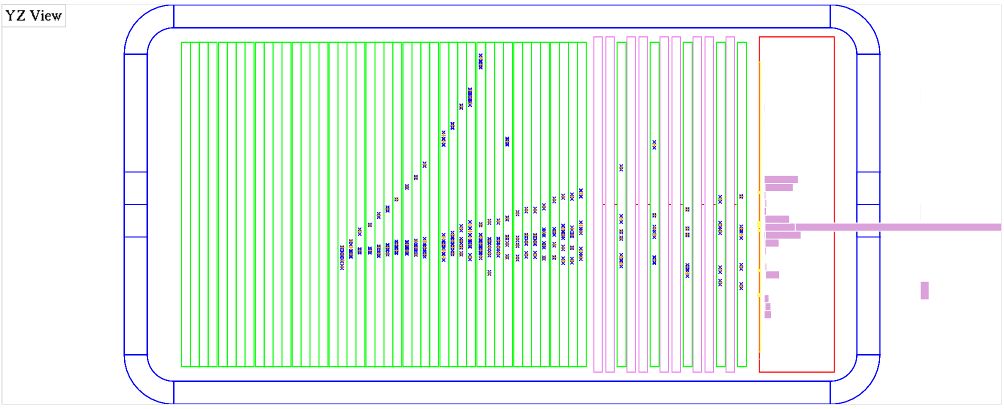

Рис. 3.2: Событие run 8744 event 228 из реальных данных. Можно легко увидеть неработающую дрейфовую плоскость в середине детектора.

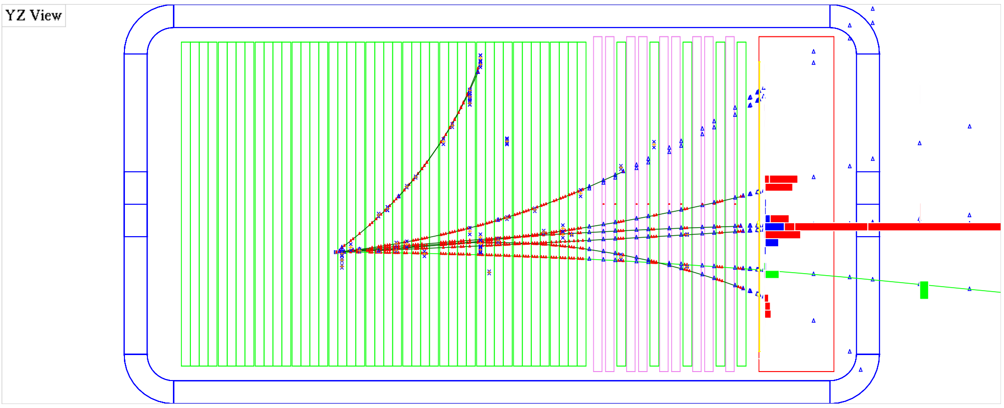

Рис. 3.3: Событие run 8744 event 228 из реальных данных после выполнения реконструкции в дрейфовых камерах и идентификации частиц с помощью других элементов установки (см. ниже).

где s - длина дуги, k - коэффициент пропорциональности, q - заряд частицы (с учетом знака), p - абсолютное значение импульса частицы и $B(\vec{x})$ - величина магнитного поля.

В процессе своего движения через детектор частица испытывает влияние со стороны вещества, из которого построен детектор. Есть эффекты, которые могут быть приняты во внимание: средние энергетические потери и среднее многократное рассеяние. Они зависят от массы частицы, ее импульса, толщины пересекаемого материала и, конечно, от типа этого материала.

Давайте рассмотрим параметризацию, использованную для процедуры фита, и соответствующую алгебру:

- шаг экстраполяции, который подразумевается достаточно малым, чтобы параметры трека можно было считать постоянными на этом интервале;
- матрица производных для шага экстраполяции (матрица F в обозначениях фильтра Кальмана);
- матрица многократного рассеяния (матрица Q в обозначениях фильтра Кальмана);
- вычисление потерь энергии (ионизационные потери и потери энергии на тормозное излучение).

Мы детально рассмотрим модель винтовой линии, которая справедлива для заряженной частицы в магнитном поле. Однако все вычисления были также выполнены для линейной модели, которая служит для описания траекторий нейтральных частиц или заряженных частиц в областях без магнитного поля.

Модель трека, которая используется на первой стадии работы программы реконструкции в дрейфовых камерах, соответствует пиону[6].

Определение параметров

Следующий набор параметров (см. рис. 3.1) был выбран для фитирования треков в текущей версии программы реконструкции в дрейфовых камерах [98]:

- x - координата положения трека в данной z плоскости;
- y - координата положения трека в данной z плоскости;
- $\frac{1}{R}$ - кривизна траектории (знак противоположен заряду частицы);
- $\tan\lambda$ - тангенс угла наклона;
- ϕ - угол трека в (yz) плоскости ($\tan\phi = -\frac{dy}{dz}$);
- t - время пересечения частицей данной z плоскости.

Соотношение между импульсом p и радиусом R:

$$p(\text{ГэВ}) = 0.003 \cdot B(\text{Т}) \cdot R(\text{см})/\cos\lambda$$

отражает выбор системы единиц (расстояние измеряется в см, импульс - в ГэВ, магнитное поле - в Тесла, время - в нс).

Нужно подчеркнуть, что знак $(1/R)$ отражает знак заряда частицы только в том случае, если время направлено в правильную сторону вдоль трека. Согласно принятому правилу произведение $R\phi$ увеличивается со временем, если оно направлено в правильную сторону (т.е. соответствует порядку отсчетов в треке).

Будем называть p вектором параметров: $(x,\ y,\ \frac{1}{R},\ \tan\lambda,\ \phi,\ t)$.

[6]Это означает, что вычисления траектории частицы, энергетических потерь и эффекта многократного рассеяния подразумевают массу пиона.

Шаг экстраполяции

Используя ϕ как изменяющийся параметр, можно записать уравнение движения частицы в постоянном магнитном поле, направленном вдоль оси x:

$$\begin{aligned} x &= x_0 + R \cdot \tan\lambda \cdot (\phi - \phi_0) \\ y &= y_0 + R \cdot (\cos\phi - \cos\phi_0) \\ z &= z_0 + R \cdot (\sin\phi - \sin\phi_0) \end{aligned}$$

где R и $\tan\lambda$ остаются неизменными вдоль траектории.

Чтобы вычислить матрицу производных (F в [102] и [103]), необходимую для экстраполяции матрицы ошибок, надо выразить параметры p_1 через параметры p_0, определяя p_i как значения параметров траектории в точке ее пересечения с вертикальной плоскостью (xy) при $z = z_i$.

$$\sin\phi_1 = \sin\phi_0 + (z_1 - z_0) \cdot (1/R)$$

Для упрощения вычислений считаем R и $\tan\lambda$ неизменными на одном элементарном шаге экстраполяции. Это приближение справедливо, так как экстраполяция осуществляется от одной измерительной плоскости до следующей (расстояние между двумя последовательными измерительными плоскостями изменяется от 2.5 до 3.5 см в установке NOMAD), что позволяет пренебречь количеством пересекаемого вещества (с учетом низкой средней плотности активной части детектора). Энергетические потери принимаются во внимание в новой точке положения трека (как будет описано позже).

Среди всех возможных значений ϕ_1 выбирается первое пересечение с выбранной плоскостью с учетом требуемого направления времени. С помощью значения ϕ_1 в новой точке можно вычислить величины всех остальных параметров:

$$\begin{aligned} x_1 &= x_0 + \tan\lambda_0 \cdot R_0 \cdot (\phi_1 - \phi_0) \\ y_1 &= y_0 + R_0 \cdot (\cos\phi_1 - \cos\phi_0) \\ \tan\lambda_1 &= \tan\lambda_0 \\ t_1 &= t_0 + R_0 \cdot (\phi_1 - \phi_0)/(\beta\cos\lambda_0) \end{aligned}$$

В последнем уравнении β соответствует скорости движения частицы, а $R \cdot \Delta\phi$ (где $\Delta\phi = \phi_1 - \phi_0$) имеет правильный знак в соответствии с выбранным соглашением.

Матрица производных (F)

Матрица F между двумя измерительными плоскостями (из "0" в "1") определяется как производная результата p_1 по отношению к начальному значению p_0:

$$F = \frac{dp_1}{dp_0}$$

Вычисление производных нужно выполнить тщательно, не забывая, что ϕ_1, который является параметром, используется для нахождения x_1, y_1, t_1 в точке "1". Дифференцируя $\sin\phi_1$, получаем:

$$\cos\phi_1 \cdot d\phi_1 = \cos\phi_0 \cdot d\phi_0 + (z_1 - z_0) \cdot d(R_0^{-1})$$

и, следовательно:

$$\begin{aligned} \frac{\partial\phi_1}{\partial\phi_0} &= \frac{\cos\phi_0}{\cos\phi_1}, \\ \frac{\partial\phi_1}{\partial R_0^{-1}} &= \frac{z_1 - z_0}{\cos\phi_1} \end{aligned}$$

Другие (ненулевые) производные (с учетом обозначений $\Delta\phi = \phi_1 - \phi_0$ и $\Delta z = z_1 - z_0$):

$$\begin{aligned}
\frac{\partial x_1}{\partial x_0} &= 1 \\
\frac{\partial x_1}{\partial R_0^{-1}} &= \frac{\tan\lambda}{R^{-1}} \cdot \left(\frac{\Delta z}{\cos\phi_1} - \frac{\Delta\phi}{R^{-1}}\right) \\
\frac{\partial x_1}{\partial \tan\lambda_0} &= \frac{\Delta\phi}{R^{-1}} \\
\frac{\partial x_1}{\partial \phi_0} &= \frac{\tan\lambda}{R^{-1}} \cdot \left(\frac{\cos\phi_0}{\cos\phi_1} - 1\right) \\
\frac{\partial y_1}{\partial y_0} &= 1 \\
\frac{\partial y_1}{\partial R_0^{-1}} &= \frac{1}{R^{-1}} \cdot \left(\frac{\cos\phi_0 - \cos\phi_1}{R^{-1}} - \frac{\sin\phi_1 \Delta z}{\cos\phi_1}\right) \\
\frac{\partial y_1}{\partial \phi_0} &= \frac{\sin\phi_0 - \frac{\sin\phi_1\cos\phi_0}{\cos\phi_1}}{R^{-1}} \\
\frac{\partial R_1^{-1}}{\partial R_0^{-1}} &= 1 \\
\frac{\partial \tan\lambda_1}{\partial \tan\lambda_0} &= 1
\end{aligned}$$

Мы пренебрегаем производной времени пролета по отношению к длине дуги, потому что после фита трека неопределенность в знании времени составляет приблизительно половину нс для трека, пересекающего весь детектор, а неопределенность на длину дуги намного меньше 15 см. С учетом этого приближения:

$$\frac{\partial t_1}{\partial t_0} = 1$$

Надо подчеркнуть, что для справедливости всех приведенных здесь формул требуется $F \cdot F^{-1} \equiv 1$, следствием чего является необходимость использовать $R^{-1} = \frac{1}{2}(R_0^{-1} + R_1^{-1})$ и $\tan\lambda = \frac{1}{2}(\tan\lambda_0 + \tan\lambda_1)$ при выполнении этих вычислений.

3.1.7 Многократное рассеяние

Основным источником влияния среды на движение заряженной частицы является многократное кулоновское рассеяние, то есть упругое рассеяние частицы на ядрах вещества.

Одиним из важнейших критериев качества реконструкции является хорошее разрешение при определении параметров трека. Помимо использования правильной модели трека, учет многократного рассеяния в процедуре фита уменьшает полученные ошибки на параметры[7]. Поэтому необходимо вычислить вклад многократного рассеяния в ошибки на параметры при экстраполяции от одной измерительной плоскости до другой и использовать эту информацию при фите треков [102].

Пусть θ_1 и θ_2 - независимые углы многократного рассеяния в двух перпендикулярных плоскостях (одна из них содержит траекторию частицы, а другая

[7]Это следствие теоремы Гаусса - Маркова.

перпендикулярна ей). Можно установить связь между параметрами винтовой линии(λ и ϕ) и углами многократного рассеяния (θ_1 и θ_2):

$$\delta\lambda = \theta_1, \qquad \delta\phi = \frac{\theta_2}{\cos\lambda}$$

Эти соотношения могут быть получены посредством следующих вычислений. Давайте выберем два ортогональных единичных вектора

$$\vec{e}_1 \;=\; \begin{pmatrix} \sin\lambda \\ -\cos\lambda\cdot\sin\phi \\ \cos\lambda\cdot\cos\phi \end{pmatrix} \qquad \text{и} \qquad \vec{e}_2 \;=\; \begin{pmatrix} 0 \\ \cos\phi \\ \sin\phi \end{pmatrix}$$

Третий вектор получается из двух предыдущих:

$$\vec{e}_3 \;=\vec{e}_1\times\vec{e}_2 \;=\; \begin{pmatrix} \cos\lambda \\ \sin\lambda\cdot\sin\phi \\ -\sin\lambda\cdot\cos\phi \end{pmatrix}$$

Эффект многократного рассеяния приводит к изменению вектора $\vec{e}_1$

$$\vec{e}_1\prime \;=\; \vec{e}_1 \;+\; \theta_2\cdot\vec{e}_2 \;+\; \theta_1\cdot\vec{e}_3$$

Используя две первые компоненты этого вектора, находим:

$$\sin\lambda' \;=\; \sin\lambda \;+\; \theta_1\cdot\;\cos\lambda$$

или $\delta\lambda = \theta_1$.
Аналогично, из

$$-\cos\lambda'\cdot\sin\phi' \;=\; -\cos\lambda\cdot\sin\phi \;+\; \theta_2\cdot\cos\phi \;+\; \theta_1\cdot\sin\lambda\cdot\sin\phi$$

и

$$-\cos\lambda'\cdot\sin\phi' = -\cos\lambda\cdot\sin\phi' \;+\; \theta_1\cdot\sin\lambda\cdot\sin\phi' =$$

$$-\cos\lambda\cdot\sin\phi \;-\cos\lambda\cdot\delta\phi\cdot\cos\phi \;+\; \theta_1\cdot\sin\lambda\cdot\sin\phi + ...$$

следует, что $\delta\phi = \frac{\theta_2}{\cos\lambda}$.

Чтобы полностью учесть эффект многократного рассеяния, нам необходимы две строки матрицы F, которые соответствуют изменению параметров $\tan\lambda$ и ϕ:

$$F_{\tan\lambda} = \frac{dp_1}{d(\tan\lambda_0)} \qquad \text{и} \qquad F_\phi = \frac{dp_1}{d\phi_0},$$

где

$$F_{\tan\lambda} = (R\cdot(\phi_1-\phi_0),\; 0,\; 0,\; 1,\; 0,\; 0)$$

и

$$F_\phi = (R\cdot\tan\lambda\cdot(\frac{\cos\phi_0}{\cos\phi_1}-1),\; R\cdot(\sin\phi_0-\tan\phi_1\cdot\cos\phi_0),\; 0,\; 0,\; \frac{\cos\phi_0}{\cos\phi_1},\; 0)$$

Принимая это во внимание и используя простейшую формулу для стандартного отклонения угла многократного рассеяния [107]

$$\theta = \frac{0.0136\ (\text{ГэВ})}{\beta p}\cdot\sqrt{\frac{s}{X_0}}\cdot\left(1+0.038\cdot ln\left(\frac{s}{X_0}\right)\right) \approx \frac{0.0136\ (\text{ГэВ})}{\beta p}\cdot\sqrt{\frac{s}{X_0}}$$

(где s - длина дуги вдоль траектории частицы и X_0 - радиационная длина), можно вычислить матрицу ошибок Q_{MS} для многократного рассеяния, интегрируя вдоль траектории частицы. Например, элементы этой матрицы, возникающие из-за изменений переметра $\tan\lambda$, могут быть записаны следующим образом

$$V_{\tan\lambda}(p(i),p(j)) = \int_{\phi_0}^{\phi_1} F_{\tan\lambda}(p(i))F_{\tan\lambda}(p(j))(\frac{d\tan\lambda}{d\lambda})^2 d\sigma^2(\theta_1) =$$
$$\int_{\phi_0}^{\phi_1} F_{\tan\lambda}(p(i))F_{\tan\lambda}(p(j))\cdot k\cdot(\frac{d\tan\lambda}{d\lambda})^2 ds$$

Если $i=j$, то это дисперсия, если $i\neq j$ - корреляционный член.

Другими словами,

$$V_{\tan\lambda}(x,x) = \int_{\phi_0}^{\phi_1} R^2(\phi_1-\phi(s))^2\epsilon_{\tan\lambda}(s)ds \text{ ,где}$$

$ds = \frac{Rd\phi}{\cos\lambda}$, $\epsilon_{\tan\lambda} = k\cdot(\frac{d\tan\lambda}{d\lambda})^2$, $\frac{d\tan\lambda}{d\lambda} = \frac{1}{\cos^2\lambda}$, $k = (\frac{0.0136GeV}{\beta p})^2\cdot\frac{1}{X_0}$
В процессе этих вычислений мы подразумеваем однородное и непрерывное распределение вещества между точками "0" и "1".

Введем обозначение $A = \frac{Rk}{\cos^5\lambda}$ и вычислим все элементы матрицы многократного рассеяния, связанные с λ:

$$\begin{aligned}
V_{\tan\lambda}(x,x) &= A\int_{\phi_0}^{\phi_1} R^2(\phi_1-\phi)^2 d\phi = \frac{AR^2}{3}(\phi_1-\phi_0)^3 \\
V_{\tan\lambda}(\tan\lambda,\tan\lambda) &= A(\phi_1-\phi_0) \\
V_{\tan\lambda}(x,\tan\lambda) &= \frac{AR}{2}(\phi_1-\phi_0)^2
\end{aligned}$$

Можно проверить нормировку, вычисляя, например:

$$V(\lambda) = \cos^4\lambda\cdot V(\tan\lambda) = \frac{kR(\phi_1-\phi_0)}{\cos\lambda} = ks$$

что соответствует хорошо знакомой формуле, приведенной выше.

Аналогично можно вычислить элементы матрицы Q_{MS} из-за изменений в ϕ ($B = A\cdot\cos^2\lambda$)

$$\begin{aligned}
V_\phi(x,x) &= \frac{BR^2\tan^2\lambda}{2\cos^2\phi_1}\times[-3\sin\phi_1\cdot\cos\phi_1 + 2\cos^2\phi_1\cdot(\phi_1-\phi_0) + (\phi_1-\phi_0) \\
&\quad -\sin\phi_0\cdot\cos\phi_0 + 4\sin\phi_0\cdot\cos\phi_1] \\
V_\phi(y,y) &= -\frac{BR^2}{2\cos^2\phi_1}\times[2\sin\phi_1\cdot\cos\phi_1\cdot\cos^2\phi_0 - \sin\phi_1\cdot\cos\phi_1 \\
&\quad -2\sin\phi_0\cdot\cos\phi_0\cdot\cos^2\phi_1 + \sin\phi_0\cdot\cos\phi_0 - (\phi_1-\phi_0)] \\
V_\phi(\phi,\phi) &= \frac{B}{2\cos^2\phi_1}\times[\sin\phi_1\cdot\cos\phi_1 - \sin\phi_0\cdot\cos\phi_0 + (\phi_1-\phi_0)] \\
V_\phi(x,y) &= -\frac{BR^2\tan\lambda}{2\cos^2\phi_1}\times[2\sin\phi_1\cdot\cos\phi_1\cdot\sin\phi_0 - \sin\phi_0\cdot\cos\phi_0\cdot\sin\phi_1 \\
&\quad +\sin\phi_1\cdot(\phi_1-\phi_0) + 2\cos^2\phi_1\cdot\cos\phi_0 - \cos\phi_1\cdot\cos^2\phi_0 - \cos\phi_1]
\end{aligned}$$

$$
\begin{aligned}
V_\phi(x,\phi) &= \frac{BR\tan\lambda}{2\cos^2\phi_1}\times[-\sin\phi_1\cdot\cos\phi_1+2\cos\phi_1\cdot\sin\phi_0 \\
&\quad -\sin\phi_0\cdot\cos\phi_0+(\phi_1-\phi_0)]
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
V_\phi(y,\phi) &= \frac{BR}{2\cos^2\phi_1}\times[\cos^2\phi_0\cdot\cos\phi_1-\cos\phi_1+\sin\phi_0\cdot\cos\phi_0\cdot\sin\phi_1 \\
&\quad -\sin\phi_1\cdot(\phi_1-\phi_0)]
\end{aligned}
$$

Эти результаты были получены с помощью программы REDUCE [108] для аналитических вычислений.

В случае, если нужно транспортировать матрицу многократного рассеяния в противоположном направлении (из точки "1" в точку "0") вдоль той же траектории: $Q_{10} = F_{10}Q_{01}F_{10}$, где $F_{ji} = \frac{\delta p_i}{\delta p_j}$. Более простой способ получить тот же самый результат состоит в том, чтобы поменять знак матрицы Q.

3.1.8 Потери энергии

Ионизационные потери

Чтобы достичь согласия между программой моделирования [80] и программой реконструкции при вычислении энергетических потерь в широком интервале импульсов (от нескольких десятков МэВ до нескольких сотен ГэВ) для всех заряженных частиц (кроме электронов[8]), нами была использована следующая формуля для расчета ионизационных потерь [109]

$$
-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{il} = Kz^2\rho\frac{Z}{A}\frac{1}{\beta^2}\left[\frac{1}{2}\ln\left(\frac{(2m_ec^2\gamma^2\beta^2)^2}{I^2(1+2\gamma m_e/M+(m_e/M)^2)}\right)-\beta^2-\frac{\delta}{2}\right]
$$

где $K = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2$, z - заряд частицы, M - ее масса, ρ - плотность детектора и I - средний ионизационный потенциал. Эффект плотности[9] $(\frac{\delta}{2})$ был параметризован как описано в [80] в зависимости от I, ρ, γ и Z.

Для вычисления параметров, зависящих от состава детектора, получена таблица плотностей ρ и радиационной длины X_0 на основе детального GEANT моделирования установки NOMAD (пакет GENOM [110]). Также используется зависимость $\frac{Z}{A}$ от Z. Приближенная формула $I = 16Z^{0.9}$ служит для вычисления ионизационного потенциала.

Эффект энергетических потерь принимается во внимание как изменение кривизны траектории 1/R за один шаг. Переход от стандартной формулы Бете к той, которая используется в программе, выполнен посредством следующей цепочки вычислений:

$$
\frac{d(1/R)}{dx} = -\frac{1}{R^2}\frac{dR}{dx}
$$

Используя $p = 0.003BR/\cos\lambda$ и $\frac{dp}{dx} = \frac{1}{\beta}\frac{dE}{dx}$ (т.к. $E\,dE = p\,dp$), получаем

$$
\frac{d(1/R)}{dx} = -\frac{1}{R^2}\frac{\cos\lambda}{0.003B\beta}\frac{dE}{dx}
$$

Можно переформулировать это выражение

$$
\frac{d(1/R)}{dE} = -\frac{1}{R^2}\frac{\cos\lambda}{0.003B\beta}
$$

[8] Учет энергетических потерь для электронов требует вычисления потерь энергии на тормозное излучение.

[9] Поправки $(-\beta^2)$ и $(-\frac{\delta}{2})$ добавлены для полноты. Эти эффекты пренебрежимо малы в нашем случае.

Тогда, увеличение 1/R за шаг длиной $\Delta x = R\Delta\phi/\cos\lambda$:

$$\Delta(1/R) = \frac{d(1/R)}{dE}\frac{dE}{dx}\Delta x = \frac{(1/R)}{0.003B\beta}\frac{dE}{dx}\Delta\phi$$

Нужно проверить знак приращения $1/R$ для 4 комбинаций знаков $1/R$ и $\Delta\phi$. Замечая, что знак $\Delta(1/R)$ должен соответствовать знаку $1/R$ и что произведение $R\Delta\phi$ положительно, вводим абсолютную величину:

$$\Delta(1/R) = \frac{d(1/R)}{dE}\frac{dE}{dx}\Delta x = \frac{|1/R|}{0.003B\beta}\frac{dE}{dx}\Delta\phi$$

где $\Delta\phi = \phi_{end} - \phi_{start}$.

Потери энергии на тормозное излучение

Радиационные потери, т.е. потери энергии на тормозное излучение (brem) для электронов и позитронов[10], были также учтены:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{brem} = \frac{E}{X_0}$$

где E - энергия электрона и X_0 - радиационная длина. Стоит напомнить, что для электронов потери энергии на тормозное излучение начинают превосходить ионизационные потери для энергий выше критической энергии [27]

$$E_c \approx \frac{800\ \text{МэВ}}{Z+1.2}$$

Это означает, что в установке NOMAD учет потерь энергии на тормозное излучение важен для любого электрона с энергией больше $\sim$ 100 МэВ (любой потенциально реконструируемый трек).

В идеальном случае, хотелось бы ввести порог на энергетические потери, выше которого трек электрона был бы разбит на два сегмента, а испускаемый тормозной фотон был бы обнаружен в электромагнитном калориметре. Однако, на практике, вычисление этого порога не представляется возможным, так как он зависит от множества разнообразных параметров (таких как энергия электрона, длина трека, качество юстировки системы дрейфовых камер, калибровка электромагнитного калориметра и т.д.). Поэтому было решено включить весь спектр потерь энергии на тормозное излучение (E - восстановленная энергия электрона) в "электронную" модель трека.

Аналогично вычислению ионизационных потерь, можно получить:

$$\Delta(1/R) = \frac{\Delta\phi}{\beta^2 X_0 \cos\lambda},$$

где с хорошей точностью $\beta = 1$.

Можно также найти аналог матрицы Q_{MS}, который учитывал бы изменение параметров из-за изменения кривизны $(1/R)$ в процессе тормозного излучения.

В предположении $1/k$ зависимости спектра испускаемых тормозных фотонов ($dN/dk = a/k$, где k - энергия фотона), можно вычислить дисперсию импульса электрона из-за эффекта тормозного излучения.

$$\sigma_k^2 = <k^2> - <k>^2$$

$$<k> = \int_0^E \frac{dN}{dk}\cdot k\cdot dk = a\cdot E = \frac{s}{X_0}\cdot E$$

[10] В последующем термин электрон применяется также к позитрону.

$$< k^2 >= \int_0^E \frac{dN}{dk} \cdot k^2 \cdot dk = a \cdot \frac{E^2}{2}$$

То есть

$$\sigma_k = E \cdot \sqrt{\frac{a}{2} - a^2} = E \cdot \sqrt{\frac{s}{2X_0} - \frac{s^2}{X_0^2}} \approx E \cdot \sqrt{\frac{s}{2X_0}}$$

где s - длина шага (обычно мала).

Из сохранения импульса ($\sigma_k = \sigma_p$) получаем

$$\sigma_{1/R} = \frac{3 \cdot 10^{-3} \cdot B}{p^2} \cdot \sigma_p \approx \frac{3 \cdot 10^{-3} \cdot B}{E^2} \cdot \sigma_E \approx \frac{3 \cdot 10^{-3} \cdot B}{E^2} \cdot \sqrt{\frac{s}{2X_0}}$$

Окончательно, используя дисперсию на $1/R$ из-за тормозного излучения и строку матрицы производных

$$\begin{aligned}
F_{1/R} \quad = \quad & (R \tan\lambda(\frac{\Delta z}{\cos\phi_1} - R(\phi_1 - \phi_0)), \\
& R^2(\cos\phi_0 - \cos\phi_1) - \frac{\sin\phi_1 \Delta z R}{\cos\phi_1}, \\
& 1, \\
& 0, \\
& \frac{\Delta z}{\cos\phi_1}, \\
& 0)
\end{aligned}$$

мы можем использовать аналогичную методику, что и для вычисления Q_{MS}, и получить элементы матрицы Q_{brem}:

$$\begin{aligned}
V_{1/R}(x,x) \quad &= \quad \alpha R^2 \tan^2\lambda \cdot \left[\left(\frac{\Delta z}{\cos\phi_1}\right)^2 (\phi_1 - \phi_0) - \frac{\Delta z R}{\cos\phi_1}(\phi_1 - \phi_0)^2 + \frac{R^2}{3}(\phi_1 - \phi_0)^3 \right] \\
V_{1/R}(y,y) \quad &= \quad \alpha \frac{R^4}{2\cos^2\phi_1} \cdot [4 \sin\phi_1 \cos\phi_1 \sin\phi_0 \frac{\Delta z}{R} - 3 \sin\phi_1 \cos^3\phi_1 + \\
& 4 \sin\phi_1 \cos^2\phi_1 \frac{\Delta z}{R}(\phi_1 - \phi_0) + 4 \sin\phi_0 \cos^3\phi_1 - \sin\phi_0 \cos^2\phi_1 \cos\phi_0 + \\
& 2\cos^4\phi_1(\phi_1 - \phi_0) + 4\cos^3\phi_1 \frac{\Delta z}{R} - 2\cos^2\phi_1 \left(\frac{\Delta z}{R}\right)^2 (\phi_1 - \phi_0) + \\
& \cos^2\phi_1(\phi_1 - \phi_0) - 4\cos\phi_1 \frac{\Delta z}{R} + 2\left(\frac{\Delta z}{R}\right)^2 (\phi_1 - \phi_0)] \\
V_{1/R}(1/R, 1/R) \quad &= \quad \alpha(\phi_1 - \phi_0) \\
V_{1/R}(\phi,\phi) \quad &= \quad \alpha \left(\frac{\Delta z}{\cos\phi_1}\right)^2 (\phi_1 - \phi_0) \\
V_{1/R}(x,y) \quad &= \quad \alpha \frac{R^4 \tan\lambda}{2\cos^2\phi_1} \cdot [\sin\phi_1 \cos\phi_1 \frac{\Delta z}{R}[(\phi_1 - \phi_0)^2 + 2] - 2\sin\phi_1 \left(\frac{\Delta z}{R}\right)^2 (\phi_1 - \phi_0) + \\
& 2\sin\phi_0 \cos^2\phi_1(\phi_1 - \phi_0) - 2\sin\phi_0 \cos\phi_1 \frac{\Delta z}{R} + \cos^3\phi_1[(\phi_1 - \phi_0)^2 + 2] - \\
& 2\cos^2\phi_1 \cos\phi_0 - 2\cos^2\phi_1 \frac{\Delta z}{R}(\phi_1 - \phi_0)]
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
V_{1/R}(x,1/R) &= \alpha R\tan\lambda\cdot\left[\frac{\Delta z}{\cos\phi_1}(\phi_1-\phi_0)-\frac{R}{2}(\phi_1-\phi_0)^2\right]\\
V_{1/R}(x,\phi) &= \frac{\Delta z}{\cos\phi_1}\times V_{1/R}(x,1/R)\\
V_{1/R}(y,1/R) &= \alpha[R^2(\sin\phi_1-\sin\phi_0)-(R^2\cos\phi_1+R\Delta z\tan\phi_1)(\phi_1-\phi_0)]\\
V_{1/R}(y,\phi) &= \frac{\Delta z}{\cos\phi_1}\times V_{1/R}(y,1/R)\\
V_{1/R}(1/R,\phi) &= \alpha\frac{\Delta z}{\cos\phi_1}(\phi_1-\phi_0)
\end{aligned}$$

где

$$\alpha=\frac{(3\cdot10^{-3}\cdot B)^2R}{2E^2X_0\cos\lambda}\;\left[\frac{1}{\text{см}^2}\right]$$

3.1.9 Пакет для экстраполяции треков

На основе вышеизложенного был разработан пакет программ для экстраполяции треков [111], который интенсивно используется в процессе фита, при реконструкции вершины и для нахождения ассоциаций между восстановленными объектами в различных элементах установки NOMAD (треками, кластерами, сегментами, отсчетами и т.д). Этот инструмент также используется для глобальной юстировки и калибровки детектора, полной реконструкции событий и идентификации частиц. Точность экстраполяции является функцией шага экстраполяции, который был выбран следующим образом: 0.5 см в магнитном поле и 10 см в областях без магнитного поля.

Дополнительный набор параметров $(\frac{1}{p},x,y,\frac{p_x}{p_z},\frac{p_y}{p_z})$ используется для экстраполяции в отсутствии магнитного поля. Он также удобен для поиска и фита вершины. Переход от одного набора параметров к другому выполняется автоматически в зависимости от геометрического положения трека и абсолютной величины магнитного поля.

Магнитное поле внутри магнита установки NOMAD было измерено и параметризовано полиномиальными функциями. Полученная карта магнитного поля используется для экстраполяции треков внутри установки. Можно считать магнитное поле постоянным вдоль оси x (изменения величины магнитного поля внутри эффективного объема детектора не превосходят нескольких процентов) и пренебречь двумя другими компонентами.

Для минимизации числа операций при экстраполяции треков был разработан специальный интерфейс. Каждому треку приписывается набор его экстраполяций в определенные измерительные плоскости, который обновляется в соответствии с запросами пользователя таким образом, что уже существующий результат не вычисляется заново. Если трек был отфитирован заново (например, при изменении типа частицы), все ранее существовавшие результаты экстраполяции отбрасываются и вычисляются новые.

Одна особенность процедуры экстраполяции оказалась крайне полезной: отказ от экстраполяции треков, которые заканчиваются в вершинах, содержащих выходящие заряженные треки. Такой подход позволяет улучшить нахождение соответствий между откликами элементов установки NOMAD для сегментов треков, что особенно важно для идентификации и реконструкции электронов и для избежания двойного учета информации[11].

[11] Например, не строятся лишние TRD треки и не применяется напрасно алгоритм для

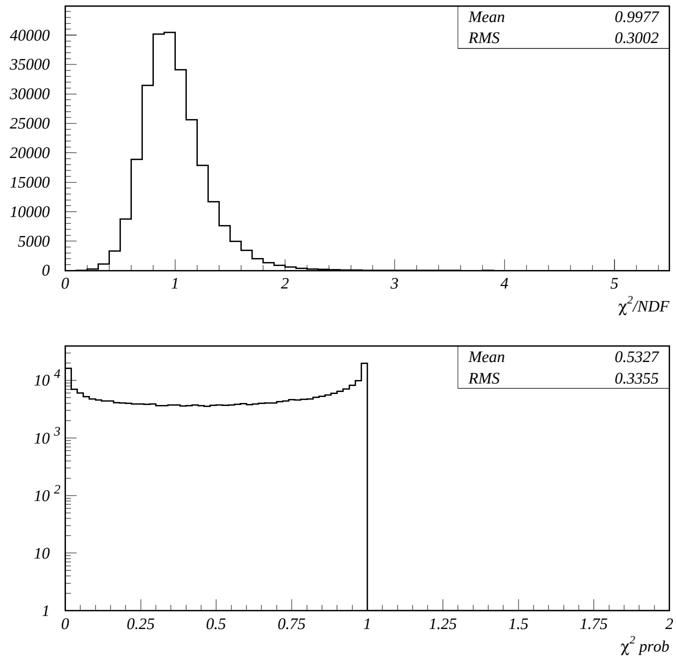

Рис. 3.4: Распределения χ^2 и вероятности χ^2 для мюонных треков из реальных данных.

3.1.10 Результаты работы NOMAD программы реконструкции в дрейфовых камерах

χ^2 треков после фита является важным критерием качества работы программы реконструкции. В линейном случае при гауссообразном распределении шума χ^2 треков должен соответствовать распределению χ^2 с $(n - m)$ числом степеней свободы, где n - число независимых измерений и m - число параметров трека. Важность этого критерия заключается в его способности подтвердить или опровергнуть гипотезу о том, что данный набор измерений действительно соответствует одному треку. В случае, когда эффект многократного рассеяния и ошибки измерения в детекторе правильно учтены, χ^2 треков с большой точностью соответствует распределению χ^2. Так как любой источник фона имеет тенденцию увеличить χ^2 трека, то обрезание по этой величине позволяет избавиться от ошибок, совершенных при поиске треков.

Учет описанных выше эффектов в программе реконструкции позволил улучшить импульсное разрешение и получить разумое распределение для χ^2 на число степеней свободы (number of degrees of freedom - NDF) - χ^2/NDF. В результате распределение для вероятности χ^2 почти равномерное (рис. 3.4).

Использование предложенного алгоритма для поиска треков и разработанной модели трека позволило достигнуть высокой эффективности реконструкции. На рис. 3.5 представлена зависимость эффективности реконструкции от числа отсчетов и импульса трека, полученная с помощью программы модели-

идентификации в TRD при наложениях сигнала (см. далее), что может приводить к потере эффективности идентификации электронов.

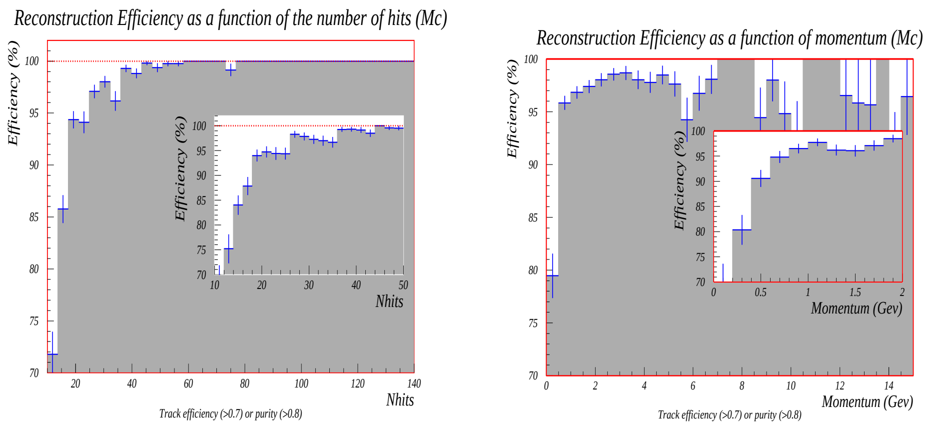

Рис. 3.5: Зависимость эффективности реконструкции треков от длины (числа отсчетов) трека (лево) и его импульса (право).

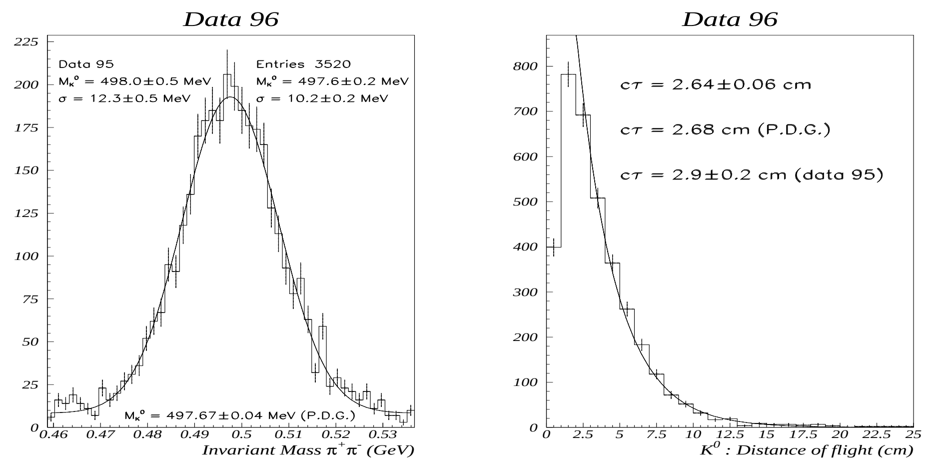

Рис. 3.6: Качество реконструкции K^0_S в выборке данных '96 года (инвариантная масса и время жизни). Значения, полученные в данных '95 года, приведены для сравнения.

рования. Стоит отметить, что эффективность реконструкции лучше чем 95%, а основные потери возникают из-за низкоэнергетичных коротких треков, испущенных под большими углами.

Был предложен критерий для проверки импульсного разрешения в реальных данных с помощью вторичных вершин типа V^0: ширины восстановленных K^0_S (рис. 3.6) и Λ^0 (рис. 3.7) пиков эффективных масс связаны с разрешением по импульсу. Измеренные ширины (11 МэВ и 4 МэВ) соответствуют нашей оценке импульсного разрешения $\frac{\sigma_p}{p} \sim 3.5\%$ (рис. 2.17).

3.1.11 Реконструкция вершин

Реконструкция вершин в детекторе NOMAD выполнена с помощью пакета для нахождения и фита вершин [112], который использует восстановленные треки в дрейфовых камерах.

Основными задачами процесса реконструкции вершин являются

- определение топологии события (решение о том, какие треки должны

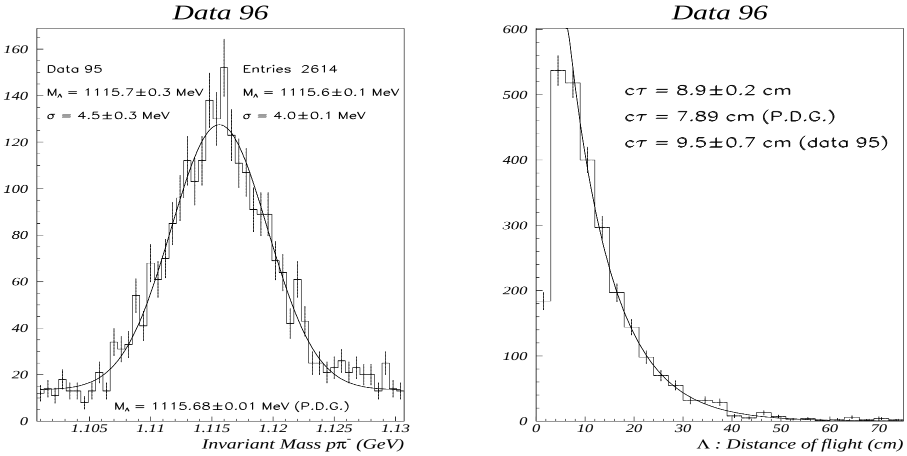

Рис. 3.7: Качество реконструкции Λ^0 в выборке данных '96 года (инвариантная масса и время жизни). Значения, полученные в данных '95 года, приведены для сравнения.

принадлежать каждой из вершин);

- выполнение фита для определения положения вершины и параметров каждого трека в вершине;

- определение типа вершины (первичная, вторичная, V^0 и т.д.).

Методика фильтра Кальмана позволяет осуществить фит вершины, а также добавить или удалить трек из существующей вершины без повторного выполнения фита.

Здесь будут кратко представлены основные результаты по реконструкции вершины в детекторе NOMAD. Более детальная инфорация может быть найдена в [86].

Большинство нейтринных взаимодействий в эффективном объеме установки NOMAD происходит в пассивном веществе (панелях) дрейфовых камер. Вершины взаимодействия восстановливаются посредством экстраполяции треков заряженных частиц. На рисунке 3.8 показано распределение первичных вершин в плоскости, перпендикулярной направлению пучка (с учетом критерия отбора $-120 \leq\ x, y\ \leq 120$ см). Заметно постепенное уменьшение интенсивности пучка от центра к краям детектора. Девять квадратов с высокой интенсивностью соответствуют распоркам, которые служат для крепления камер.

На рисунке 3.9 показано распределение первичных вершин вдоль направления пучка. Информация об 11 модулях была использована для детального изучения области ~ 10 см вокруг центра камеры. Можно легко увидеть, что, как и ожидалось, большая часть нейтринных взаимодействий происходит в стенках дрейфовых камер (восемь пиков, см. рис. 2.7). Области с малым числом взаимодействий соответствуют трем дрейфовым промежуткам и сотовым панелям.

Пространственное разрешение при реконструкции вершины было изучено с помощью моделированых событий. Результаты представлены на рисунке 3.10: достигается разрешение 600 мкм, 90 мкм и 860 мкм для x, y и z соответственно.

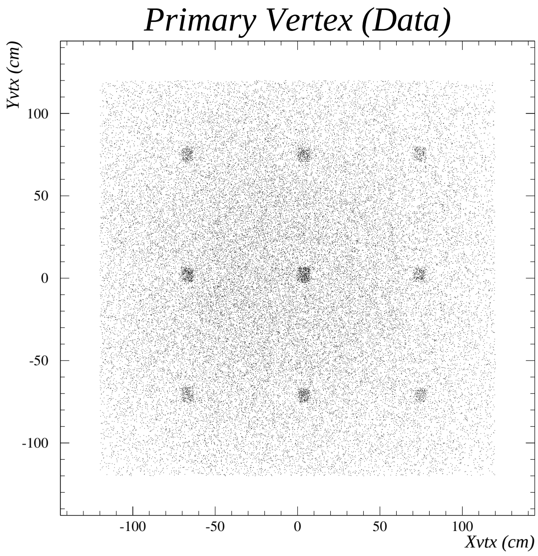

Рис. 3.8: Распределение первичных вершин в плоскости, перпендикулярной направлению пучка, для реальных данных.

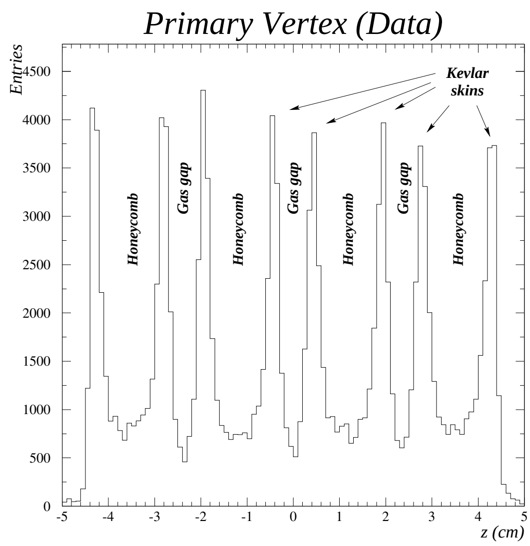

Рис. 3.9: Распределение первичных вершин вдоль направления пучка для реальных данных.

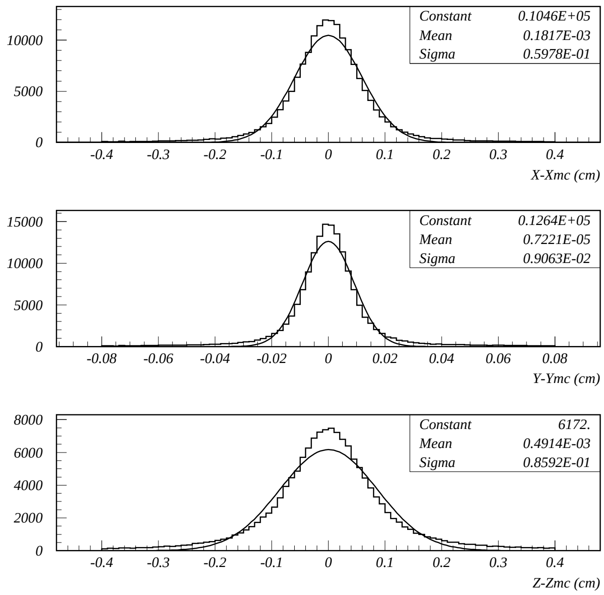

Рис. 3.10: Пространственное разрешение при реконструкции вершины в ν_μ CC MC событиях: достигается разрешение 600 мкм, 90 мкм и 860 мкм для x, y и z соответственно.

3.2 Идентификация частиц в эксперименте NOMAD

Физические задачи, стоящие перед экспериментом NOMAD, требуют эффективной идентификации частиц. Эта проблема была решена с помощью специального пакета подпрограмм (subdetector matching package) для ассоциации информации от разных элементов установки, описанного ниже.

3.2.1 Ассоциация информации от разных элементов установки (subdetector matching)

Процесс ассоциации измерений в разных элементах установки зависит как от типа поддетекторов, так и от стадии самого процесса. Поэтому он должен обеспечивать возможность передачи информации от одного поддетектора к другому, т.к. знание о результатах измерения в одном из элементов установки может привести к другой интерпретации измерений. Например, построение кластеров в калориметрах зависит как от точек попадания заряженных треков, так и от их типов (если он известен). Другой пример связан с реконструкцией траектории электрона в детекторе NOMAD: если реконструированный в дрейфовых камерах трек был идентифицирован как электрон в TRD, то можно разбить трек на сегменты, создать нейтральные треки, соответствующие тормозным фотонам, и потребовать их ассоциации с информацией детектора ливней и электромагнитного калориметра.

Процесс построения ассоциаций (matching process)

Процесс построения ассоциаций состоит в комбинировании измерений в каждом из элементов установки и выборе подходящих комбинаций для построения объектов более высокого уровня (заряженных и нейтральных треков).

При создании алгоритма, который осуществляет выбор комбинаций, надо предусмотреть следующее:

- так как результатом работы алгоритма является идентификация частиц, то необходимо предвидеть некоторую обратную связь с процессами реконструкции более низкого уровня, например:
  - модель трека для идентифицированных электронов должна учитывать потери энергии на тормозное излучение. Это может потребовать отфитировать трек заново с использованием другой модели трека;
  - распады π и K мезонов приводят к образованию мюонов, которые желательно отличить от мюонов из первичной вершины. Для этого можно использовать алгоритм поиска точек излома на треках, идентифицированных как мюоны;
  - заряженный трек, который рассматривается программой как адрон (нет электронной идентификации в TRD; есть энерговыделение в HCAL), требует отличного от электронного алгоритма построения кластеров [113].
- необходимо предусмотреть высокую степень гибкости в процессе построения ассоциаций. Это позволило бы развивать независимо критерии идентификации в каждом из элементов установки и облегчило бы их совместное использование в дальнейшем.

Управление всем процессом осуществляет ядро программы (matching engine), которое последовательно вызывает все декларированные на стадии инициализации подпрограммы для каждого из поддетекторов и проверяет, что они действуют в рамках установленных правил.

Подпрограммы для построения ассоциаций

Все алгоритмы идентификации реализованы в виде набора подпрограмм (одна на каждый поддетектор).

Результатом работы алгоритма является построение объекта (MatchObject (MO)), который представляет собой комбинацию индивидуальных измерений в каждом из поддетекторов (detector object (DO)). DO может содержать кроме ссылок на несколько результатов “phase 1” реконструкции (например, кластеры в каждой из плоскостей PRS, два сегмента в проекциях мюонных камер) также информацию о качестве ассоциации объектов (mismatch χ^2).

В процессе работы алгоритма могут возникнуть неоднозначности. Было решено, что каждый DO может входить в состав только одного MO (если какая-то из подпрограмм нарушает это правило, то на экране появляется соответствующая информация, но не предпринимается никаких действий).

Более детальное описание процесса построения ассоциаций в программном обеспечении эксперимента NOMAD может быть найдено в [114].

Некоторые полезные распределения

Здесь будут представлены некоторые результаты работы программы, которые были получены посредством экстраполяции DC треков в TRD, PRS и ECAL (рис. 2.23). Они позволяют контролировать качество отклика поддетекторов и могут рассматриваться как иллюстрация предложенного метода построения ассоциаций. Например, можно проверить правильность геометрического положения TRD, однородность его отклика, изучить зависимость энерговыделения в трубке TRD от импульса и угла трека (рис. 3.11). Нахождение соответствий между заряженными треками и кластерами PRS позволяет уточнить геометрическое положение PRS (рис. 3.12).

Графика

Большинство ошибок в процессе реконструкции и неэффективностей алгоритмов построения ассоциаций могут быть устранены после визуализации нескольких событий на графическом дисплее. Необходимо также обратить внимание на возможность легко извлечь необходимую детальной информацию. Мы разработали довольно гибкий универсальный пакет графических программ (generic package [115]), основанный на OnX [116] и Ci [117] программах, и использовали возможность напечатать на экране информацию о выбранных объектах.

3.2.2 Идентификация мюонов в эксперименте NOMAD

Мюонная идентификация в эксперименте NOMAD является очень важной задачей.

Импульс мюона измеряется системой дрейфовых камер с точностью $\sim$3% для импульсов ниже 20 ГэВ, где основной вклад в ошибку вносит эффект многократного рассеяния. Для больших импульсов разрешение постепенно ухудшается, поскольку вклад ошибки координатного измерения становится доминирующим. Однако, знак заряда мюона может быть надежно измерен до импульса $\sim$200 ГэВ (см. рис. 3.13).

Сегменты трека восстановливаются по отсчетам в мюонных камерах, и экстраполированные из дрейфовых камер треки ассоциируются с этими сегментами. В случае, когда ассоциация удовлетворяет определенным критериям качества (которые зависят от типа анализа), трек идентифицируется как мюон. Детальное описание соответствующего алгоритма дано в [118]. Как видно из рисунка 3.14 эффективность идентификации мюона практически не зависит от его импульса в области больше 5 ГэВ.

Мюон обычно оставляет энерговыделение в ECAL эквивалентное 500 МэВ электромагнитного ливня, и энерговыделение в HCAL эквивалентное 1.4 ГэВ адронного ливня[12].

Для некоторых типов анализа в эксперименте NOMAD очень важно отобрать события, которые *не* содержат первичный мюон. Мюоны с очень малым импульсом могут быть идентифицированы лишь с использованием кинематических критериев отбора. Для более энергетичных мюонов можно проверить соответствие энерговыделений в ECAL и HCAL мюонной гипотезе. Для мюонов с импульсом, превышающим порог на достижение мюонных камер и попадающих в их геометрический аксептанс, эффективность обнаружить по крайней мере 2 из 8-16 возможных отсчетов составляет по существу 100%. Например, требование отсутствия отсчетов в мюонных камерах вдоль траектории экстраполированного трека совместно с требованием соответствия энерговыделений в ECAL и HCAL минимально-ионизирующей частице, приводят к уровню подавления фона от мюонов 10^{-3} среди адронов с импульсом $p > 4$ ГэВ при эффективности 90%.

[12]В обоих случаях фактическое энерговыделение несколько ниже, т.к. калибровочные константы оптимизированы для измерения энергий электромагнитных и адронных ливней соответственно.

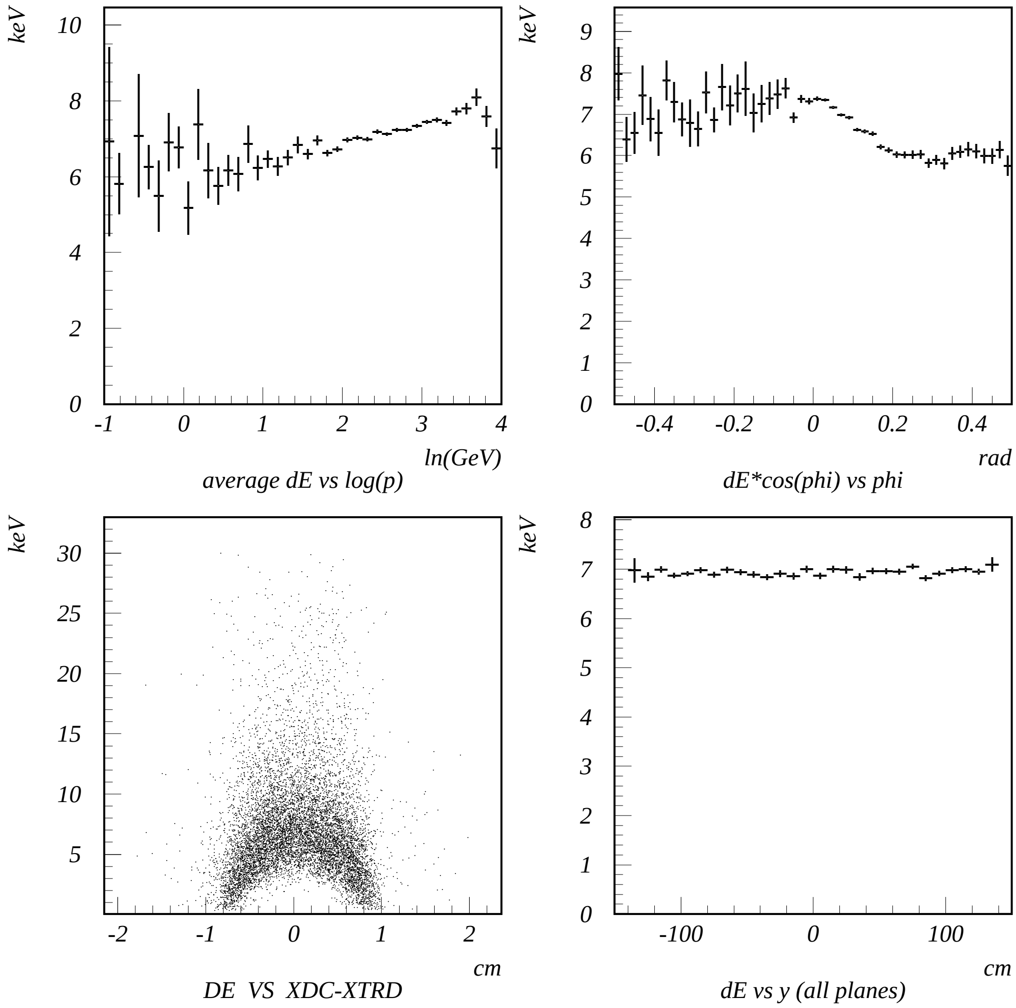

Рис. 3.11: Среднее энерговыделение в трубке TRD (заполненной ксеноном) как функция импульса мюона. Среднее энерговыделение в трубке TRD как функция угла ϕ (угол в вертикальной плоскости). Энерговыделение в зависимости от расстояния до проволочки. Среднее энерговыделение в трубке TRD как функция y-координаты: нет зависимости.

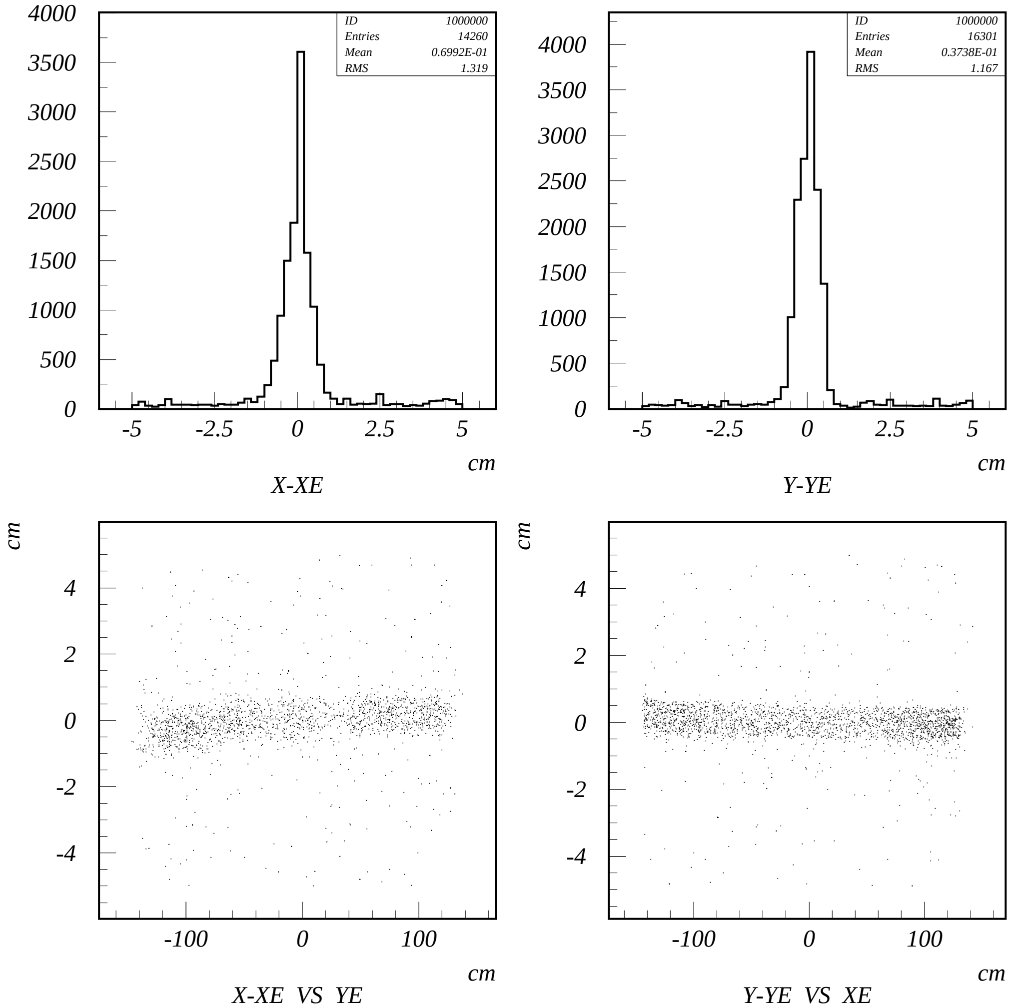

Рис. 3.12: Пример юстировки PRS для периода набора данных. Расстояние от точки экстраполяции DC трека до ближайшего кластера PRS в x и y проекциях после смещения PRS на -0.4 см (x) и -1.3 см (y). Внизу: разность в одной из координат как функция другой: видно, что PRS повернут относительно системы дрейфовых камер (примерно на 0.5 см при ширине детектора более чем 240 см).

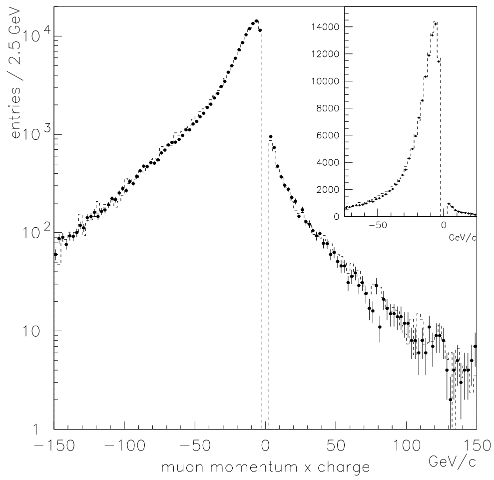

Рис. 3.13: Импульсный спектр мюонов с учетом знака заряда (сравнение реальных данных и моделированных событий).

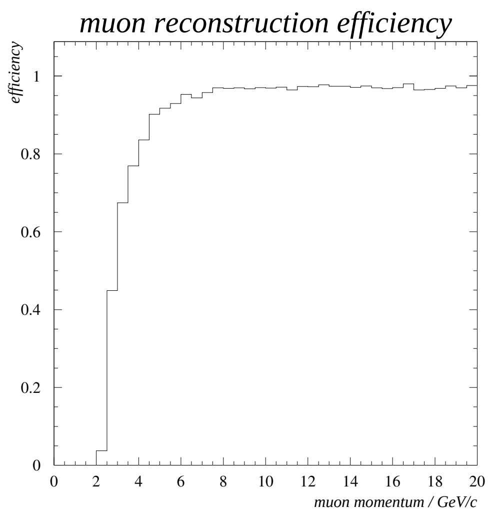

Рис. 3.14: Эффективность идентификации мюона как функция его импульса для ν_μ CC событий.

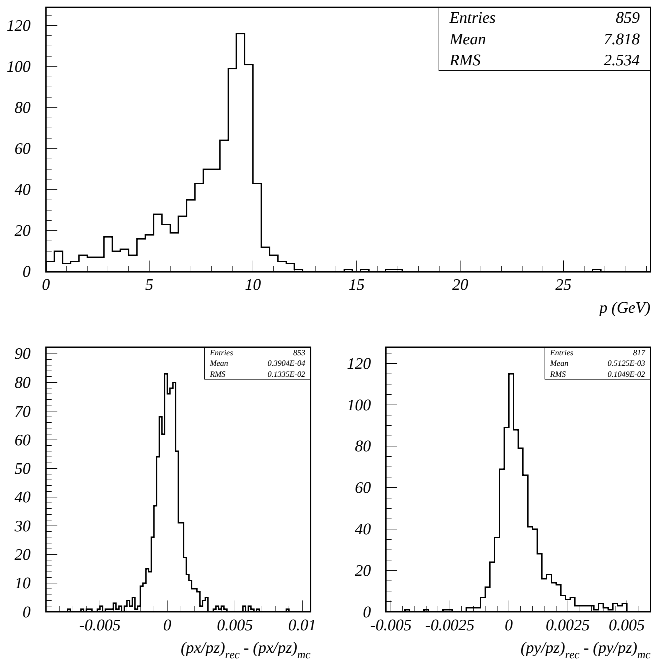

Рис. 3.15: Смоделированные 10 ГэВ электроны восстановлены с использованием стандартной модели трека ("пионная" гипотеза) во время фита. Можно отметить, что реконструированный начальный импульс электрона и его направление в плоскости YZ имеют систематический сдвиг.

3.3 Идентификация электронов

Идея эксперимента NOMAD основана на предположении о возможности эффективного отбора $\tau^- \to e^- \nu_\tau \bar{\nu}_e$ событий при удержании фона на уровне нескольких событий. Этот метод требует хорошей идентификации и реконструкции электронов. Поэтому детектор был сконструирован с учетом потребностей этого анализа. Возможность использования адронных мод распада τ^- была изучена впоследствии. Выяснилось, что конфигурация предложенной установки оказалась хорошо подходящей для их регистрации. Более того, возможность проверки и сравнения результатов, полученных в различных модах распада τ^--лептона, оказалась особенно интересной из-за разных фоновых условий.

Тем не менее, электронный канал распада τ^--лептона рассматривается как наиболее мощный инструмент для поиска осцилляций в эксперименте NOMAD. Однако, существует большое количество потенциальных источников фона, которые приводят к наличию изолированного e^- в событии: ν_e CC взаимодействия, асимметричные конверсии фотонов, π^0 и η Далиц-распады, комптоновское рассеяние и распады μ^-, K_{e3} и π_{e2}. Первые два из вышеперечисленных источников фона являются наиболее важными.

Очевидно, что для поиска осцилляций в канале распада $\tau \to e$ необходимо совместить высокую эффективность идентификации электронов с хорошей реконструкцией начального импульса электрона и его направления.

К сожалению, использование стандартного подхода ("пионная" гипотеза в процедуре фита) при реконструкции электронов приводит к систематическим

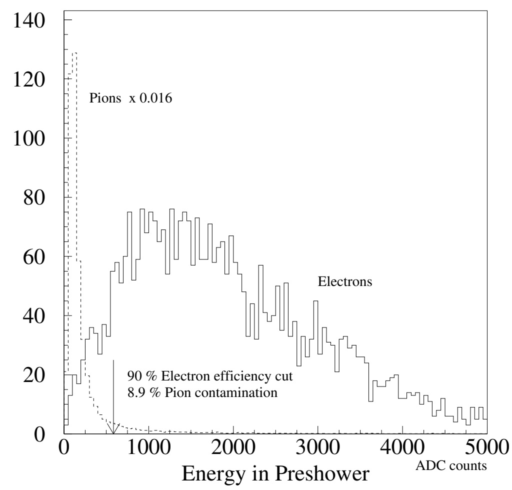

Рис. 3.16: Сравнение отклика детектора ливней на пионы и электроны (измерения на тестовом пучке).

ошибкам как в определении импульса, так и направления электрона в первичной вершине (см. рис. 3.15). В этом случае возможность использования кинематики события для поиска осцилляций в $\tau^- \to e^- \nu_\tau \bar{\nu}_e$ канале распада существенно ограничена. Другими словами, необходимо разработать специальную процедуру для идентификации и реконструкции траектории электрона в установке NOMAD. Эта процедура оказалась достаточно сложной, и мы опишем пути решения некоторых основных проблем.

Прежде всего, необходимо обеспечить высокую эффективность идентификации электронов, удерживая в то же время фон от адронов на уровне $< 3 \times 10^{-6}$. Это требование легко понять на основе суммарной статистики, которая будет накоплена в эксперименте NOMAD по окончании периода набора данных (1.15×10^6 ν_μ CC событий и 3.9×10^5 ν_μ NC событий).

3.3.1 Идентификация электронов в эксперименте NOMAD

Для отделения электронов от других заряженных частиц в установке NOMAD используется информация детектора переходного излучения (TRD), детектора ливней (PRS) и электромагнитного калориметра (ECAL). Соответствующие алгоритмы были разработаны на основе интенсивных измерений на тестовых пучках.

Использование детектора ливней и электромагнитного калориметра

Прототип детектора ливней, состоящий из двух слоев по 10 трубок в каждом, был использован для изучения отклика детектора на электроны и пионы в режиме тестового пучка [119]. Таким образом удалось определить уровень подавления пионов (π) на основе сигнала PRS при известной эффективности идентификации электронов. Было показано, что использование только PRS для электронов с энергией больше 4 ГэВ позволяет получить 90% эффективность идентификации электронов при 10% фоне от π (см рис. 3.16).

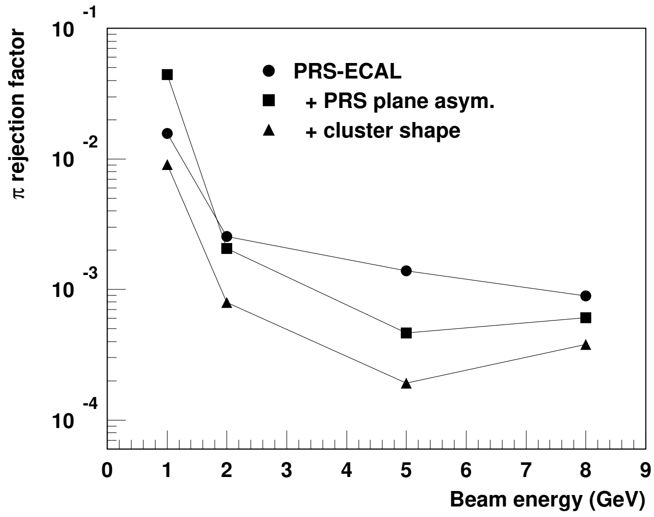

Рис. 3.17: Совместный уровень подавления фона от адронов для PRS и ECAL (измерения на тестовом пучке).

Разделение π/e существенно улучшается при использовании ECAL совместно с PRS. В условиях тестового пучка частица рассматривается как электрон если энерговыделение в ECAL совместимо с энергией пучка в пределах разрешения калориметра. Объединение этого требования с PRS алгоритмом позволяет достичь уровня фона 10^{-3} в области энергий $2 \div 10$ ГэВ при эффективности регистрации электронов 90%, смотри рис. 3.17.

Дополнительный фактор подавления фона (2–3) возникает из-за требования соответствия энерговыделения в ячейках ECAL форме электромагнитного ливня [121].

К сожалению, результаты, полученные на тестовом пучке, не могут быть напрямую использованы при работе детектора в режиме набора данных из-за наличия наложения сигналов в случае высокоэнергетичных нейтринных взаимодействий с большой множественностью.

Использование детектора переходного излучения

Детектор переходного излучения (TRD) был сконструирован для отделения электронов от других заряженных частиц. Соответствующий метод базируется на различии в отклике TRD на электроны и другие заряженные частицы в области импульсов от 0.5 до 50 ГэВ. Рис. 3.18 показывает отклик одной трубки TRD при пересечении ее 10 ГэВ электронами и пионами.

Разделение двух гипотез осуществляется на основе отношения правдоподобия $\mathcal{L}$ (смотри рис. 3.19), вычисленного исходя из отклика всех трубок, пересекаемых налетающей частицей.

$$\mathcal{L} = \sum_{i=1}^{N} ln \frac{P(\varepsilon_i \mid e)}{P(\varepsilon_i \mid \pi)} \tag{3.1}$$

где:

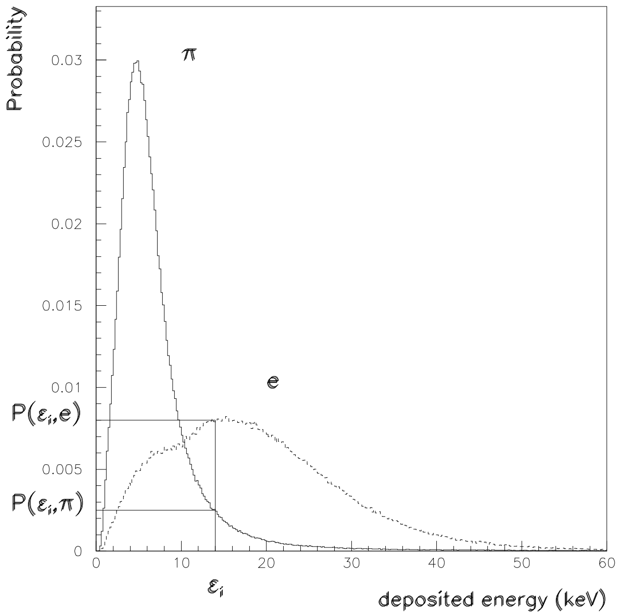

Рис. 3.18: Энерговыделение в одной трубке TRD при пересечении ее 10 ГэВ электронами и пионами (Монте-Карло моделирование).

- N - суммарное число трубок, пересекаемых заряженной частицей и включенных в TRD трек ($N \leq 9$);
- ε_i - энерговыделение в i-ой трубке вдоль траектории частицы;
- $P(\varepsilon_i \mid e)$ и $P(\varepsilon_i \mid \pi)$ - вероятности для электрона e и пиона[13] π оставить энергию ε_i в i-ой TRD плоскости.

Как видно из рис. 3.19, требуемая эффективность идентификации электронов определяет порог на отношение правдоподобия и соответствует известному уровню подавления фона от заряженных адронов.

Спектры энергетических потерь (как ионизационных, так и потерь на переходное излучение) были вычислены на основе моделирования и подтверждены измерениями на тестовом пучке.

При 90% эффективности идентификации электронов NOMAD TRD достигает 10^3 уровня подавления фона для изолированных треков в области импульсов 0.5 $\div$ 50 ГэВ [93].

Как видно из описания алгоритма, правильная ассоциация TRD трубок изучаемому треку является важным фактором для эффективной идентификации электронов.

3.3.2 Построение TRD треков при помощи экстраполяции DC треков

Эта задача была решена с помощью экстраполяции DC треков и процедуры “matching”. В процессе реконструкции события в детекторе NOMAD суще-

[13] Под пионом подразумевается любая заряженная частица кроме электрона.

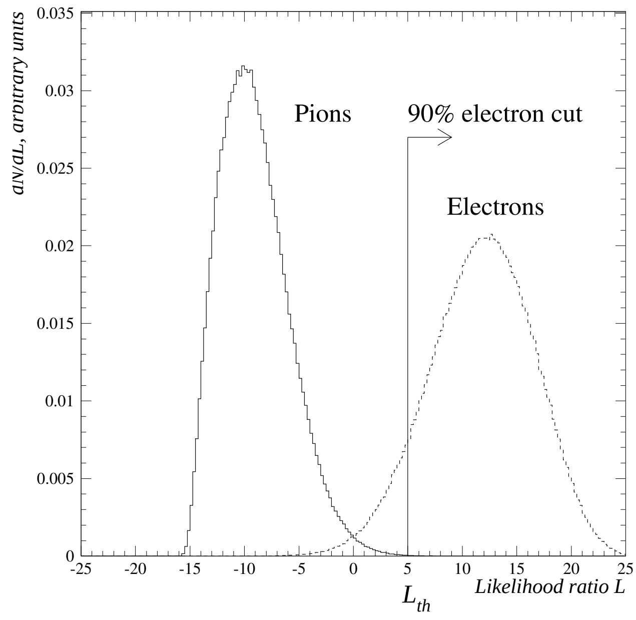

Рис. 3.19: Распределения отношения правдоподобия для 10 ГэВ электронов и пионов, пересекающих 9 модулей TRD (Монте-Карло моделирование).

ствует обмен информацией между DC и TRD. Например, на первой стадии реконструкции информация об x координате, измеренной посредством TRD, используется для построения DC треков [101] в TRD области активной мишени.

Изначально была разработана независимая программа реконструкции в TRD [120]. Она строит TRD треки, которые затем ассоциируются с DC треками для обеспечения идентификации частиц [90]. К сожалению, в случае нейтринных взаимодействий с высокой множественностью, могло случиться что несколько частиц пересекают один и тот же набор TRD трубок (наложение сигналов в TRD). Если информация об этом отсутствует (как в случае использования независимой программы реконструкции в TRD), то может произойти ошибка при работе алгоритма идентификации, т.к. из-за сложения энерговыделений от нескольких частиц вероятность неверной идентификации существенно возрастает. Эта проблема была частично решена за счет использования экстраполированных DC треков для сбора отсчетов в TRD и построения TRD треков[14]. Например, это может привести к построению нескольких TRD треков с использованием одних и тех же отсчетов в TRD. В таком случае может быть применен специальный алгоритм [90], который принимает во внимание всю доступную информацию об импульсах частиц, числе перекрывающихся отсчетов и т.д. Данный подход позволяет существенно улучшить чистоту идентифицированных электронов/позитронов. Например, число перекрывающихся $\pi\&\pi$ идентифицированных как $e\&e$ убывает с 95% до $\sim$1% [90].

[14]Это сделано на этапе построения ассоциаций с использованием высокой координатной точности для экстраполированных DC треков ($\sim$1 мм, рис. 3.20), которая существенно лучше, чем диаметр TRD трубки.

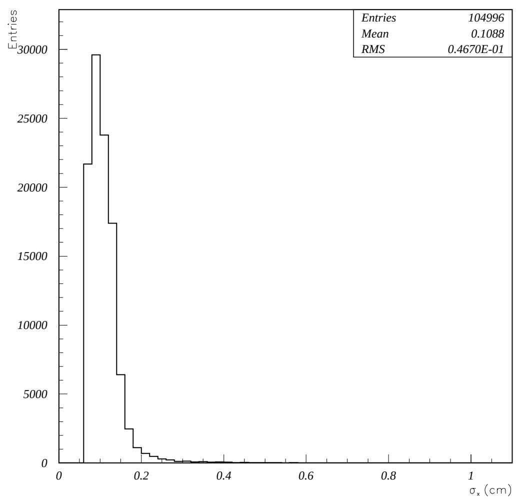

Рис. 3.20: Неопределенность по x координате для экстраполированного DC трека в TRD измерительной плоскости ∼1 мм; это намного лучше, чем диаметр TRD трубки (1.6 см).

В результате, можно утверждать, что объединение информации различных элементов установки NOMAD (DC, TRD, PRS и ECAL) позволяет достичь требуемого уровня подавления фона от адронов при хорошей эффективности идентификации электронов.

3.4 Реконструкция электронов

Предложенный алгоритм построения соответствий особенно полезен для идентификации и реконструкции траекторий электронов/позитронов в установке NOMAD.

3.4.1 Специальный алгоритм для реконструкции траекторий электронов

Несколько различных подходов были опробованы для идентификации и реконструкции электронов. Простейший из них применяется если электрон восстановлен в виде одного трека на первом этапе DC реконструкции и идентифицирован в TRD. Тогда мы можем заново отфитировать трек, добавляя Q_{brem} матрицу в описание шума в процессе фильтра Кальмана. Хотя начальное направление электрона определяется достаточно хорошо, импульсное разрешение $\sigma(p)/p \sim 15\%$ оставляет желать лучшего (см. рис. 3.21).

В случае, если траектория электрона была разбита на несколько частей на первом этапе DC реконструкции, и только последний сегмент был идентифицирован как электрон, то мы сканируем структуру треков и вершин с целью изменить тип всех сегментов, которые соединены между собой посредством вершин специального типа.

Для улучшения импульсного разрешения можно использовать следующий метод. Он состоит в последовательном применении алгоритма поиска точек

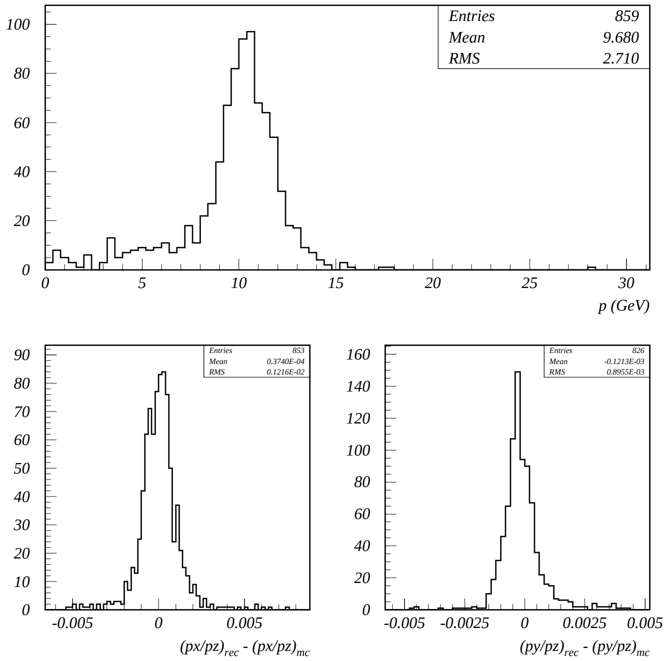

Рис. 3.21: Смоделированные 10 ГэВ электроны восстановлены с использованием специальной модели трека ("электронная" гипотеза), который принимает во внимание потери энергии на тормозное излучение в процессе фита. Направление первичного электрона восстановлено лучше в сравнении с "пионной" моделью трека (см. рис. 3.15). Восстановленный начальный импульс электрона также ближе к смоделированному значению, однако, разрешение по импульсу недостаточно хорошо.

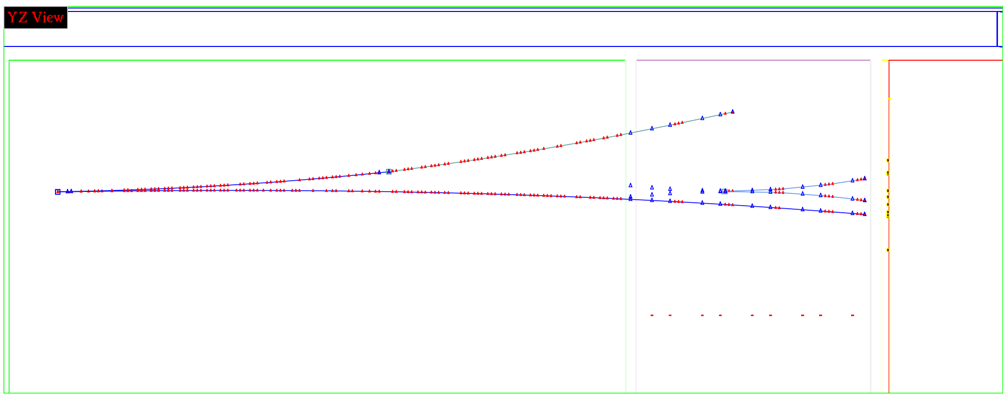

Рис. 3.22: Событие Run 10409 Event 22765 (YZ проекция) из реальных данных до попытки применить алгоритм поиска точек излома траектории. Нижний трек был идентифицирован как электрон в TRD.

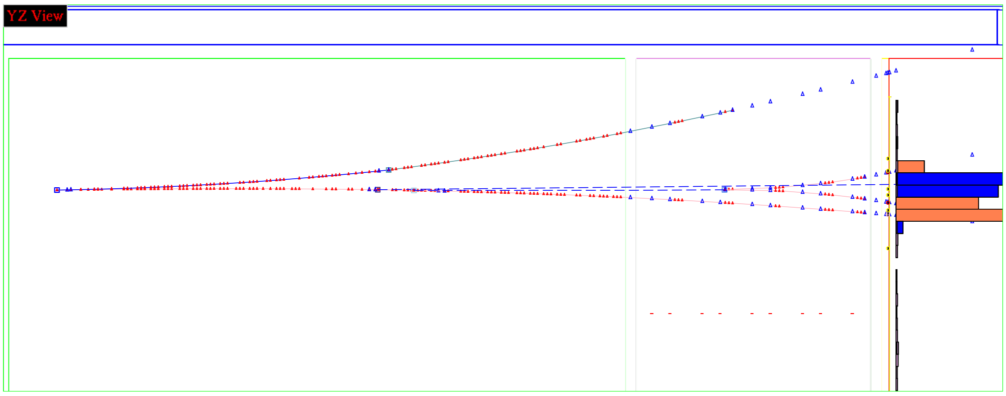

Рис. 3.23: Событие Run 10409 Event 22765 (YZ проекция) после применения алгоритма последовательного поиска точек излома. Две таких точки были найдены вдоль траектории электрона и связаны с двумя фотонами: один сформирован из реконструированной конверсии в эффективном объеме дрейфовых камер, а другой - из нейтрального кластера в ECAL.

излома вдоль идентифицированной электронной траектории. Надо отметить, что другая модель трека должна быть использована в этом случае, т.к. модель, использующая Q_{brem}, приводит к разрушению информации, которая необходима для поиска точек излома траектории. Таким образом, мы должны ввести еще одну модель трека, которая подразумевает массу электрона и отсутствие потерь энергии на тормозное излучение. Этот новый подход работает следующим образом. Во-первых, мы создаем цепочку сегментов трека, соединенных друг с другом посредством вершин, разламывая начальную траектория в местах наиболее вероятных изломов (соответствующих точкам испускания высокоэнергетичных тормозных фотонов) и соединяя новые сегменты с помощью вершин специального типа (BREM). Во-вторых, мы пытаемся найти тормозные фотоны, соответствующие этим вершинам, используя нейтральные кластеры в ECAL и реконструированные конверсии в эффективном объеме детектора. Давайте обратим внимание на то, что дополнительные инструменты для работы с нейтральными треками необходимы чтобы разрабатывать этот подход. Пример использования этого более сложного метода для события из реальных данных приведен на рис. 3.22 и рис. 3.23.

3.4.2 Нейтральные треки

Как было сказано выше, нейтральные треки представляют собой важную составную часть NOMAD программы реконструкции:

- они обеспечивают единообразный подход для вычисления кинематики событий;

- могут отображать нейтральную частицу, соответствующую вершине типа V^0, что облегчает анализ рождения странных нейтральных частиц в нейтринных взаимодействиях. Критерии идентификации для вершин типа V^0 описаны в [86];

- позволяют разрешить некоторые проблемы в реконструкции кинематики событий за счет включения нейтральных треков во вторичные вершины;
- позволяют представить траекторию электрона/позитрона в детекторе NOMAD в виде цепочки заряженный трек / вершина / (заряженный и нейтральный треки), что облегчает определение
  - начального направления электрона, используя информацию о первом заряженном сегменте;
  - начального импульса электрона, суммируя всю электромагнитную энергию, выделившуюся в калориметре, которая соответствует цепочке заряженных сегментов и нейтральных треков;
  - наложений сигнала в ECAL, что позволяет избежать двухкратного суммирования энерговыделения, соответствующего кластерам от тормозных фотонов, и импульса электрона.

Дополнительные подпрограммы были добавлены к DC программе реконструкции для построения, экстраполяции и рисования нейтральных треков. Существующий в настоящее время алгоритм создает нейтральные треки на стадии построения ассоциаций (“matching”). Нейтральные треки строятся из:

- кластеров в электромагнитном калориметре, не ассоциированных с заряженными треками;
- вершин типа V^0, удовлетворяющих гипотезам K^0_S и $\overset{(-)}{\Lambda^0}$ распадов или конверсии фотона;
- вторичных вершин без налетающих заряженных треков, которые могут быть интерпретированы как взаимодействия нейтральных адронов;
- отдельных заряженных треков, указывающих в первичную вершину, которые соответствуют асимметричной фотонной конверсии.

Пример события из реальных данных, содержащего три фотона (один соответствует нейтральному кластеру в ECAL, а два других построены на основе идентифицированных фотонных конверсий), представлен на рисунке 3.24.

3.4.3 Поиск излома траектории

Другой важной составляющей частью предложенного метода реконструкции электронов является алгоритм поиска точек излома траектории, позволяющий найти наиболее вероятные точки испускания высокоэнергетичных тормозных фотонов. Давайте, однако, рассматрим проблему в более общем виде.

Определим излом (или ”breakpoint”) как резкое изменение вектора состояния, то есть точку, где один или несколько параметров трека претерпевают измеримый скачок. Рассмотрим три физических процесса, которые могут иметь различную топологию:

- электрон, испускающий тормозной фотон, обычно изменяет только кривизну $1/R$, так как фотон коллинеарен направлению движения электрона;
- пион, испытывающий упругое рассеяние, может иметь неизменный $1/R$, в то время как изменяются $\tan\lambda$ и ϕ;
- распад заряженного пиона или каона на мюон приводит к изменению $1/R$, $\tan\lambda$ и ϕ.

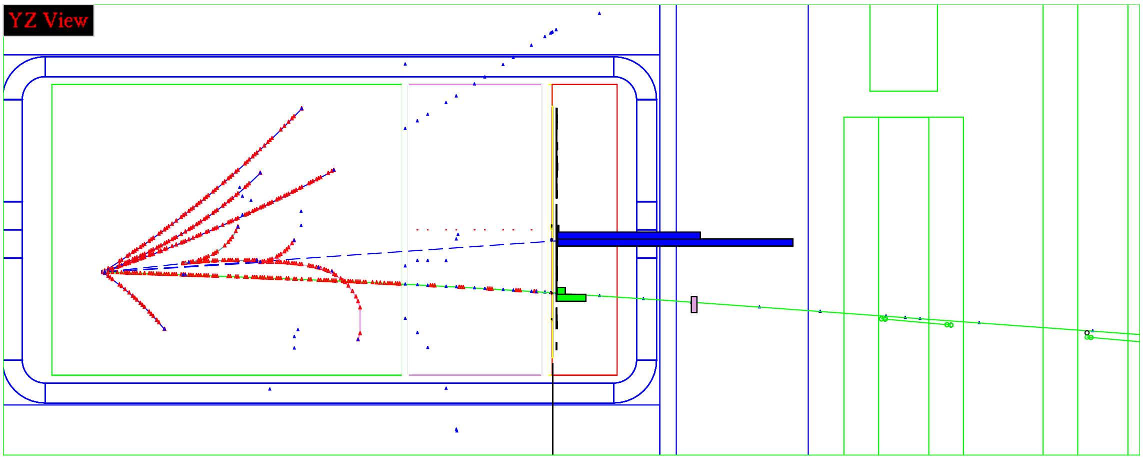

Рис. 3.24: Полностью восстановленное ν_μ-CC взаимодействие (run 9753 event 81). Самый длинный трек внизу - мюон, соответствующий сегментам в мюонных камерах; маленькие треугольники - экстраполяции треков. Три фотона (пунктирные линии) были построены: один из нейтрального кластера в ECAL, а два других на основе идентифицированных фотонных конверсий в эффективном объеме дрейфовых камер.

Основной целью алгоритма поиска точек излома траектории является нахождение и правильная интерпретация этих физических процессов.

Информация, доступная после фильтрации и сглаживания DC треков, позволяет построить быстрый и достаточно эффективный алгоритм поиска точек излома. После окончания работы процедуры фитирования трека существует огромное количество информации о параметрах трека в каждой измерительной плоскости: параметры трека, полученные при фитировании только предыдущего сегмента, только последующего сегмента или трека как целого.

Если излом происходит где-то между измерениями k и $k+1$, то мы можем ожидать, что вектор состояния $\tilde{x}_k$ полученный при фите предыдущего сегмента трека $\{m_1, ..., m_k\}$ отличается от аналогичного вектора состояния $\tilde{x}_k^{k+1\ (b)}$, полученного из последующего сегмента трека $\{m_{k+1}, ..., m_n\}$. Чтобы решить действительно ли произошел излом между измерениями k и $k+1$, можно проверить отличается ли разность

$$\Delta_k = \tilde{x}_k^{k+1\ (b)} - \tilde{x}_k$$

от 0 посредством теста χ^2 [102]:

$$\chi^2_{k,\Delta} = \Delta_k^T (cov\{\Delta_k\})^{-1} \Delta_k = \Delta_k^T (C_k + C_k^{k+1\ (b)})^{-1} \Delta_k = \Delta_k^T C_k^{-1} (C_k - C_k^n) C_k^{-1} \Delta_k$$

Эквивалентный, но более простой способ вычислить $\chi^2_{k,\Delta}$:

$$\chi^2_{k,\Delta} = \chi^2_n - \chi^2_k - \chi^{2\ (b)}_{k+1} \ ,$$

где χ^2_n, χ^2_k и $\chi^{2\ (b)}_{k+1}$ - χ^2 для всего трека, первого и второго сегментов соответственно.

При отсутствии излома $\chi^2_{k,\Delta}$ соответствует χ^2 распределению с числом степеней свободы n_{df}, равным размерности Δ_k.

Этот критерий, однако, очень чувствителен к наличию ложного отсчета, ошибочно включенного в трек. Другая возможность заключается в модификации этой проверки, которая требует, чтобы χ^2 для сегментов $\{m_1, ..., m_k\}$ и $\{m_{k+1}, ..., m_n\}$ был небольшим в отличие от $\chi^2_{k,\Delta}$. Комбинация этих требований в виде одной переменной приводит к:

$$F_{k,\Delta} = \frac{(\chi^2_{k,\Delta}/n_{df})}{[(\chi^2_k + \chi^{2\ (b)}_{k+1})/n_k]} \ ,$$

где n_k - сумма числа степеней свободы для первого и второго сегментов.

К сожалению, ни один из критериев не дает правильного ответа в случае наличия нескольких точек излома вдоль траектории. Более того, $\chi^2_{k,\Delta}$ и $F_{k,\Delta}$ критерии смешивают все параметры и нечувствительны к арифметическому знаку разности между параметрами и, таким образом, не оптимальны для нашего случая.

Другой подход [122] был опробован с целью проверить какой результат можно было бы получить с помощью традиционного фита, который использует все отсчеты, но разрешает разрыв одного или нескольких параметров трека в точке k. В соответствии с классификацией физических процессов, приведенной выше, мы попытаемся описать трек в точке k с помощью 7, 8 или 9 параметров:

- 7 параметров: $\{x, y, 1/R_F, 1/R_B, \tan\lambda, \phi, t_0\}$
- 8 параметров: $\{x, y, 1/R, \tan\lambda_F, \tan\lambda_B, \phi_F, \phi_B, t_0\}$
- 9 параметров: $\{x, y, 1/R_F, 1/R_B, \tan\lambda_F, \tan\lambda_B, \phi_F, \phi_B, t_0\}$

где подстрочные индексы $_F$ и $_B$ обозначают параметры “вперед” и “назад” от отсчета k.

Этот метод обеспечивает большое количество полезной информации. Однако, выбор подходящих переменных и положений критериев отбора требует дополнительного изучения, желательно с использованием реальных данных, а не моделирования.

Мы остановили выбор на следующем алгоритме. Для идентифицированных электронов применен рекурсивный поиск точек излома траектории. Если самый первый (по направлению нейтринного пучка) сегмент имеет больше 40 отсчетов, то мы насильно ломаем трек после 30 отсчетов, чтобы оценить наилучшим образом начальное направление электрона (см. рис. 3.25). Фотоны от тормозного излучения строятся на основе реконструированных конверсий в эффективном объеме дрейфовых камер и нейтральных кластеров в электромагнитном калориметре. Они ассоциируются с соответствующими вершинами, соединяющими сегменты вдоль траектории электрона. Энергия электрона определяется суммированием энергии в электромагнитном калориметре, которая соответствует всем компонентам электронной траектории, тогда как начальное направление определяется из первого реконструированного сегмента в дрейфовых камерах.

Ограничение этого подхода проиллюстрировано на примере события из реальных данных (рис. 3.26 и рис. 3.27). В данном электронном кандидате насчитывается только 18 отсчетов, что явно недостаточно для применения вышеизложенного метода поиска изломов траектории. В следствии этого фотон от тормозного излучения ошибочно включается в первичную вершину и ассоциируется с адронной струей, что приводит к неверному восстановлению кинематики события.

Чтобы разрешить эту проблему, было решено ассоциировать все реконструированные фотоны с электронным/позитронным кандидатом, если они испущены внутри конуса с углом при вершине 2.5^o по отношению к заряженному треку.

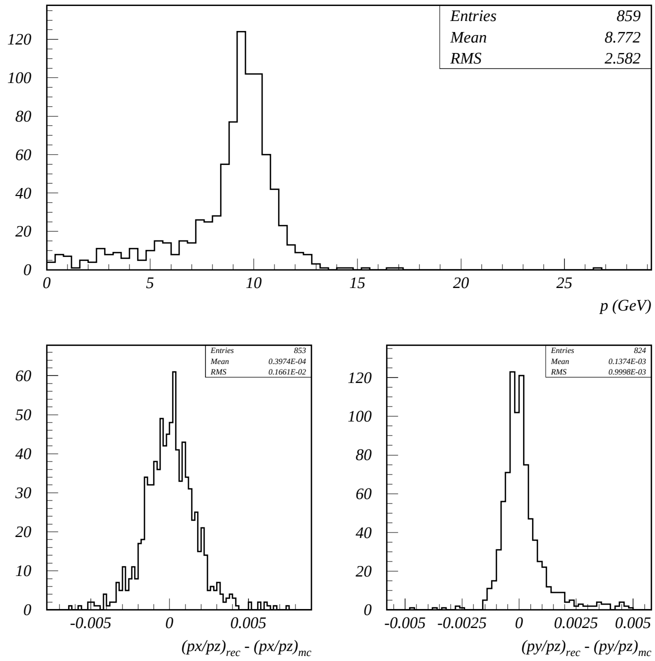

Рис. 3.25: Смоделированные 10 ГэВ электроны восстановлены с использованием модели трека, которая подразумевает массу электрона и отсутствие потерь энергии на тормозное излучение. В процессе фита трека рассматриваются только 30 первых отсчетов.

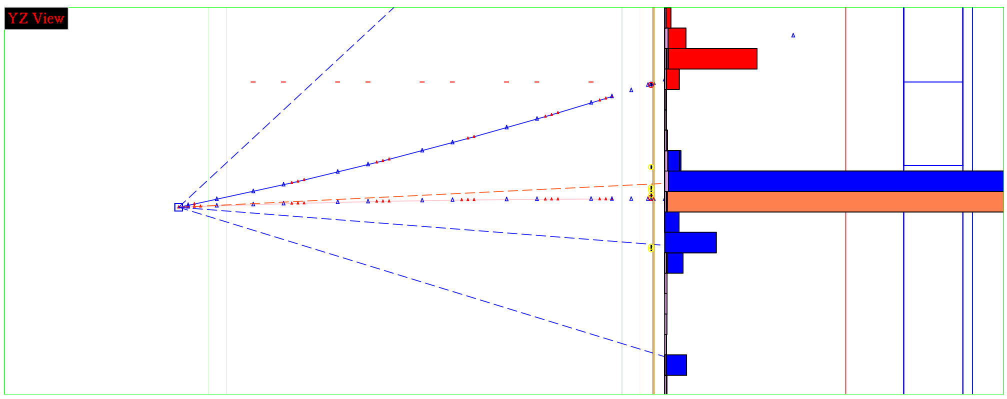

Рис. 3.26: Событие run 10037 event 2084 (YZ проекция) из реальных данных показывает ограничение алгоритма поиска точки излома. В электронном треке только 18 отсчетов, что явно недостаточно для работы алгоритма.

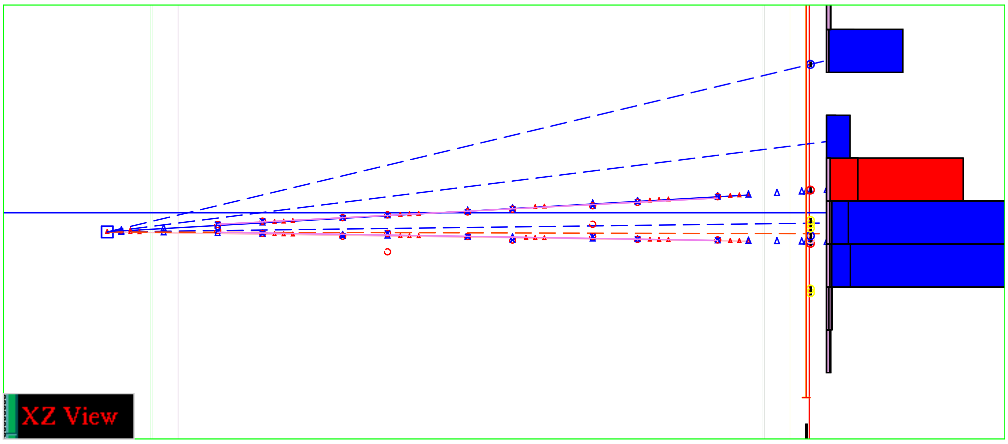

Рис. 3.27: Событие run 10037 event 2084 (XZ проекция) из реальных данных показывает ограничение алгоритма поиска точки излома. В электронном треке только 18 отсчетов, что явно недостаточно для работы алгоритма.

Полученное импульсное разрешение ($\frac{\sigma_p}{p} \approx 5\%$) приведено на рисунке 4.11 (см. далее).

Был разработан алгоритм, который дополняет вышеизложенный метод для отслеживания траектории электрона, и служит для более скрупулезного определения энергии в электромагнитном калориметре (brem strip algorithm) [124]. Энергия электронного кандидата определяется как сумма энергии, выделившейся в нонете (3×3 матрице ячеек калориметра), на который указывает первичный электронный кандидат, и энергий, соответствующих тормозным фотонам, испущенным в плоскости загиба траектории. Качество работы этого метода показано на рис. 3.28. Для изолированных первичных электронов достигается разрешение по энергии $\sim 2.3\%$, тогда как возможность использования этого подхода в случае наложений сигнала от электрона и адронной струи изучается.

В последующем изложении мы будем использовать алгоритм, описанный ранее, который сочетает метод поиска изломов электронной траектории с построением тормозных фотонов по информации электромагнитного калориметра. Причина заключается в изучении возможности применения данного подхода к большим наборам данных, когда поведение алгоритма на хвостах распределений может играть более важную роль, чем его способность правильно восстановить центральное значение.

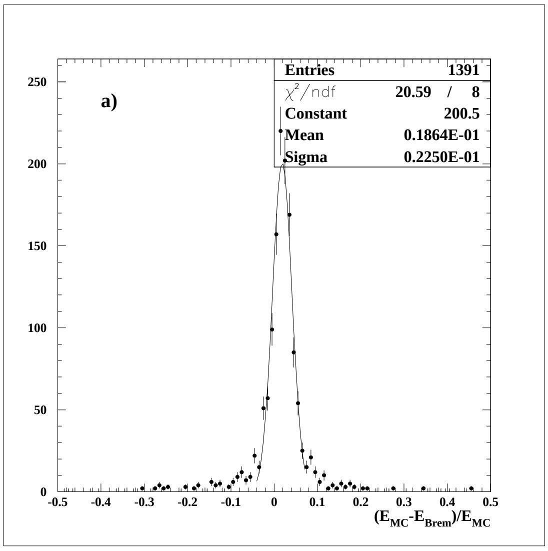

Рис. 3.28: Распределение $\frac{\Delta E}{E} = \frac{E_{MC}-E_{BREM}}{E_{MC}}$ для ν_e CC MC событий.

3.5 Проверка алгоритмов с использованием электронов из реальных данных

Алгоритмы, разработанные для идентификации и реконструкции электронов в детекторе NOMAD были проверены с использованием реальных данных. Для этого были отобраны δ-электроны, образующиеся от мюонов ($5 < p_\mu$(ГэВ)$<$ 50), пересекающих установку между двумя нейтринными сбросами. Пример такого события приведен на рис. 3.29.

Отбор событий такого типа осуществлялся с помощью процедуры "matching", требуя наличия двух реконструированных треков в эффективном объеме дрейфовых камер, один из которых был идентифицирован как мюон. Предполагалось, что второй трек является δ-электроном. Данная гипотеза подтверждалась импульсным и угловым распределениями этих треков.

Набор отобранных таким образом электронов был использован для проверки отклика поддетекторов установки (TRD, PRS и ECAL) в сравнении с моделированием, настройки алгоритма поиска точек излома электронной траектории с учетом качества юстировки дрейфовых камер (см рис. 3.30) и проверки предложенного метода реконструкции траектории электрона.

Моделирование отклика TRD было тщательно проверено с помощью этого набора событий [93]. На рис. 3.31 показано распределение энерговыделения в трубке TRD для 5 ГэВ мюонов (только ионизационные потери) и для δ-электронов со средним импульсом 2 ГэВ (сумма ионизационных потерь и поглощенных фотонов от переходного излучения).

Надо подчеркнуть, что трек заряженной частицы может быть разбит в процессе реконструкции на две части в точке испускания δ-электрона. Поэтому в этом случае требовалось передать информацию о типе частицы вверх по цепочке (это сделано на стадии "matching" для мюонов и электронов).

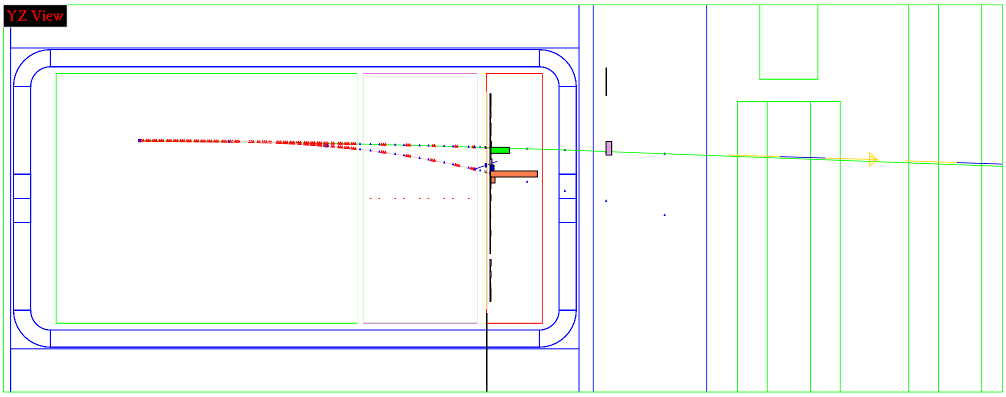

Рис. 3.29: Событие Run 8246 Event 20299 из реальных данных содержит мюон, пересекающий установку NOMAD и приводящий к образованию δ-электрона.

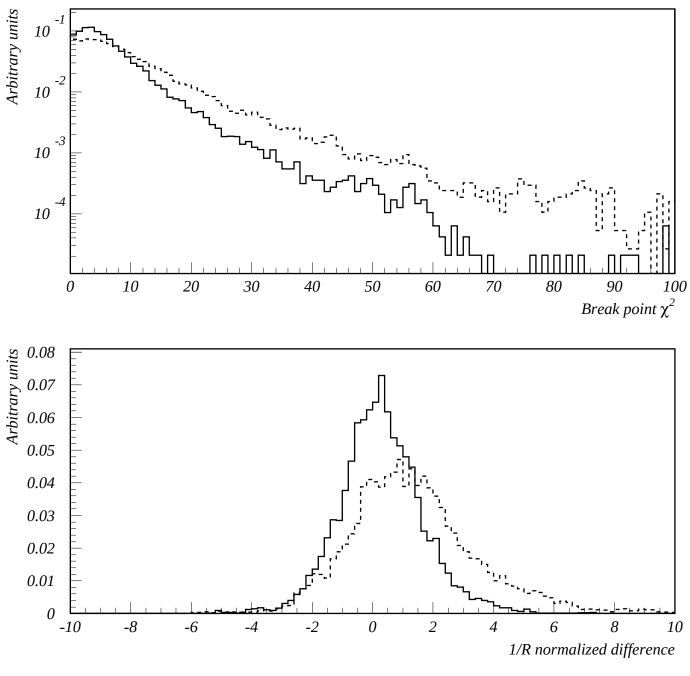

Рис. 3.30: Проверка работы алгоритма поиска точек излома траектории с использованием реальных данных (мюонов, приводящих к образованию δ-электронов). Сравнение $\chi^2_{k,\Delta}$ и отнормированной разности кривизны $\frac{1/R_B - 1/R_F}{\sigma_{1/R}}$ для мюонов (сплошная линия) и электронов (пунктирная линия). Можно увидеть наличие потенциальных точек излома для электронов (большие положительные значения в обоих распределениях). Типичные значения критериев для построения двух сегментов вместо одного трека 25 и 3 соответственно.

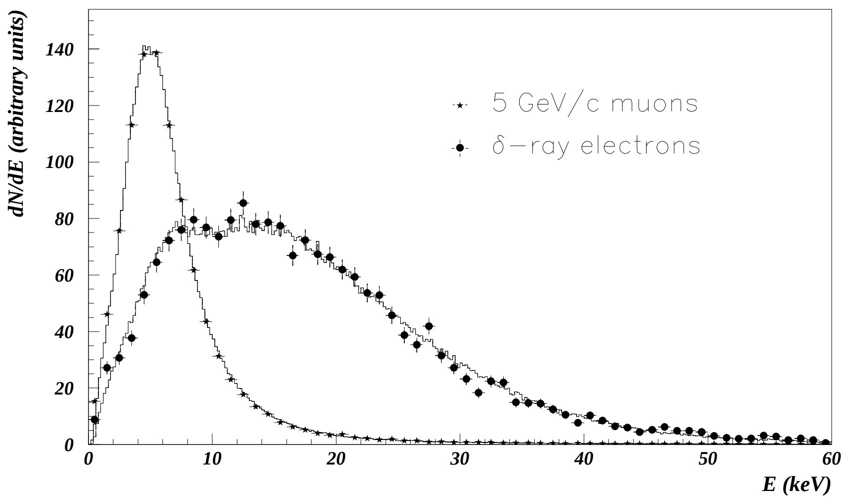

Рис. 3.31: Сравнение энерговыделений в трубке TRD для 5 ГэВ мюонов и для δ-электронов со средним импульсом 2 ГэВ в экспериментальных данных (точки с ошибками) и моделированных событиях (сплошная линия).

3.6 Реконструкция в ECAL

Для обеспечения хорошего качества измерения полного потока энергии в нейтринных взаимодействиях важно правильно выполнить реконструкцию в электромагнитном калориметре.

При разработке алгоритма построения кластеров надо иметь в виду, что при поиске осцилляций предпочтительнее недооценить адронную энергию. Переоценка адронного вектора имитирует топологию события, которая характерна для τ распада, поскольку это приводит к появлению недостающего поперечного импульса в направлении лептонного кандидата.

Основная проблема связана с нахождением кластеров, соответствующих нейтральным частицам, и определением их энергии. Поэтому нами был выбран алгоритм, основанный на использовании информации о заряженных треках при реконструкции кластеров в ECAL. Идея заключается в нахождении и построении в первую очередь кластеров, соответствующих реконструированным заряженным частицам, и выполнении специальной кластеризации для оставшихся ячеек калориметра с учетом информации детектора ливней о координатах конвертировавших фотонов. Такой подход дает возможность в отдельных событиях правильно выполнить реконструкцию в случае наложения сигналов от заряженной и нейтральной частиц или даже двух нейтральных частиц.

Диаграмма, показывающая принцип работы алгоритма реконструкции в ECAL, приведена на рис. 3.32.

Кластеризация в электромагнитном калориметре выполнена на этапе построения ассоциаций (как только становится известен тип частицы) в следующем порядке:

- создание мюонных кластеров;

- выполнение электронной кластеризации, вычисление χ^2 для профиля электромагнитного ливня;

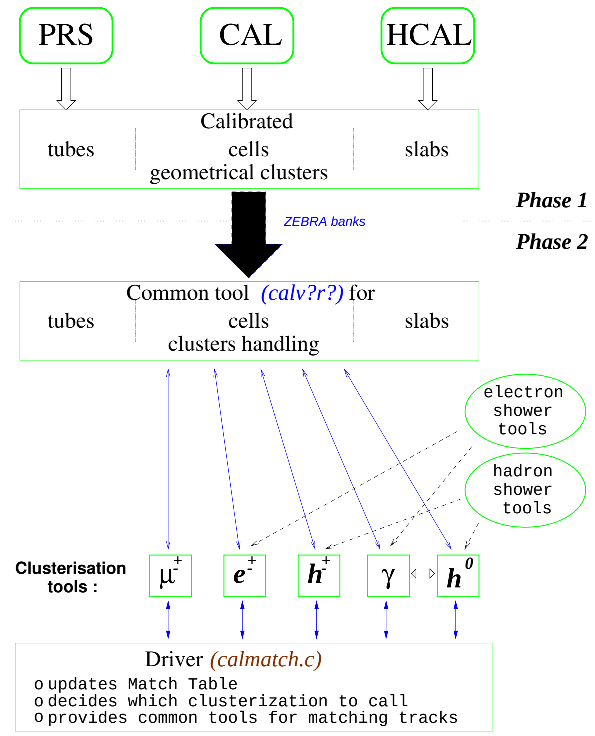

Рис. 3.32: Диаграмма, показывающая принцип работы алгоритма реконструкции в ECAL.

- нахождение компактных электромагнитных кластеров, соответствующих фотонам, конвертировавшим в PRS;
- выполнение вычитания адронного энерговыделения [113], соответствующего заряженным трекам;
- окончательное перераспределение энергии между фотонными кластерами.

Более подробная информация о реализации этого алгоритма может быть найдена в [123].

3.7 Резюме

В этой главе были представлены основные алгоритмы, разработанные для реконструкции событий в установке NOMAD.

Восстановление треков заряженных частиц осуществляется с помощью системы дрейфовых камер. Она обеспечивает эффективность реконструкции лучше 95% и разрешение по импульсу $\sim 3.5\%$ в интересующей нас области импульсов. Использованная для реконструкции модель трека была детально описана.

Восстановленные заряженные треки используются для распознавания образов в других элементах установки NOMAD. Разработанный алгоритм для идентификации электронов посредством TRD использует информацию об экстраполированных DC треках и позволяет достигать уровня подавления фона от заряженных адронов 10^3 при 90% эффективности идентификации электронов (для изолированных треков). Дополнительный уровень подавления фона от адронов достигается за счет комбинирования информации от детектора ливней и электромагнитного калориметра, которые также используются для восстановления электромагнитных ливней от фотонов.

Идентификация частиц выполняется специально разработанным пакетом программ, который служит для ассоциации измерений, выполненных в различных поддетекторах установки. Эффективность идентификации мюонов превосходит 97% для мюонов с импульсом больше 5 ГэВ.

Были опробованы несколько методов для восстановления траектории электрона в установке NOMAD. Наиболее сложный из них комбинирует алгоритм поиска точек излома траектории (на основе информации фильтра Кальмана) с алгоритмом нахождения и построения тормозных фотонов по восстановленным вершинам типа V^0 и нейтральным кластерам в электромагнитном калориметре.

В следующей главе мы обсудим возможность использования информации о реконструированном событии для восстановления его кинематики.

Глава 4

Реконструкция кинематики событий

Метод, выбранный для поиска осцилляций в эксперименте NOMAD, основан на использовании кинематики событий для выделения возможного сигнала над уровнем фона. Именно поэтому чрезвычайно важно продемонстрировать, что детектор может быть использован для правильного восстановления кинематики нейтринных взаимодействий. Более того, эффективность выделения событий, содержащих распад τ^-, и уровень подавления фона вычисляются с помощью моделирования методом Монте-Карло. Таким образом, необходимо также убедиться в правильности моделирования нейтринных взаимодействий в установке NOMAD.

4.1 Моделирование событий в эксперименте NOMAD

Ниже приведено краткое описание глубоконеупругого рассеяния (deep inelastic scattering - DIS) нейтрино на нуклоне.

4.1.1 Рассеяние нейтрино на нуклоне

В Стандартной Модели реакции, протекающие по каналу заряженного тока,

$$\nu_l N \to l^- X$$

$$\bar{\nu}_l N \to l^+ X$$

происходят в результате обмена заряженным промежуточным векторным бозоном. Этот процесс представлен на диаграмме рис. 4.1, где $k = (E, \vec{k})$ представляет 4-х вектор налетающего (анти)нейтрино, $k' = (E', \vec{k}')$ - 4-х вектор вылетающего заряженного лептона, а $P = (M, 0)$, $p' = (E_h, \vec{p}_h)$ и $q = (q_0, \vec{q})$ 4-х векторы нуклона мишени, системы адронов в конечном состоянии и промежуточного бозона соответственно.

Следующие Лоренц-инвариантные кинематические переменные обычно используются для описания рассеяния лептона на нуклоне:

$$\nu = \frac{P \cdot q}{M}$$

$$Q^2 = -q \cdot q > 0$$

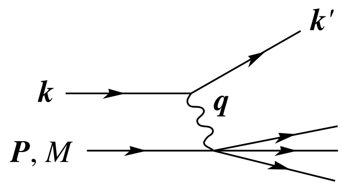

Рис. 4.1: Диаграмма, показывающая основные переменные, использованные для описания кинематики лептон-нуклонного рассеяния.

В лабораторной системе ν представляет собой переданную энергию $(E-E')$ от нейтрино к заряженному лептону, а Q^2 выражается через

$$Q^2 = 2(EE' - \vec{k}\vec{k}') - m_l^2 - m_{l'}^2 \approx 4EE'\sin^2\frac{\theta}{2}$$

где m_l^2 $(m_{l'}^2)$ - масса лептона в начальном (конечном) состоянии и θ угол рассеяния лептона в лабораторной системе.

Следующие две переменные носят название масштабных переменных Бьёркена:

$$x = \frac{Q^2}{2M\nu}$$

(в кварк-партонной модели x измеряет долю импульса нуклона, переносимую кварком, на котором происходит рассеяние)
и

$$y = \frac{\nu}{E}$$

доля энергии налетающего лептона в лабораторной системе, потеряная в результате взаимодействия.
Квадрат инвариантной массы адронной системы

$$W^2 = (P+q)^2 = M^2 + 2M\nu - Q^2 = M^2 + Q^2(\frac{1}{x} - 1)$$

Квадрат полной энергии в системе центра масс

$$s = (k+P)^2 = 2ME + M^2 = \frac{Q^2}{xy} + M^2$$

Дифференциальное сечение рассеяния (анти)нейтрино на нуклоне может быть записано через x и y

$$\frac{d^2\sigma^{\nu,\bar{\nu}}}{dxdy} = \frac{G^2ME}{\pi}\cdot(\frac{m_W^2}{m_W^2+Q^2})^2\cdot[2xF_1^{\nu,\bar{\nu}}(x,Q^2)\frac{y^2}{2} + F_2^{\nu,\bar{\nu}}(x,Q^2)(1-y-\frac{Mxy}{2E}) \pm xF_3^{\nu,\bar{\nu}}(x,Q^2)y(1-\frac{y}{2})]$$

Использование надстрочных индексов ν, $\bar{\nu}$ подчеркивает, что структурные функции F_i различаются для рассеяния нейтрино и антинейтрино на нуклоне. Также показана их явная зависимость от переменных x и Q^2. Данные структурные функции описывают свойства нуклона с точки зрения налетающего лептона. В партонной модели они соответствуют распределениям плотности партонов внутри нуклона.

В области малых переданных импульсов Q^2 (что справедливо для всех существующих на сегодняшний день нейтринных пучков) членом $(\frac{m_W^2}{m_W^2+Q^2})^2$ можно пренебречь, так как он очень близок к единице, в то время как $\frac{Mxy}{2E} = \frac{Q^2}{4E^2} \ll 1$.

В гипотезе масштабной инвариантности [125] (которая является прямым следствием рассеяния на точечных объектах) зависимость от Q^2 исчезает, и мы получаем:

$$\frac{d^2\sigma^{\nu,\bar{\nu}}}{dxdy} = \frac{G^2ME}{\pi} \cdot [xy^2F_1^{\nu,\bar{\nu}}(x) + (1-y)F_2^{\nu,\bar{\nu}}(x) \pm y(1-\frac{y}{2})xF_3^{\nu,\bar{\nu}}(x)]$$

Наличие спина $\frac{1}{2}$ у партонов приводит к соотношению Каллана-Гросса [126]: $2xF_1 = F_2$ и, соответственно, к более простому выражению для сечения:

$$\frac{d^2\sigma^{\nu,\bar{\nu}}}{dxdy} = \frac{G^2ME}{\pi} \cdot [(1-y+\frac{y^2}{2})F_2^{\nu,\bar{\nu}}(x) \pm y(1-\frac{y}{2})xF_3^{\nu,\bar{\nu}}(x)]$$

Если ввести обозначения $q(x) = \frac{1}{2}[F_2(x)+xF_3(x)]$ и $\bar{q}(x) = \frac{1}{2}[F_2(x)-xF_3(x)]$, то получаем

$$\frac{d^2\sigma^{\nu}}{dxdy} = \frac{G^2ME}{\pi} \cdot [q(x) + (1-y)^2 \cdot \bar{q}(x)]$$

$$\frac{d^2\sigma^{\bar{\nu}}}{dxdy} = \frac{G^2ME}{\pi} \cdot [(1-y)^2 \cdot q(x) + \bar{q}(x)]$$

Функция $q(x)$ $(\bar{q}(x))$ может быть интерпретирована как импульсное распределение 'левых' партонов ('правых' антипартонов) в нуклоне.

Интегрируя по x, находим

$$\frac{d\sigma^{\nu}}{dy} = \frac{G^2ME}{\pi} \cdot [\mathcal{Q} + (1-y)^2 \cdot \bar{\mathcal{Q}}]$$

$$\frac{d\sigma^{\bar{\nu}}}{dy} = \frac{G^2ME}{\pi} \cdot [(1-y)^2 \cdot \mathcal{Q} + \bar{\mathcal{Q}}]$$

Полное сечение после интегрирования по y принимает вид

$$\sigma^{\nu} = \frac{G^2ME}{\pi} \cdot [\mathcal{Q} + \frac{1}{3} \cdot \bar{\mathcal{Q}}]$$

$$\sigma^{\bar{\nu}} = \frac{G^2ME}{\pi} \cdot [\frac{1}{3} \cdot \mathcal{Q} + \bar{\mathcal{Q}}]$$

Из вышеприведенных формул можно сделать вывод, что при наличии масштабной инвариантности, сечения рассеяния нейтрино и антинейтрино на нуклоне растут линейно с увеличением энергии E. Наклон этой зависимости определяется интегралом структурных функций. В случае полного отсутствия антипартонов (антикварков) в нуклоне, отношение полного сечения антинейтрино к полному сечению нейтрино должно быть равно $\frac{\sigma^{\bar{\nu}}}{\sigma^{\nu}} = \frac{1}{3}$.

Измерения полного сечения взаимодействия в области энергий выше 10 ГэВ привели к следующим результатам:

$$<\sigma^{\nu}/E> \approx 0.67 \times 10^{-38}\ \text{см}^2/\text{ГэВ}$$

$$<\sigma^{\bar{\nu}}/E> \approx 0.33 \times 10^{-38}\ \text{см}^2/\text{ГэВ}$$

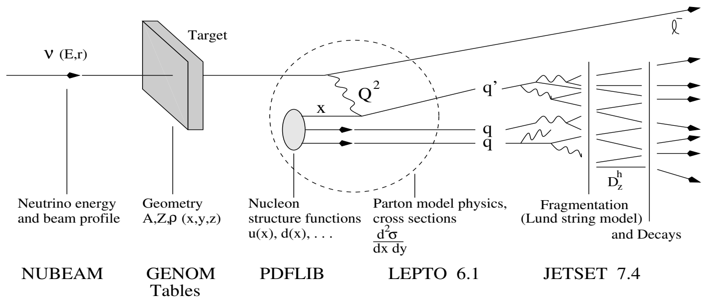

Рис. 4.2: Схема использования различных пакетов компьютерных программ для моделирования нейтринных взаимодействий в установке NOMAD (из [89]).

В результате, экспериментальное значение для отношения

$$r = \frac{\sigma^{\bar{\nu}}_{CC}}{\sigma^{\nu}_{CC}} = 0.49 \pm 0.01$$

подтверждает наличие антикварковой компоненты в нуклоне.

Обратим внимание на то, что нейтринные взаимодействия могут протекать также по каналу нейтрального тока:

$$\nu_l N \to \nu_l X$$

$$\bar{\nu}_l N \to \bar{\nu}_l X$$

Экспериментально измеренные отношения сечений NC/CC для нейтрино и антинейтрино приведены ниже

$$R = \frac{\sigma^{\nu}_{NC}}{\sigma^{\nu}_{CC}} = 0.309 \pm 0.003$$

$$\bar{R} = \frac{\sigma^{\bar{\nu}}_{NC}}{\sigma^{\bar{\nu}}_{CC}} = 0.39 \pm 0.01$$

Важно иметь в виду, что распределения по кинематической переменной y для нейтринных взаимодействий по каналу нейтрального и заряженного тока имеют одинаковый вид. Этот факт был подтвержден экспериментально [127].

4.1.2 Моделирование событий

На рис. 4.2 схематически представлена последовательность использования различных пакетов компьютерных программ для моделирования нейтринных взаимодействий в установке NOMAD.

Расчет спектров налетающих нейтрино (пакет NUBEAM [128]) выполнен с помощью моделирования взаимодействий протонов с бериллиевой мишенью в рамках пакета FLUKA [129] с последующей транспортировкой вторичных частиц через распадный канал.

Генератор событий NOMAD (пакет NEGLIB [130]) используется для моделирования нейтринных (включая ν_τ) взаимодействий по каналам заряженного и нейтрального токов в приближении кварк-партонной модели с учетом КХД-эволюции структурных функций. Эта программа основана на использовании пакета LEPTO 6.1 [131] со следующими изменениями и дополнениями [132]:

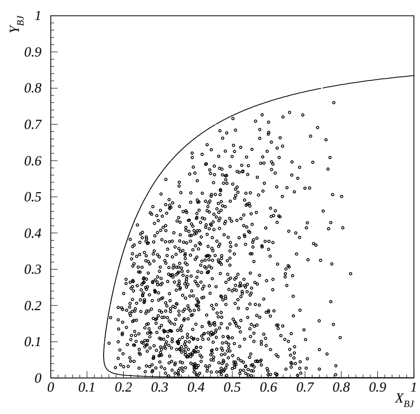

Рис. 4.3: Кинематически разрешенная область переменных Бьеркена x и y из-за наличия тяжелого τ-лептона в конечном состоянии в ν_τ CC взаимодействиях для энергии в системе центра масс $(s-M^2)$ меньше 25 ГэВ^2 (направо от сплошной кривой) и ν_τ CC события, смоделированные NOMAD генератором событий (точки). Смотри детальное описание в [132].

- масса вылетающего заряженного лертона и масса нуклона мишени приняты во внимание (рис. 4.3);
- поляризация вылетающего заряженного лертона;
- моделирование распадов поляризованного τ-лептона;
- ограничения на область допустимых кинематических переменных (Q^2, W^2, ν) были устранены. Это позволило добиться лучшего согласия между реальными данными и смоделированными событиями;
- различные параметризации для Ферми-движения нуклонов внутри ядра могут быть использованы (рис. 4.4).

Программа полностью моделирует событие, используя энергетический спектр налетающих нейтрино. Адронизация образовавшихся партонов в наблюдаемые частицы выполнена в рамках струнной модели Lund [135] с помощью программы JETSET 7.4 [136]. Функции плотности партонов в нуклоне необходимы для определения состава нуклона в процессе вычисления сечения. Мы использовали GRV-HO параметризацию [137] (из пакета PDFLIB [138]), справедливую в области $10^{-5} \leq x < 1$ и $0.3 \leq Q^2 \leq 10^8$ (ГэВ^2).

Было замечено, что для лучшего описания поведения адронной струи, наблюдаемого в реальных данных NOMAD, энергетический порог E_{min}, при котором процесс фрагментации перестает создавать кварк-антикварковые пары, должен быть понижен вплоть до 0.2 ГэВ [139, 140].

Трассировка вторичных частиц через установку, их взаимодействия и распады, октлик различных частей установки моделируются с помощью программы GENOM [110], основанной на универсальном пакете для моделирования физических процессов GEANT [80].

Программа реконструкции событий в установке NOMAD обращается с моделированными событиями как если бы они были реальными данными.

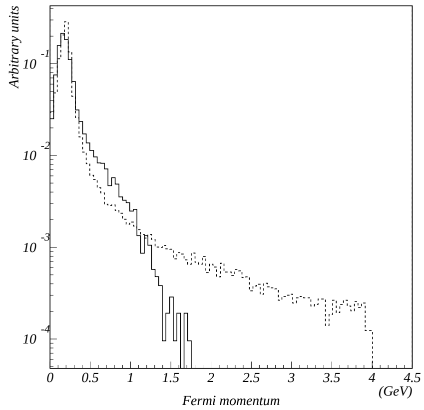

Рис. 4.4: Две параметризации Ферми-движения нуклона в ядре, которые использовались в пакете NEGLIB: Guoju - Irvine [133] (сплошная линия) и Bodek - Ritchie [134] (пунктирная линия). Стоит отметить, что первая переметризация не имеет длинного хвоста по сравнению со второй, но предсказывает большую долю событий в интервале [0.4, 1] (ГэВ).

4.1.3 Отбор событий

Для того, чтобы сравнить смоделированные события с реальными данными, необходимо отобрать нейтринные взаимодействия в эффективном объеме детектора NOMAD. На первой стадии отбора все события, соответствующие $\bar{V}T_1T_2$ триггеру, пропускаются через специальный фильтр [141], целью которого является устранение фоновых событий от проходящих мюонов (вызванных неэффективностью системы вето), космических мюонов и нейтринных взаимодействий в веществе, окружающем детектор. Задача этого фильтра, основанного на реконструкции только в дрейфовых камерах, заключается в подавлении максимально возможной доли фона при сохранении всех потенциально интересных событий, пригодных для анализа. Уровень подавления фона и эффективность отбора полезных событий были оценены с помощью визуального просмотра реальных событий и с использованием MC и составили: уровень подавления фона ~ 10, эффективность $\sim 99\%$. Полезные события были полностью восстановлены и сохранены в специальном DST[1] формате [142].

Чтобы быть уверенным в том, что отобранные для анализа события не содержат каких-то дополнительных источников фона, которые не были приняты во внимание в процессе моделирования, мы использовали следующие критерии отбора:

- **Эффективный объем:** первичная вершина события должна лежать в области

$$-120 < x, y < 120 \text{ (см)} \qquad 5 < z < 395 \text{ (см)}$$

то есть находиться в области дрейфовых камер мишенной части установки;

- **Критерии качества:** подтверждают хорошую реконструкцию событий

$$-2 \leq \text{Сумма зарядов в первичной вершине} \leq 3$$

для подавления событий, содержащих несколько нереконструированных

[1]Data Summary Tape

первичных заряженных треков;

Число треков в TRD, не имеющих соответствующего DC трека ≤ 10

для подавления событий, содержащих плохо реконструированное взаимодействие вылетающего адрона;

$$E^{tot}_{HCAL}/E^{tot}_{visible} \leq 0.75$$

отбрасывающий события, содержащие энергетичный нейтральный адрон, вылетающий из эффективного объема детектора и взаимодействующий в HCAL;

- **Критерий множественности:** ≥ 2 заряженных треков в первичной вершине.

Необходимость использования этих критериев отбора может быть легко проиллюстрирована с помощью рис. 4.5, на котором показана зависимость недостающего поперечного импульса в ν_μ CC событиях[2] из реальных данных от положения первичной вершины (X_{vtx}, Y_{vtx}, Z_{vtx}), суммы зарядов в первичной вершине, числа неассоциированных TRD треков и доли энергии, выделенной в адронном калориметре, по отношению к полной видимой энергии в событии. Недостающий поперечный импульс (p_T^{miss}) является хорошим критерием качества восстановления события. Для правильного восстановления кинематики нейтринных взаимодействий крайне важно добиться малых средних значений p_T^{miss}.

Было оценено, что использование этих дополнительных критериев отбора отбрасывает приблизительно 10% хороших событий, но приводит к существенному улучшению качества экспериментального материала.

В дальнейшем мы всегда будем использовать вышеупомянутые критерии отбора как для реальных данных, так и для моделированных событий, чтобы гарантировать достоверность сравнения.

4.2 Сравнение смоделированной и восстановленной кинематики событий

В отличие от большинства анализов, выполненных в рамках коллаборации NOMAD, мы решили использовать только заряженные и нейтральные треки, исходящие из первичной вершины, для вычисления кинематики события. Это особенно важно для выбора кандидатов, содержащих электрон из первичной вершины, так как существует необходимость подавить максимальным образом фон от событий, содержащих непервичный электрон (например, конверсия фотона вблизи первичной вершины). Альтернативный метод заключается в использовании всех треков, начинающихся на расстоянии менее 5 см от первичной вершины [86, 100].

В ν_μ CC взаимодействиях два параметра измерены с достаточно хорошей точностью: импульс вылетающего мюона (p_μ) и угол рассеяния в лабораторной системе (θ). Для полного восстановления кинематических переменных, описывающих нейтринные взаимодействия, требуется третий параметр, например, энергия налетающего нейтрино (E_ν). Нами был использован приближенный метод, который заключается в использовании полной видимой энергии в событии (E_{tot}) для оценки энергии налетающего нейтрино. Полная видимая

[2]Требуется наличие μ^- в первичной вершине.

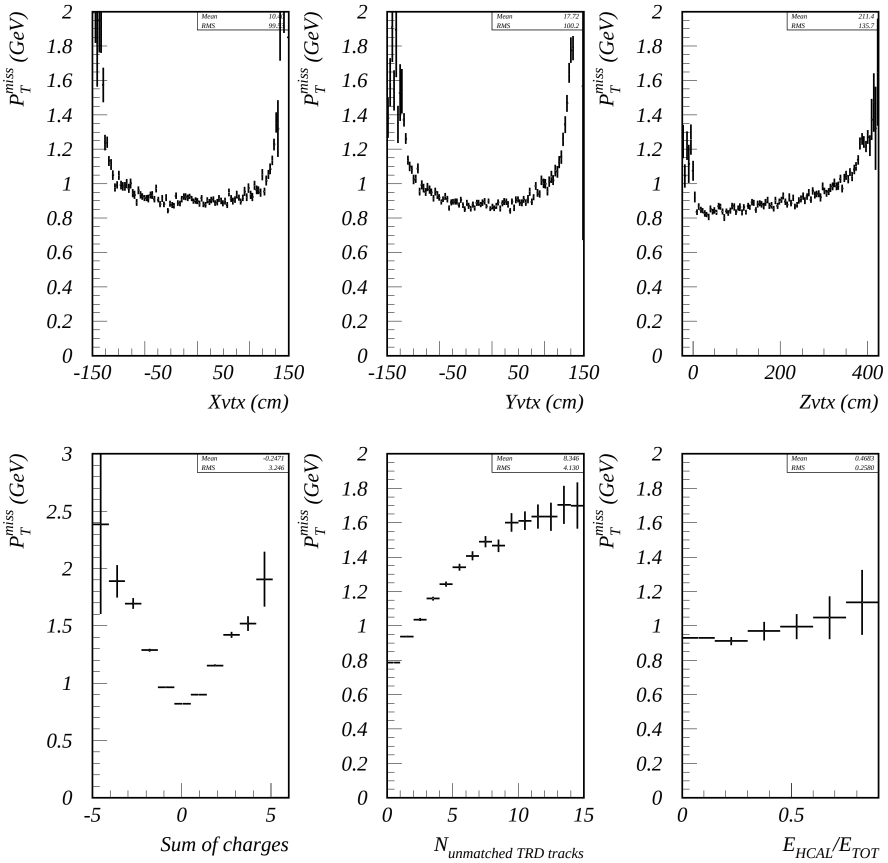

Рис. 4.5: Зависимость недостающего поперечного импульса в ν_μ CC событиях из реальных данных от положения первичной вершины $(X_{vtx}, Y_{vtx}, Z_{vtx})$, суммы зарядов в первичной вершине, числа неассоциированных TRD треков и доли энергии, выделенной в адронном калориметре, по отношению к полной видимой энергии в событии.

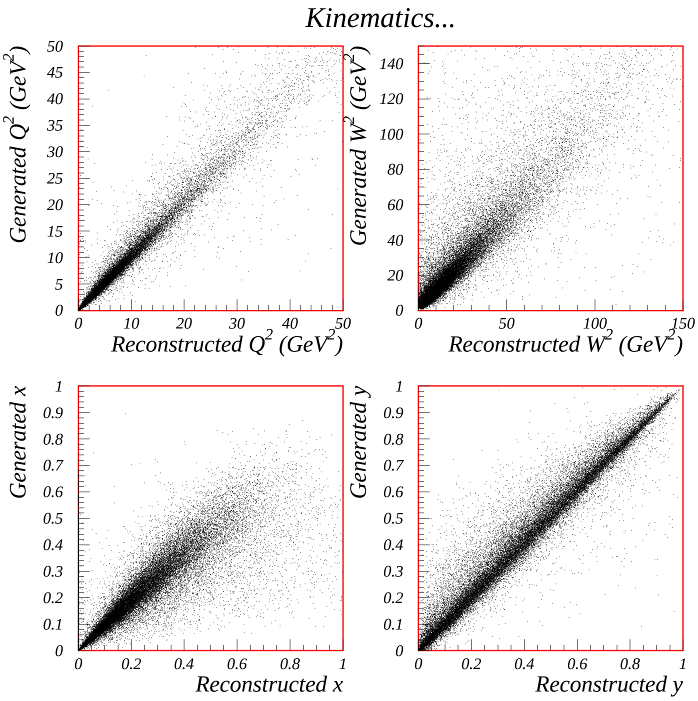

Рис. 4.6: Сравнение смоделированных и реконструированных кинематических переменных в ν_μ CC MC событиях.

энергия вычисляется в виде суммы энергий всех частиц (заряженных и нейтральных), вылетающих из первичной вершины, с учетом их типа (если он известен):

$$E_{tot} = E_{lepton} + \sum E_{primary\ charged\ tracks} + \sum E_{primary\ neutral\ tracks}$$

Прежде всего, необходимо проверить качество восстановления кинематических переменных, проводя сравнение смоделированных и реконструированных величин.

4.2.1 ν_μ CC события

Давайте посмотрим на смоделированные и реконструированные кинематические переменные в ν_μ CC событиях (рис. 4.6): видна явная корреляция, размытая разрешением детектора и наличием невосстановленных частиц.

Отобрав ν_μ CC кандидаты из реальных данных, требуя μ^- из первичной вершины, мы можем провести сравнение восстановленных кинематических переменных между реальными данными и MC (см. рис. 4.7). На этом рисунке видно явное рассогласование, вызванное наличием дополнительного вклада от квазиупругих событий и образования резонансов в реальных данных. События этих типов не были смоделированы нашей программой Монте-Карло для глубоконеупругих нейтринных взаимодействий.

Использование дополнительных критериев отбора для выделения глубоконеупругих взаимодействий приводит к разумному согласию между реальными данными и MC (рис. 4.8).

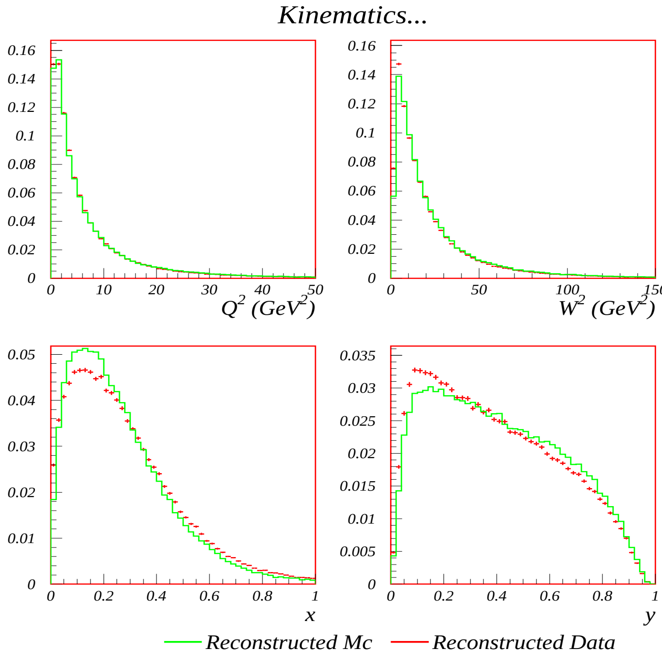

Рис. 4.7: Сравнение реконструированных кинематических переменных для идентифицированных ν_μ CC MC событий (сплошная линия) и реальных данных (точки с ошибками). Явное рассогласование вызвано наличием дополнительного вклада от квазиупругих событий и образования резонансов в реальных данных, в то время как события этих типов не были смоделированы нашей программой Монте-Карло для глубоконеупругих нейтринных взаимодействий.

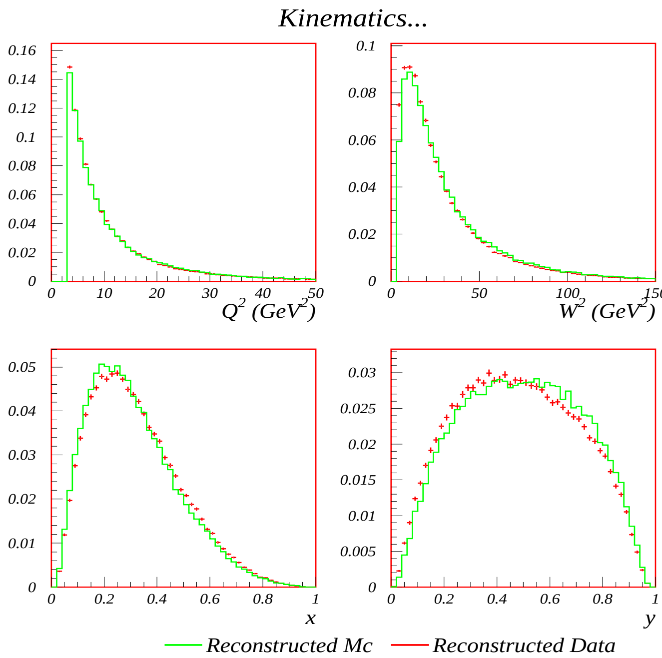

Рис. 4.8: Сравнение реконструированных кинематических переменных для идентифицированных ν_μ CC MC событий (сплошная линия) и реальных данных (точки с ошибками). Глубоконеупругие нейтринные взаимодействия отбираются с помощью следующих критериев: $Q^2 > 3$ ГэВ^2 и $W^2 > 3$ ГэВ^2.

Однако, серьезная проблема возникает при попытке сравнить поведение реальных данных и смоделированных событий в плоскости, перпендикулярной направлению налетающего нейтрино. Особенно это заметно в распределении недостающего поперечного импульса (рис. 4.9). Среднее значение $< p_T^{miss} >$ в ν_μ CC MC событиях равно $< p_T^{miss} >= 0.6$ ГэВ, в то время как для ν_μ CC кандидатов из реальных данных $< p_T^{miss} >= 0.74$ ГэВ. Возможные причины, которые могут приводить к такому различию были внимательно изучены:
- более низкая эффективность реконструкции в реальных данных;
- неправильное описание процессов, вызванных взаимодействиями вылетающих адронов, в MC программе;
- ядерные эффекты (Ферми-движение, внутриядерный каскад и т.д. и т.п.).

Вклад различных процессов в p_T^{miss} был изучен на основе смоделированных взаимодействий и простейших событий из реальных данных с двумя заряженными треками [143]. Было показано, что максимальный вклад в недостающий переданный импульс превносят нейтральные частицы, покидающие эффективный объем детектора без взаимодействия (~ 375 МэВ), эффекты, связанные с разрешением детектора, дают вклад ~ 330 МэВ, неэффективность реконструкции ~ 300 МэВ, а Ферми-движение ~ 200 МэВ.

Внутриядерный каскад может происходить в ядерных мишенях, когда образовавшийся первичный адрон взаимодействует с другими нуклонами до вылета из ядра. Как было показано в [139], внутриядерный каскад не вызывает существенного искажения кинематических переменных по сравнению с уже существующим размыванием из-за Ферми-движения. Однако, этот процесс приводит к увеличению углов вылета частиц и уменьшению их импульсов, что нежелательно с точки зрения эффективности регистрации треков в установке

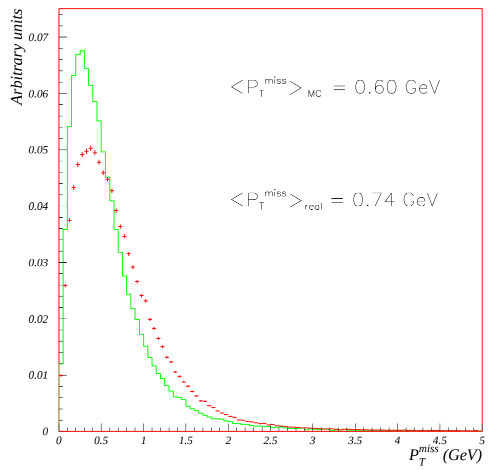

Рис. 4.9: Распределения для недостающего поперечного импульса p_T^{miss} в идентифицированных ν_μ CC MC событиях (сплошная линия) и в реальных данных (точки с ошибками). Различие в среднем значении достигает 140 МэВ.

NOMAD. Таким образом, можно ожидать увеличения $< p_T^{miss} >$ на $\sim 50 \div 100$ МэВ. Данный вывод находится в соответствии с результатом независимого исследования, представленного в [144]. Более того, возможный избыток протонов в адронной струе, наблюдаемый в реальных данных, требует дополнительного изучения эффектов, вызванных внутриядерным каскадом, и может служить для уточнения программы моделирования.

Использование реальных данных для моделирования событий

К сожалению, на данный момент нам не удалось найти решение проблемы $< p_T^{miss} >$. Другими словами, нам не удалось 'испортить' наше моделирование до такой степени, чтобы оно воспроизводило наблюдаемое в реальных данных распределение.

Тем не менее, был найден выход из создавшегося положения, который заключается в использовании реальных данных для моделирования событий (в тех случаях, когда это возможно). Например:

- для того, чтобы получить ν_τ CC событие с последующим распадом τ^--лептона можно взять ν_μ CC событие из реальных данных и заменить μ^- на смоделированный распад τ^-. Стоит заметить, что эта процедура требует тщательности из-за разности масс между μ и τ, которая приводит к нарушению законов сохранения энергии/импульса;
- для получения ν_μ NC события можно использовать ν_μ CC событие из реальных данных, в котором первичный μ^- полностью игнорируется. Однако, нужно иметь в виду, что данный подход приводит к искажению распределения по y из-за наличия нижнего порога на импульс идентифицированного мюона. Суммарный заряд адронной струи в псевдо-ν_μ NC событиях также отличается от настоящих ν_μ NC событий;
- для моделирования ν_e CC событий можно заменить μ^- на e^- в ν_μ CC событиях из реальных данных и перевзвесить события с учетом разницы в энергетических спектрах для ν_μ и ν_e. Однако, всевозможные детекторные эффекты (такие как наложения сигналов в поддетекторах установки NOMAD) не могут быть правильно приняты во внимание.

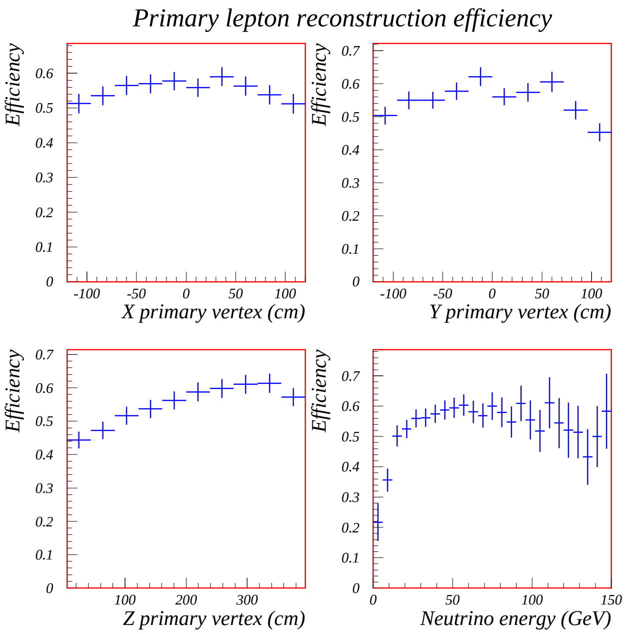

Рис. 4.10: Зависимость эффективности идентификации первичного электрона и его ассоциации с первичной вершиной как функция положения первичной вершины и энергии налетающего нейтрино.

4.2.2 ν_e CC события

Давайте изучим качество восстановления смоделированных ν_e CC событий. Прежде всего, нас интересует идентификация и реконструкция первичного электрона.

На рис. 4.10 приведена зависимость эффективности идентификации первичного электрона и его ассоциации с первичной вершиной как функция положения первичной вершины и энергии налетающего нейтрино. Средняя эффективность равна $\sim 55\%$. Явная зависимость эффективности от Z координаты первичной вершины объясняется требованием, что электрон должен указывать в эффективную площадь электромагнитного калориметра.

Качество восстановления импульса первичного электрона и его начального направления проиллюстрировано на рис. 4.11. Предложенный метод восстановления электронного трека позволяет получить разрешение по импульсу $\frac{\sigma_p}{p} \approx 5\%$.

Проверив, что энергия электрона (рис. 4.12) и полная видимая энергия (рис. 4.13) в ν_e CC MC событиях достаточно хорошо восстановливаются, мы можем сравнить другие кинематические переменные (рис. 4.14).

Стоит отметить, что нет существенного различия в качестве восстановления кинематики событий между ν_e CC MC и ν_μ CC MC.

Более высокое среднее значение недостающего поперечного импульса в ν_e CC MC событиях объясняется большей средней энергии взаимодействующих нейтрино. Переменные, описывающие кинематику нейтринных взаимодействий, восстанавлены с разрешением $\sim 15 \div 30\%$.

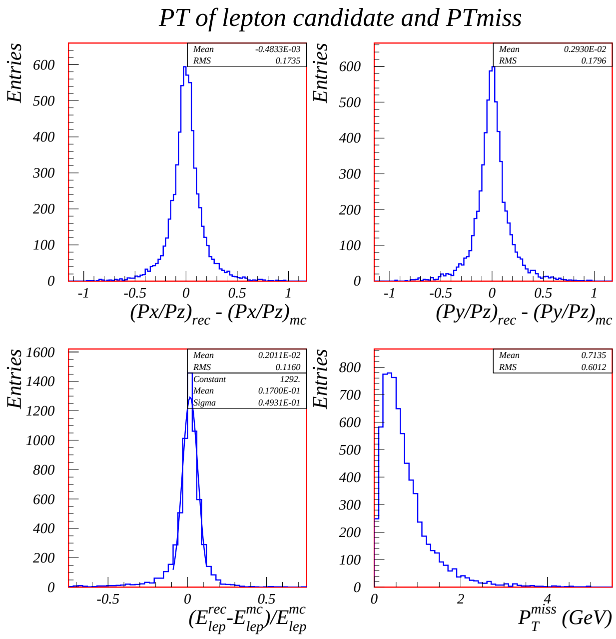

Рис. 4.11: Качество восстановления электрона из первичной вершины: определение его импульса и начального направления; распределение недостающего поперечного импульса p_T^{miss} в востановленных ν_e CC MC событиях.

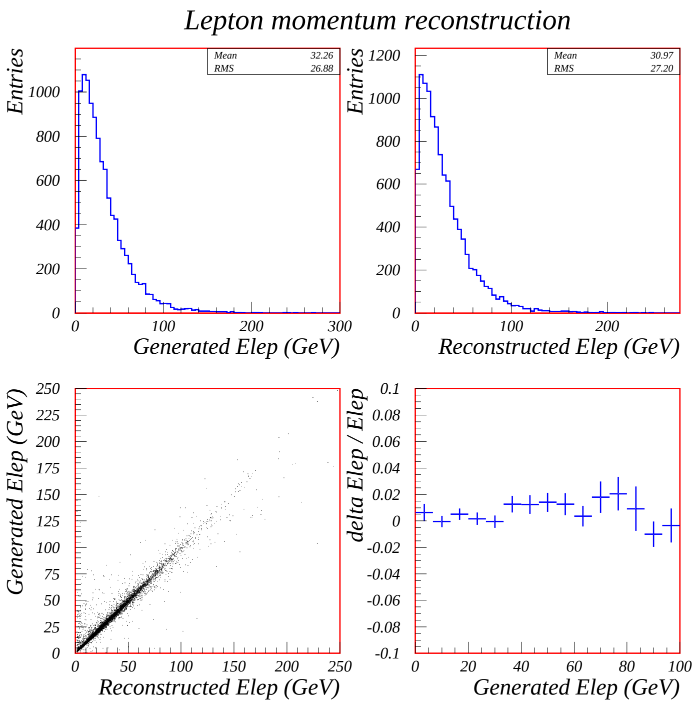

Рис. 4.12: Реконструкция начального импульса электрона в ν_e CC MC событиях.

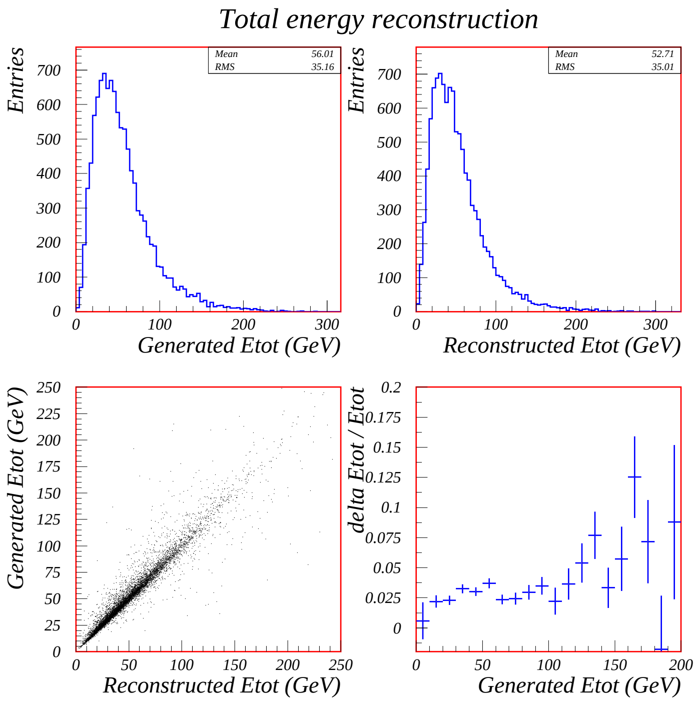

Рис. 4.13: Реконструкция полной видимой энергии в ν_e CC MC событиях.

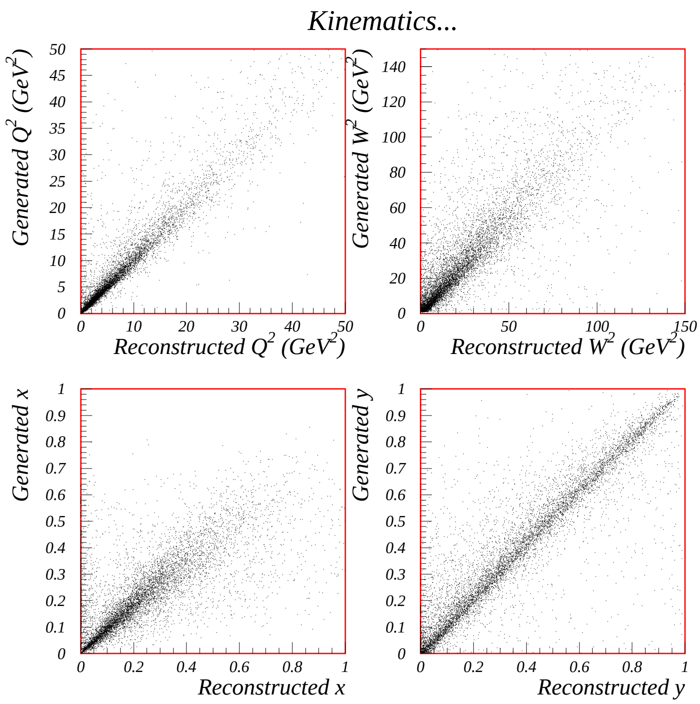

Рис. 4.14: Сравнение смоделированных и восстановленных кинематических переменных для ν_e CC MC событий.

4.3 Резюме

В данной главе было показано, что детектор NOMAD может быть использован для восстановления кинематики нейтринных взаимодействий с хорошей точностью. Было отмечено, что программа моделирования не может воспроизвести поведение адронной струи, наблюдаемое в реальных данных, особенно в плоскости, перпендикулярной направлению налетающего нейтрино. Стоит обратить внимание на тот факт, что данное различие оказывает меньший эффект на поиск лептонных τ^- распадов, чем на изучение адронных мод распада. Предложен способ обойти данную трудность, который заключается в использовании моделирования, основанного на реальных данных.

Процесс моделирования рождения τ-лептона и его последующего распада принимает во внимание массу вылетающего заряженного лептона и его поляризацию. Эффект Ферми-движения нуклонов внутри ядра также был учтен, в то время как возможное размывание адронной струи из-за внутриядерного каскада находится в стадии изучения.

В следующей главе будет представлен анализ, выполненный с целью отбора кандидатов на ν_e CC взаимодействия и поиска $\nu_\mu \to \nu_\tau$ осцилляций в канале распада $\tau^- \to e^-\bar{\nu}_e\nu_\tau$.

Глава 5

Анализ экспериментальных данных

Данная глава состоит из двух основных частей. Сначала будет описан метод, использованный для отбора кандидатов на ν_e CC взаимодействия из реальных данных, а затем будет представлен анализ, выполненный с целью поиска $\nu_\mu \to \nu_\tau$ осцилляций в канале распада $\tau^- \to e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$.

Отбор ν_e CC событий преследует двоякую цель. Во-первых, мы хотим найти набор критериев, который позволил бы избавиться от фоновых ν NC событий, вызванных фотонной конверсией вблизи первичной вершины или неверно идентифицированным адроном, принятым за электрон. Этот набор критериев будет использован в дальнейшем для поиска осцилляций. Во-вторых, мы хотим убедиться в том, что эффективность отбора и качество восстановления кинематических переменных в ν_e CC событиях хорошо воспроизводятся нашей программой моделирования. Данное сравнение крайне важно с точки зрения использования смоделированных ν_e CC событий для предсказания фона при поиске $\nu_\mu \to \nu_\tau$ осцилляций в канале распада $\tau^- \to e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$.

5.1 Отбор кандидатов на ν_e CC взаимодействия

Метод, разработанный для отбора кандидатов на ν_e CC взаимодействия из реальных данных, накопленных в эксперименте NOMAD, будет описан ниже.

5.1.1 Набор экспериментальных данных

Набор экспериментальных данных, который может быть использован для анализа на данный момент, соответствует двум годам набора статистики ('95 и '96)[1]. Из-за задержки, вызванной сбоем в производстве дрейфовых камер, данные '95 года должны быть разделены на 3 периода, соответствующие разной конфигурации мишени - 4, 8 и 11 (полная мишень) модулей дрейфовых камер внутри магнита. В то время как набор данных в '96 году проводился при полной мишени.

Следующий набор экспериментальных данных был использован для анализа:

- **Реальные данные** (см. Таблицу 5.1):
  - набор данных '95 года, соответствующий 8 и 11 модулям дрейфовых камер (0.86×10^{19} p.o.t.). К сожалению, правильная нормировка на число

[1] Данные '97 года, соответствующие 1.5×10^{19} p.o.t., обрабатываются $\bar{V}T_1T_2$ фильтром для отбора полезных событий.

Таблица 5.1: Набор событий из реальных данных, использованный для анализа.

Набор событий	N событий в FV детектора	N событий идентифицированных как ν_μ CC
данные '95	145909	85432
данные '96	514061	256074

Таблица 5.2: Набор Монте-Карло событий, использованный для анализа. Число ν_μ CC событий в последней колонке данной таблицы можно сравнивать с последней колонкой таблицы 5.1.

Монте-Карло тип события	N мод. событий	N мод. событий с вершиной в FV детектора	N событий с рек. вершиной в FV детектора	N событий идентифицирован. как ν_μ CC
ν_μ CC	484302	391977	377423	275644
ν_μ NC	148132	117772	108481	602
$\bar{\nu}_\mu$ CC	13127	9824	9590	158
ν_e CC	19775	15114	13892	67
$\bar{\nu}_e$ CC	2717	1971	1883	11
$\tau^- \to e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$	28460	23361	21891	103

протонов на мишень не может быть сделана для этого набора событий из-за неконтролируемых потерь событий в процессе переобработки экспериментальных данных для данного анализа. Тем не менее, этот экспериментальный материал был использован для отладки всей процедуры анализа и для всевозможных проверок;
- полный набор данных '96 года (1.4×10^{19} p.o.t.);

- **Монте-Карло события** (см. Таблицу 5.2):
  - ν_μ CC & NC, $\bar{\nu}_\mu$ CC, ν_e CC и $\bar{\nu}_e$ CC события были смоделированы следующими версиями программ: NEGLIB 5.06 и GENOM 5.12.6. Первичная вершина для смоделированных событий лежала в области: $|x| < 140$ см, $|y| < 140$ см и $0 < z < 405$ (см). Число ν_μ CC & NC MC и $\bar{\nu}_\mu$ CC MC событий соответствует статистике, накопленной в '96 году, в то время как число ν_e CC и $\bar{\nu}_e$ CC MC превосходит ожидаемое число событий соответствующего типа в ~ 3 раза;
  - $\tau^- \to e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$ события смоделированы с учетом обсуждавшихся ранее поправок на процесс рождения[2] τ^- и его распада (версии NEGLIB 5.07.1 и GENOM 5.12.12). Стоит обратить внимание, что Guoju - Irvine [133] параметризация Ферми-движения нуклонов внутри ядра была использована для ν_τ CC событий, в то время как все остальные MC события были смоделированы с использованием Bodek - Ritchie [134] параметризации (см. рис. 4.4);
  - дополнительный независимый набор MC событий был использован для проверки результатов, полученных для эффективности отбора и уровня подавления фона.

[2] В [132] было показано, что нет необходимости использовать фактор подавления $(1 - \frac{m_\tau^2}{s})^2$ при вычислении сечения ν_τ CC взаимодействий.

5.1.2 Отбор событий

Следующий набор критериев был использован для предварительного отбора событий, годных для данного анализа:

- **Эффективный объем (Fiducial Volume - FV) детектора:** первичная вершина должна находиться в области

$$-120 < x, y < 120 \text{ (см)} \qquad 5 < z < 395 \text{ (см)}$$

- **Критерии качества**, подтверждающие хорошую реконструкцию событий:
  - $(-2 \leq$ Сумма зарядов в первичной вершине $\leq 3)$
  - Число треков в TRD, не имеющих соответствующего DC трека < 10
  - $E^{tot}_{HCAL}/E^{tot}_{visible} < 0.75$
  - Z координата первого отсчета в лептонном треке < 400 см
  - Импульс лептонного кандидата > 1.5 ГэВ

- **Критерий множественности:** ≥ 2 заряженных треков в первичной вершине.

Чтобы иметь представление о процессе отбора событий из данных '96 года отметим, что из ~ 8 миллионов срабатываний триггера $\bar{V}T_1T_2$ 807123 событий удовлетворяют условиям $\bar{V}T_1T_2$ фильтра и только 514061 соответствуют приведенным выше критериям отбора и используются для анализа.

5.1.3 Метод анализа

В данном анализе нами был использован специально разработанный метод для отделения полезных событий (сигнала) от фона [145]. Так как отношение правдоподобия обеспечивает при определенных условиях оптимальное разделение сигнала и фона, оно было использовано в данном подходе.

Рассмотрим случайную переменную $\vec{x}$ (может быть n-мерной), которая может быть использована для разделения событий разных классов, и будем называть $\mathcal{S}$ распределение правдоподобия по переменной $\vec{x}$ для сигнала и $\mathcal{B}$ распределение правдоподобия по переменной $\vec{x}$ для фона. Одномерная переменная (отношение правдоподобия) $z = \frac{\mathcal{S}(\vec{x})}{\mathcal{B}(\vec{x})}$, которая является функцией случайной переменной $\vec{x}$ может служить хорошим критерием для разделения двух различных гипотез.

Несколько полезных наблюдений:

- любая монотонная функция правдоподобия обладает аналогичными свойствами. Чаще всего используются два таких преобразования: $\log(\frac{\mathcal{S}}{\mathcal{B}})$ и $\frac{\mathcal{S}}{(\mathcal{S}+\mathcal{B})}$, причем преимуществом последнего является ограниченность в интервале [0,1];

- если отношение правдоподобия для одномерной переменной является монотонной функцией этой переменной, то использование отношения правдоподобия вместо начальной переменной не вносит искажений в отношение эффективности отбора к уровню подавления фона.

Распределения $\mathcal{S}$ и $\mathcal{B}$ могут быть построены, как с использованием моделированных, так и реальных (см. ниже) событий. Чтобы избежать нежелательных разрывов на хвостах этих распределений, они были параметризованы с помощью подпрограммы HQUAD из пакета HBOOK [146]. HQUAD обеспечивает достаточно гибкую технику параметризации, которая может быть использована для изложенного здесь метода. Мы ограничили рассмотрение функции правдоподобия в виде произведения 1- и 2-мерных распределений, т.е. мы пренебрегаем частью возможных корреляций между компонентами n-мерного вектора $\vec{x}$.

Если предположить, что переменные (компоненты) x_1 и x_2 независимы, то их функция правдоподобия $f(x_1, x_2)$ может быть представлена в виде $g(x_1) \times h(x_2)$, т.е. независимость переменных понижает размерность функций правдоподобия, которые должны быть параметризованы.

Рассмотрим пример построения переменной

$$X_{pa} = \frac{\mathcal{S}}{(\mathcal{S} + \mathcal{B})}$$

и покажем преимущество использования данной переменной. Пусть σ и β являются распеделениями X_{pa} соответственно для сигнала и фона:

$$\begin{aligned} \sigma(y) &= \int \mathcal{S}(x)\delta(y - \frac{\mathcal{S}(x)}{\mathcal{S}(x) + \mathcal{B}(x)})dx \\ \beta(y) &= \int \mathcal{B}(x)\delta(y - \frac{\mathcal{S}(x)}{\mathcal{S}(x) + \mathcal{B}(x)})dx \end{aligned}$$

Вычисляя $\frac{\sigma(y)}{y}$, находим:

$$\begin{aligned} \frac{\sigma(y)}{y} &= \int \frac{\mathcal{S}(x)}{y}\delta(y - \frac{\mathcal{S}(x)}{\mathcal{S}(x) + \mathcal{B}(x)})dx \\ &= \int \frac{\mathcal{S}(x)}{\mathcal{S}(x)}(\mathcal{S}(x) + \mathcal{B}(x))\delta(y - \frac{\mathcal{S}(x)}{\mathcal{S}(x) + \mathcal{B}(x)})dx \\ &= \int (\mathcal{S}(x) + \mathcal{B}(x))\delta(y - \frac{\mathcal{S}(x)}{\mathcal{S}(x) + \mathcal{B}(x)})dx \\ &= \sigma(y) + \beta(y) \end{aligned}$$

или

$$\frac{\sigma(y)}{\sigma(y) + \beta(y)} = y \tag{5.1}$$

то есть

- рассматривая $y = X_{pa}(x)$ как случайную переменную и вычисляя $X_{pa}(y)$, убеждаемся в том, что $X_{pa}(y) = y$, т.е. повторение данного преобразования не вносит никакого дополнительного вклада в качество разделения двух гипотез (как и ожидалось);

- функции $\mathcal{S}$ и $\mathcal{B}$ внутри δ-функций являются параметризациями (т.е. теми функциями, которые служат для вычисления $X_{pa}(x)$ при наличии x), в то время как остальные $\mathcal{S}$ и $\mathcal{B}$ представляют начальные распределения. Условие (5.1) выполняется в том случае, если параметризации хорошо совпадают с начальными распределениями, т.е. уравнение (5.1) может быть использовано для проверки качества полученных параметризаций. На практике, если заполнить гистограммы $\mathbf{s}$ и $\mathbf{b}$ для $X_{pa}(x)$ для сигнала и фона, а затем построить отношение $\mathbf{s}/(\mathbf{s} + \mathbf{b})$, то фит прямой линией $(y = \alpha x + \beta)$ полученной гистограммы должен приводить к $\alpha = 1$ и $\beta = 0$ в пределах ошибок. В случае, когда при параметризации возможные корреляции не были приняты во внимание, данная процедура дает возможность почувствовать обоснованность этого приближения.

Для иллюстрации изложенного метода, мы приводим здесь пример для случая, когда сигнал и фон являются 2-мерными распределениями Гаусса с $\sigma = 1$ и 50% корреляцией; сигнал отличается от фона средним значением: (1,1) и (-1,-1). При параметризации распределений для $\mathcal{S}$ и $\mathcal{B}$ можно как пренебречь (*uncor*), так и принять во внимание (*cor*) корреляции. На рис. 5.1 можно увидеть, что распределение $\mathbf{s}/(\mathbf{s}+\mathbf{b})$ позволяет легко почувствовать различие между этими двумя случаями (*cor* и *uncor*). Как видно из рис. 5.2 это различие в методе, использованном при параметризации распределений, становится важным, если требуется достичь уровня подавления фона лучше чем 10^3.

Суммируя вышеизложенное, стоит отметить, что переменная X_{pa} принимает значения в интервале $[0,1]$ (чем больше значение X_{pa}, тем с большей вероятностью данное событие является сигналом). Использование X_{pa} позволяет проверить качество параметризации для распределений $\mathcal{S}$ и $\mathcal{B}$. Тем не менее, мы убедились в том, что всегда полезно проверить качество параметризации "на глаз".

Прежде чем завершить данный раздел, введем следующие обозначения. В случае 3 переменных a, b, c:
– обозначение $\{a, b, c\}$ означает, что при построении дискриминантной переменной подразумевается независимость a, b и c;
– обозначение $\{[a, b], c\}$ (или $\{\mathrm{HQ}[a, b], c\}$) означает, что параметризация выполнена с учетом корреляций между переменными a и b, в то время как c является независимой переменной.

5.1.4 Идентификация электронов

Для отбора первичных электронов прежде всего требуется идентификация на основе TRD (примесь пионов $< 10^{-3}$). Другой (независимый) критерий идентификации был построен с использованием вышеизложенного метода на основе информации PRS и ECAL с учетом измерений, проведенных в реальных условиях набора данных. Для выбора электронов из реальных данных мы применили кинематический отбор, позволяющий добиться хорошей чистоты отбора ν_e CC событий. Набор фоновых событий был получен в результате специальной процедуры реконструкции событий, которая рассматривала каждый трек как возможный электрон, но требовала, чтобы он не был похож на электрон с точки зрения распределения сигналов в TRD. Стоит подчеркнуть, что наличие малого вклада от настоящих электронов в наборе фоновых событий не является проблемой в данном конкретном случае.

Переменная, использованная для отбора электронных кандидатов на основе информации PRS и ECAL, была построена в следующем виде:

```
eleid = {HQ[eop,HQ[prsx,prsy]],cxy=HQ[chix,chiy]},
```

где мы комбинируем информацию о сигнале в обеих плоскостях PRS $(prsx, prsy)$ с согласованным измерением импульса/энергии электрона в DC и ECAL ($eop = \frac{E_{CAL}-P_{DC}}{E_{CAL}+P_{DC}}$), требуя соответствия формы сигнала в калориметре поведению электромагнитного ливня $(chix, chiy)$. Данный критерий позволил достичь уровня примеси $\sim 4\times10^{-2}$ для первичных адронов, теряющих > 0.75 ГэВ в электромагнитном калориметре, при эффективности идентификации электронов $\sim 90\%$. Зависимость эффективности от уровня подавления фона приведена на рис. 5.3.

При наличии двух независимых алгоритмов для идентификации электронов: на основе TRD (1) и PRS/ECAL (2), можно попытаться оценить уровень подавления фона для каждого из алгоритмов (ε_1^π и ε_2^π) при условии, что они действительно независимы и эффективность идентификации электронов для каждого из них известна (ε_1^e и ε_2^e). Если есть N треков, из которых N_e действительно являются электронами, тогда число треков, идентифицированных

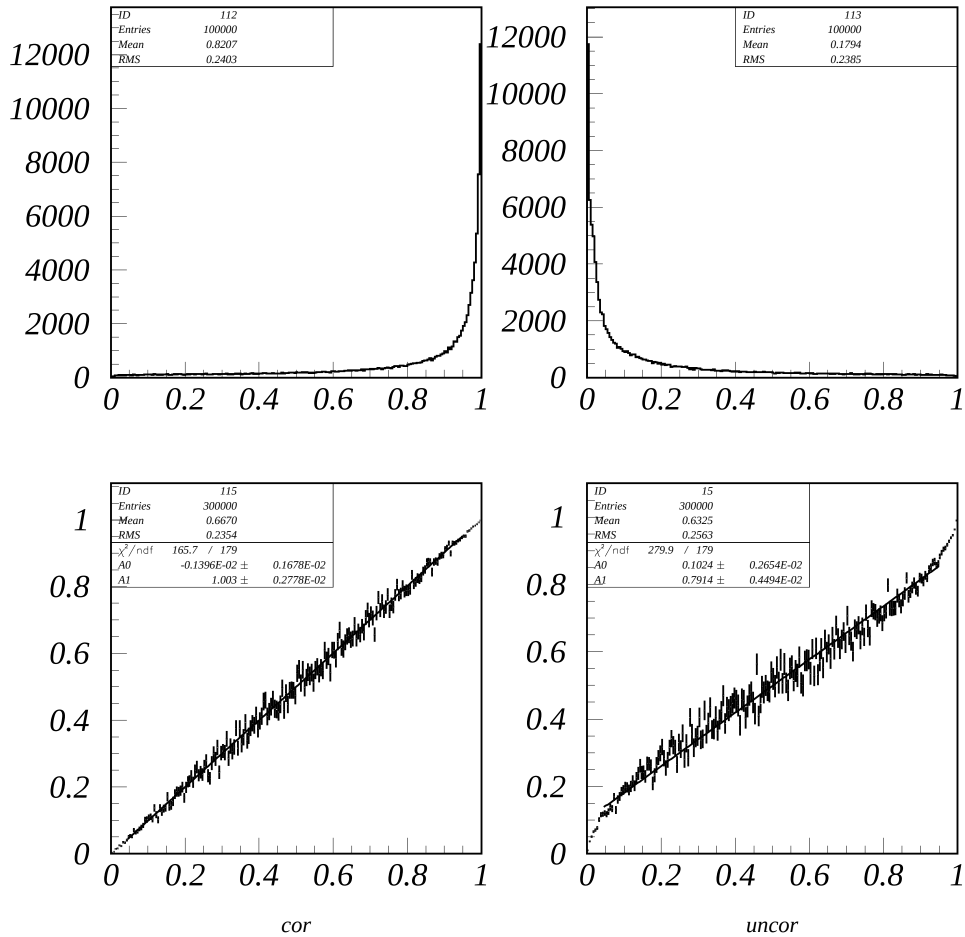

Рис. 5.1: Пример использования X_{pa} преобразования для 2-мерной переменной (сигнал и фон являются двумерными распределениями Гаусса с $\sigma = 1$ и 50% корреляцией). Вверху: распределения X_{pa} для сигнала **s** (лево) и фона **b** (право). Слева внизу: распределение $\mathbf{s}/(\mathbf{s}+\mathbf{b})$ с учетом корреляций, отфитированное прямой линией. Параметры фита находятся в пределах ошибок от ожидаемых значений 0 и 1. Справа внизу: то же распределение, что и слева, но переменные считаются независимыми, параметры фита существенно отличаются от 0 и 1.

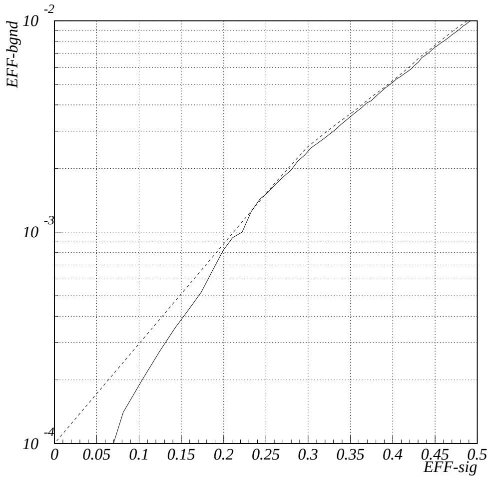

Рис. 5.2: Уровень подавления фона как функция эффективности для примера с двумя распределениями Гаусса при учете корреляций (сплошная линия) и пренебрежении ими (пунктирная линия). Видно, что учет корреляций становится важным в случае, если требуется достичь уровня подавления фона лучше чем 10^3.

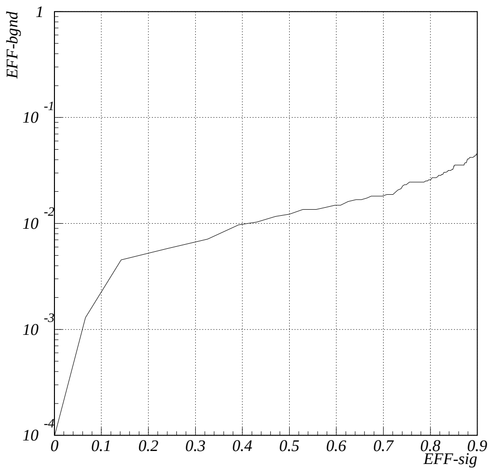

Рис. 5.3: Зависимость эффективности идентификации электронов от уровня подавления фона для переменной, использующей информацию PRS и ECAL (для первичных треков, теряющих > 0.75 ГэВ в электромагнитном калориметре).

первым алгоритмом равно:

$$N_1 = \varepsilon_1^e \cdot N_e + \varepsilon_1^\pi \cdot (N - N_e)$$

тогда как число треков, идентифицированных вторым методом:

$$N_2 = \varepsilon_2^e \cdot N_e + \varepsilon_2^\pi \cdot (N - N_e)$$

и, наконец, число треков, идентифицированных обоими алгоритмами одновременно:

$$N_{12} = \varepsilon_1^e \cdot \varepsilon_2^e \cdot N_e + \varepsilon_1^\pi \cdot \varepsilon_2^\pi \cdot (N - N_e)$$

Эта система уравнений может быть решена, что позволяет извлечь нужные нам величины. Данная проверка исключительно важна с точки зрения возможности оценить независимым образом качество работы TRD в условиях эксперимента (которое может существенно отличаться от результатов, полученных на тестовом пучке).

При использовании данного подхода в реальных данных для оценки уровня подавления фона от адронов, оставляющих > 0.75 ГэВ в ECAL, при 90% эффективности идентификации электронов в TRD, получаем $\varepsilon_{TRD}^\pi \sim 0.7\%$ при отсутствии наложений сигнала[3] в TRD и $\varepsilon_{TRD}^\pi \sim 7\%$ в общем случае. Эти результаты согласуются с ожидаемыми.

Однако, при применении аналогичной процедуры к моделированным событиям, этот метод приводит к результатам, которые нам не удалось объяснить ($\varepsilon_{TRD}^\pi \sim 10\%$ в идеальном случае отсутствия наложений сигнала в TRD). В связи с тем, что нами были использованы реальные данные для построения распределений для сигнала и фона, этот факт может наводить на мысль о недостаточно правильном моделировании откликов поддетекторов. Более того, такое различие усиливается необходимой зависимостью алгоритмов идентификации от методов реконструкции. Например, специальный алгоритм построения электромагнитных кластеров в калориметре используется только для треков, идентифицированных как электроны в TRD. На данный момент эта проблема не решена.

5.1.5 Восстановление электронов

Только треки, включенные в первичную вершину, рассматриваются как потенциальные кандидаты на первичный электрон. Для восстановления трека электрона нами был использован алгоритм, описанный ранее, который состоит в комбинировании информации дрейфовых камер (реконструированные сегменты, связанные в цепочку с помощью вершин; поиск возможных точек излома траектории) и электромагнитного калориметра (кластеры, соответствующие как заряженным трекам, так и испущенным тормозным γ-квантам).

Оцененная с помощью MC доля событий, в которых трек был идентифицирован в TRD как электрон, но не включен в первичную вершину, составляет менее 2%.

5.1.6 Выбор лептона из первичной вершины

Выбор вылетающего из первичной вершины (токового) лептона был сделан следующим образом. При наличии в первичной вершине лишь одного идентифицированного лептона l ($\mu^\pm$ или $e^\pm$), данное событие рассматривалось как кандидат на $\overset{(-)}{\nu_l}$ CC взаимодействие. В случае, когда в первичной вершине

[3]Наложение сигнала в TRD происходит когда несколько заряженных частиц пересекают один и тот же набор TRD трубок.

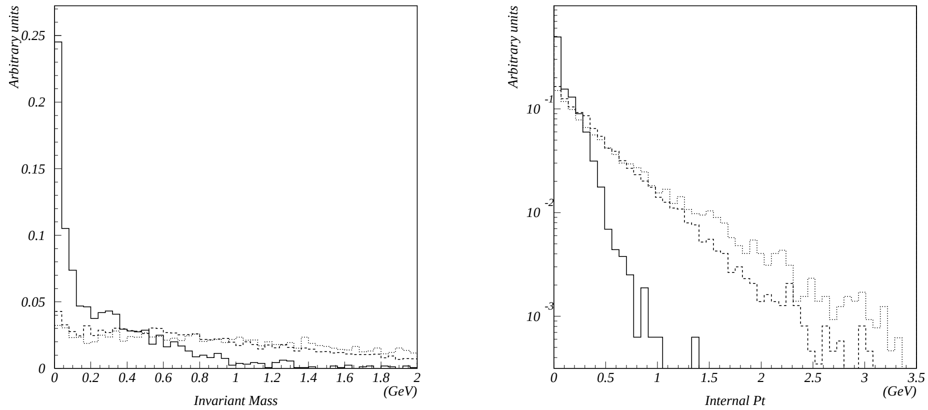

Рис. 5.4: Сравнение распределений инвариантной массы и поперечного импульса одного из треков по отношению к их суммарному импульсу (p_T^{int}) для пары треков (первичный $e^{\pm}$ кандидат и другой противоположно заряженный трек, составляющий наименьший угол с первым в плоскости YZ) для ν_μ NC (сплошная линия), $\tau \to e$ (пунктирная линия) и ν_e CC (штриховая линия) Монте-Карло событий. Можно легко увидеть вклад от конверсий вблизи первичной вершины (скопление событий вблизи ноля в обоих распределениях).

было два идентифицированных лептона разного типа, и один из них μ^-, событие классифицировалось как ν_μ CC и использовалось для построения псевдо-ν_μ NC, то есть ν_μ CC, в котором мюон из первичной вершины полностью игнорируется. Если оба лептона имели один и тот же тип, то токовым лептоном считался трек, имеющий больший поперечный испульс (p_T). События, в которых в первичной вершине содержалось больше двух идентифицированных лептонов, не использовались для данного анализа.

5.1.7 Кинематический отбор

Только события, удовлетворяющие описанным ранее критериям отбора на эффективный объем детектора, качество восстановления и множественность, будут использованы для этого анализа. Мы требуем также отсутствия идентифицированного мюона в событии.

Моделированные ν_e CC события были использованы для построения распределений для сигнала, а псевдо-ν_μ NC события из реальных данных для параметризации фона. Отделение ν_e CC кандидатов от фоновых ν_μ CC и NC взаимодействий осуществлялось в несколько этапов.

Первый набор критериев служит для того, чтобы избавиться от событий, содержащих конверсию фотона вблизи первичной вершины, когда один из заряженных треков включен в первичную вершину, тогда как его партнер восстановлен, но не ассоциирован с первым треком. Мы выбираем трек[4] противоположного заряда, образующий наименьший угол в плоскости[5] YZ с электронным кандидатом из первичной вершины (oyz) и применяем стандартные критерии

[4]При выборе партнера разность между Z-координатами первого отсчета для $e^{\pm}$ кандидата и другого трека может достигать 100 см. Это допускается из-за того, что два трека от конверсии фотона обычно лежат очень близко друг к другу, и отсчеты одного из них могут маскировать отсчеты другого.

[5]Так как качество реконструкции существенно лучше в плоскости YZ по сравнению с плоскостью XZ.

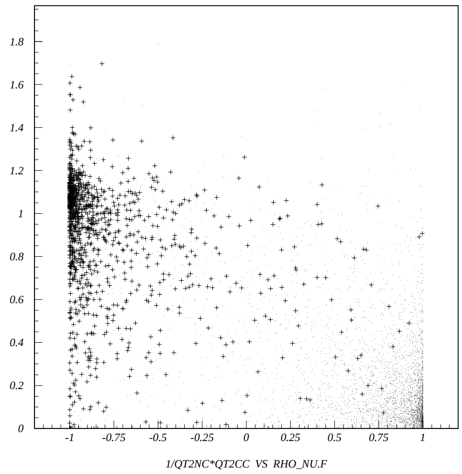

Рис. 5.5: Сравнение распределений $qt2ratio$ vs rho_nu для ν_e CC MC событий (точки) и ν_μ NC MC событий, содержащих электрон в первичной вершине (крестики).

на инвариантную массу (xm_yz), поперечный импульс одного из треков по отношению к их суммарному импульсу (ptp_yz) (см. рис. 5.4), принимая также во внимание углы между этими двумя треками (в пространстве (op_yz) и в плоскости XZ (oxz_yz)):

```
conv = {ptp_yz,xm_yz,oyz,op_yz,oxz_yz}
```

Второй набор критериев используется для того, чтобы отбросить события, в которых адрон, вылетающий из первичной вершины, неверно идентифицирован программой реконструкции как электрон. Данный критерий состоит из двух частей.

Первая часть основана на методе, предложенном в [100], для отделения CC событий от NC взаимодействий. Он служит для того, чтобы убедиться, что трек, идентифицированный как электрон, соответствует гипотезе о том, что это токовый лептон. Идея заключается в вычислении среднего Q_T^2 адронной струи в двух предположениях: событие по каналу нейтрального тока - $Q_T^2(NC)$ (все треки, вылетающие из первичной вершины, считаются частью адронной струи) и событие по каналу заряженного тока - $Q_T^2(CC)$ (при вычислении Q_T^2 подразумевается, что один из треков является лептоном, а все остальные составляют адронную струю). Отношение $\frac{Q_T^2(CC)}{Q_T^2(NC)}$ позволяет разделить эти две гипотезы: оно близко к 1 для NC событий, т.к. случайным образом выбранный трек не изменяет поведения адронной струи. В то время как для CC событий отношение близко к 0, т.к. токовый лептон существенно увеличивает Q_T^2 при включении его в состав адронной струи. Таким образом, при правильном выборе токового лептона в CC событиях $Q_T^2(NC) > Q_T^2(CC)$ (см. рис. 5.5).

Переменная, использованная для отбора, была построена следующим образом:

```
nc = HQ[qt2ratio,rho_nu]
```

Пример $\mathbf{s}/(\mathbf{s}+\mathbf{b})$ распределения приведен на рис. 5.6. Он позволяет проверить качество параметризации для данной переменной nc и убедиться в том, что учет корреляций между $qt2ratio$ и rho_nu играет важную роль.

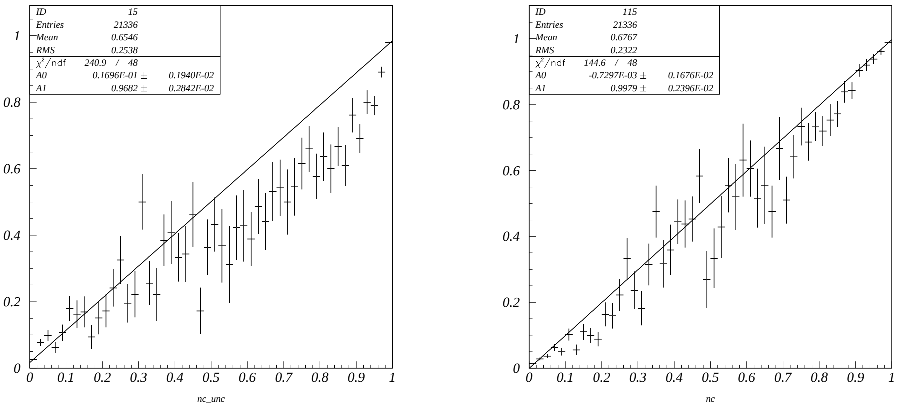

Рис. 5.6: Пример $\mathbf{s}/(\mathbf{s}+\mathbf{b})$ распределения позволяет проверить качество параметризации для данной переменной nc и убедиться в том, что учет корреляций между $qt2ratio$ и rho_nu играет важную роль. Распределения в случаях пренебрежения корреляцией (лево) и ее учете (право).

Вторая часть данного критерия отбора представляет собой комбинацию минимального угла в пространстве между электронным кандидатом и любым другим заряженным треком в событии ($opanch$) и поперечного импульса электрона по отношению к направлению адронной струи ($qtisol$):

```
ang = HQ[opanch,qtisol]
```

Данный критерий позволяет отличить CC события от NC, используя тот факт, что токовый лептон, как правило, хорошо изолирован от адронной струи.

Наконец, кинематический отбор ν_e CC кандидатов основан на следующих переменных: полная видимая энергия в событии ($etot$), импульс электрона ($plep$), недостающий поперечный импульс в событии ($ptmis$), поперечная масса (xmt), вычисленная с помощью векторов $\vec{p}_T^{\,e}$ и $\vec{p}_T^{\,miss}$, и переменные (rho_nu, rho_mu), описывающие поведение события в плоскости, перпендикулярной направлению налетающего нейтрино:

```
kin1={xmt,etot,plep,qtisol,rho_nu,rho_mu,ptmis}
```

Ниже приведены формулы для вычисления переменных, использованных в этом разделе:

$$\vec{q}_T = \vec{p} - \frac{(\vec{p}\cdot\vec{P}_h)}{P_h^2}\vec{P}_h$$

$$Q_T^2(NC) = \frac{1}{n}\sum_i q_T^2(i)$$

$$Q_T^2(CC) = \frac{1}{n-1}\sum_{i\neq lepton} q_T^2(i)$$

$$qt2ratio = \frac{Q_T^2(CC)}{Q_T^2(NC)}$$

$$\rho_\nu = rho\_nu = \frac{p_T^{lep} - p_T^{miss}}{p_T^{had}}, \qquad \rho_\mu = rho\_mu = \frac{p_T^{lep} + p_T^{miss} - p_T^{had}}{p_T^{lep} + p_T^{miss} + p_T^{had}}$$

$$M_T = xmt = \sqrt{(p_T^{lep} + p_T^{miss})^2 - (\vec{p}_T^{\,lep} + \vec{p}_T^{\,mis})^2}$$

Таблица 5.3: Уровень подавления фона с помощью предложенных критериев отбора (комбинация *eleid*, *conv*, *nc*, *ang* и *kin*1) для ν_μ CC и NC событий. Стоит обратить внимание, что 20 "$-$" событий из псевдо-NC, построенных на основе ν_e CC (MC), представляют собой настоящие ν_e CC взаимодействия, содержащие μ^- (от распада адрона), который был проигнорирован при построении псевдо-NC (см. текст).

Тип события	N событий	N мод. событий FV	N рек. событий в FV	N фон "$-$"	N фон "+"
ν_μ CC (MC)	484302	391977	377423	3	9
ν_μ NC (MC)	148132	117772	108481	3	4
ν_μ NC (MC) test	150000	119527	110178	5	4
$\bar{\nu}_\mu$ CC (MC)	13127	9824	9590	0	-
псевдо-NC из ν_μ CC (MC)	-	-	275644	4	17
псевдо-NC из ν_e CC (MC)	19775	15114	13892	20	-
псевдо-NC (данные '96)	-	-	256074	18	33
псевдо-NC (все данные)	-	-	341510	23	41

5.1.8 Эффективность идентификации и оценка уровня фона

Используя комбинацию критериев отбора, описанных ранее, нами была достигнута эффективность[6] отбора ν_e CC событий $(38.5 \pm 0.5)\%$.

Проверка на независимом наборе событий (не использованном для построения функций правдоподобия) дала согласованый результат $\varepsilon_{\nu_e\ CC} = (39.0 \pm 0.4)\%$.

Лишь небольшое число фоновых событий выживает в каждой из категорий (см. Таблицу 5.3). На основе этого мы можем оценить уровень подавления фона от ν_μ NC MC событий (от 2 до 5) $\times 10^{-5}$ как для отрицательных ("$-$"), так и для положительных ("+") первичных электронных/позитронных кандидатов. Уровень подавления фона от ν_μ CC MC событий находится в пределах (от 3 до 13) $\times 10^{-6}$ для "$-$" и (от 1 до 3) $\times 10^{-5}$ для "+". "+"/"$-$" симметрия фона от ν_μ NC соответствует нашим ожиданиям, также как и худший уровень подавления "+" фона в ν_μ CC, обусловленный наличием полулептонных распадов очарованных мезонов ($c \to he^+\nu_e$). Пример такого события приведен на рис. 5.7.

Для проверки полученных результатов были использованы псевдо-NC события, построенные из ν_μ CC MC, ν_e CC MC и реальных событий. Сразу бросается в глаза "+"/"$-$" асимметрия от распадов очарованных частиц в псевдо-NC на базе ν_μ CC событий. Для того, чтобы подавить фон от распадов анти-очарованных частиц, образованных в $\bar{\nu}_\mu$ CC, мы не строим псевдо-NC из событий, содержащих μ^+.

При использовании псевдо-NC для оценки фона от реальных NC событий, важно иметь в виду две возможные проблемы.

Первая из них присутствует только в реальных данных и связана с используемым алгоритмом выбора токового лептона. Дело в том, что если в ν_e CC событии отрицательный адрон распадается на мюон, то это событие будет использовано для построения псевдо-NC. Из 18 "$-$" событий в категории псевдо-NC из данных '96 года ~ 7 событий объясняются именно этим механизмом, как следует из изучения ν_e CC MC событий (см. строку "псевдо-NC из ν_e CC MC" в

[6] Эффективность и уровень подавления фона вычислены по отношению к числу событий с реконструированной вершиной, лежащей в эффективном объеме (fiducial volume - FV) детектора.

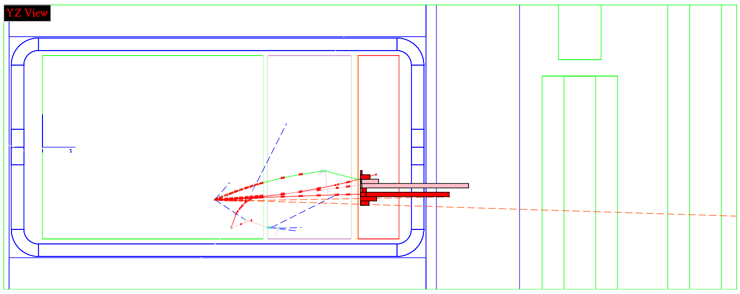

Рис. 5.7: Событие run 212013 event 27069 (YZ проекция): является "+" кандидатом из набора ν_μ CC MC. Оно содержит распад $D^0 \to e^+\nu_e K^-$ ($p_{e^+} = 5.3$ ГэВ, $p_{\nu_e} = 4.3$ ГэВ, $p_{K^-} = 14.7$ ГэВ).

Таблице 5.3). Оставшиеся 11 "−" событий согласуются с нашей оценкой, полученной с использованием моделированных событий ([(от 2 до 5)$\times 10^{-5}$]$\times$256074).

Вторая проблема присутствует и в реальных, и в моделированных событиях. Она является неизбежным следствием процедуры построения псевдо-NC. Дело в том, что кинематика псевдо-NC искажена необходимостью идентифицировать мюон, а средний заряд адронной струи 3/2 вместо 1/2, что приводит к изменениям в распределениях для лидирующих частиц. Более того, из-за невозможности различить отсчеты в дрейфовых камерах, принадлежащие двум близколежащим трекам, мы не можем определить какие отсчеты должны быть проигнорированы вместе с мюоном. Например, если мюон испускает δ-электрон вблизи первичной вершины, этот электрон может быть ошибочно включен в данную вершину, используя отсчеты, оставленные в камерах мюоном. Данное событие не будет отброшено критерием на угол между двумя треками (ang), т.к. мы игнорируем мюонный трек. Другим примером может служить событие, в котомом мюон, проходя через те же трубки в TRD, что и заряженный адрон, вызывает его неверную индентификацию.

Тем не менее, фон, чувствительный к кинематике адронной струи и ее заряду, возникает из-за неправильной идентификации, которая, в первом приближении, не зависит от кинематики события. Детекторные эффекты достаточно редко являются серьезной проблемой для отбора ν_e CC кандидатов, но могут оказаться значительно важнее при поиске $\nu_\mu \to \nu_\tau$ осцилляций в канале распада $\tau \to e$.

Сравнение использованных для анализа кинематических переменных между ν_μ NC и псевдо-NC в MC событиях (рис. 5.8 и рис. 5.9) и реальных данных (рис. 5.10 и рис. 5.11) указывает на разумное согласие, которое подтверждает возможность использования псевдо-NC событий для построения функций правдоподобия. Для описанного здесь отбора при параметризации фоновых распределений были использованы как отрицательные, так и положительные электронные/позитронные кандидаты.

5.1.9 Результаты отбора

Применение данной процедуры отбора к реальным данным, накопленным в '96 году, приводит к набору из 1842 кандидатов на ν_e CC взаимодействия. При этом уровень фона оценивается как ~ 5 (или < 9 на 90% уровне достоверности) событий от ν_μ NC и ~ 3 (или < 7 на 90% уровне достоверности) событий от ν_μ CC.

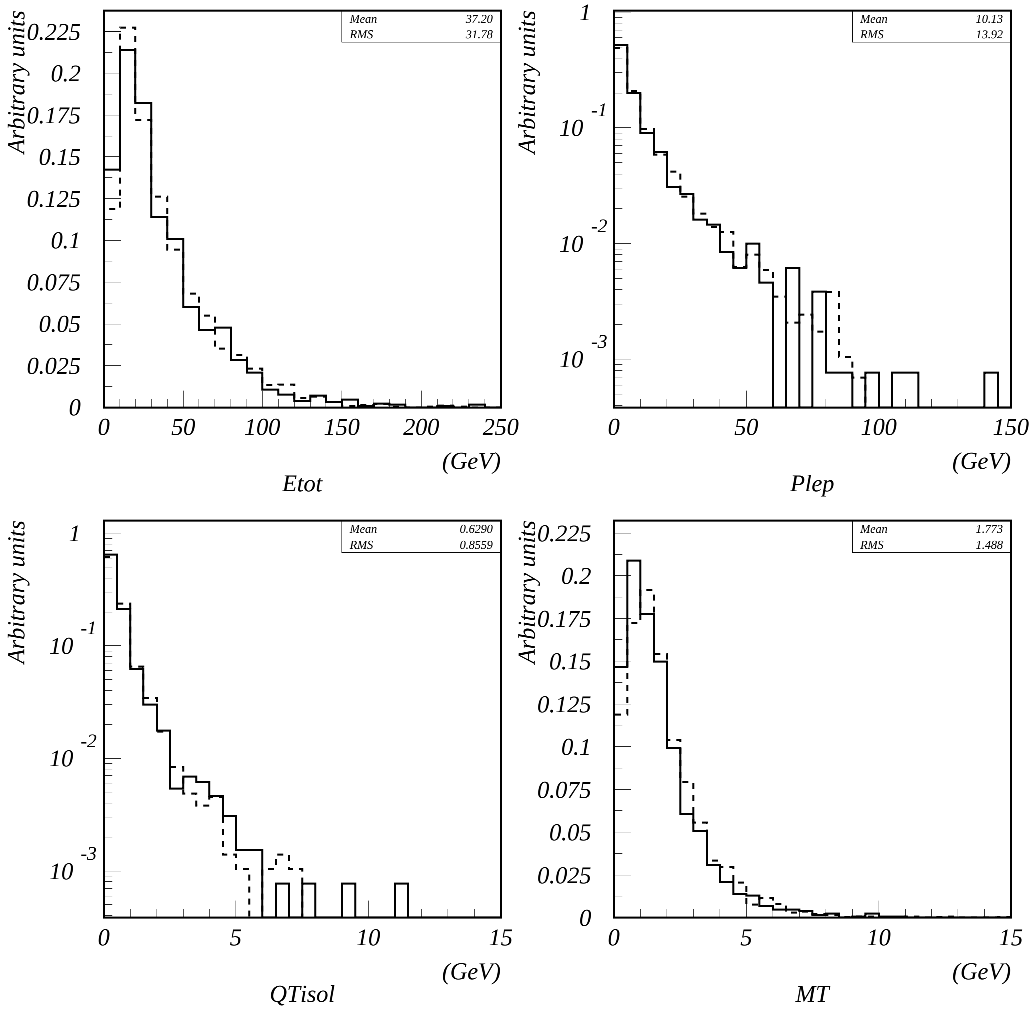

Рис. 5.8: Сравнение полной видимой энергии в событии, начального импульса электрона, поперечного импульса электрона по отношению к адронной струе и поперечной массы для событий, содержащих $e^{\pm}$ кандидат в первичной вершине: ν_μ NC MC события (сплошная линия) и псевдо-NC, построенные на основе ν_μ CC MC событий (штриховая линия).

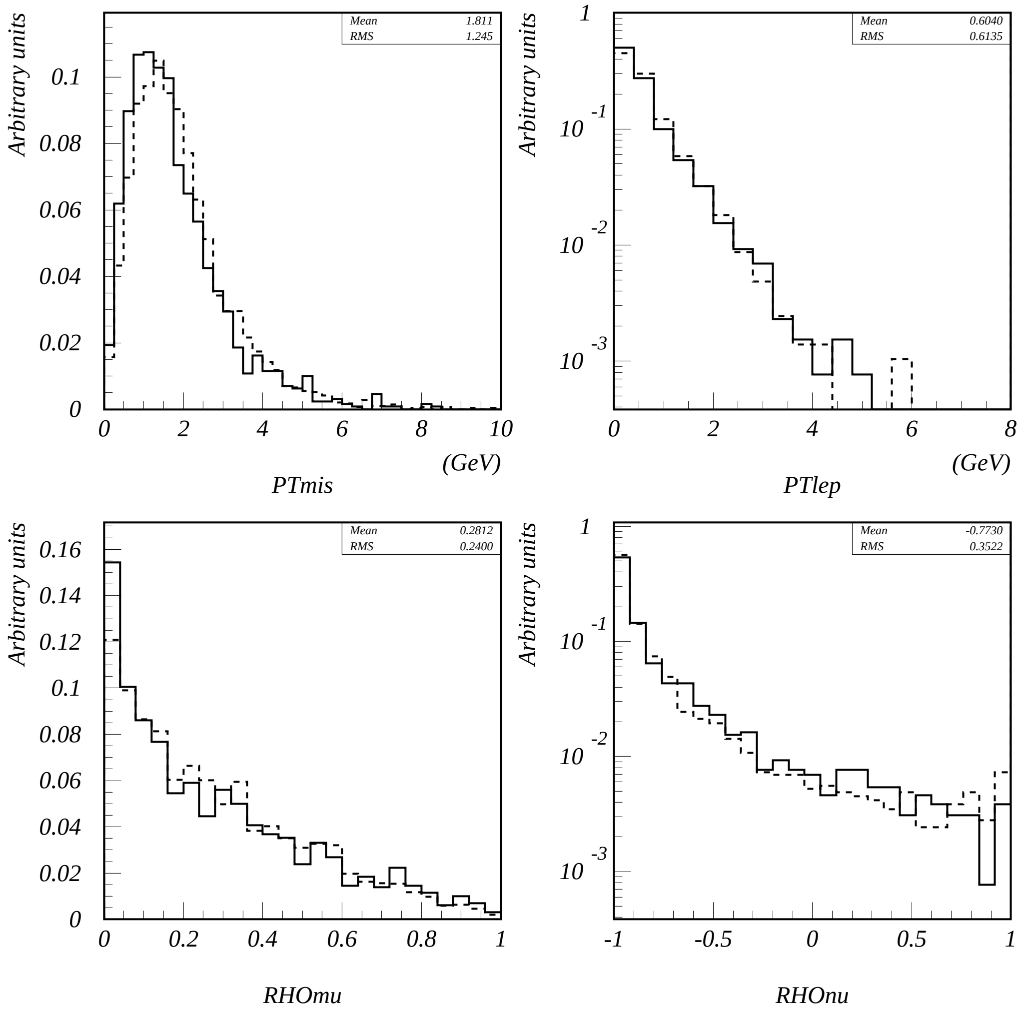

Рис. 5.9: Сравнение недостающего поперечного импульса в событии, P_T электрона и переменных ρ_μ и ρ_ν для событий, содержащих $e^\pm$ кандидат в первичной вершине: ν_μ NC MC события (сплошная линия) и псевдо-NC, построенные на основе ν_μ CC MC событий (штриховая линия)

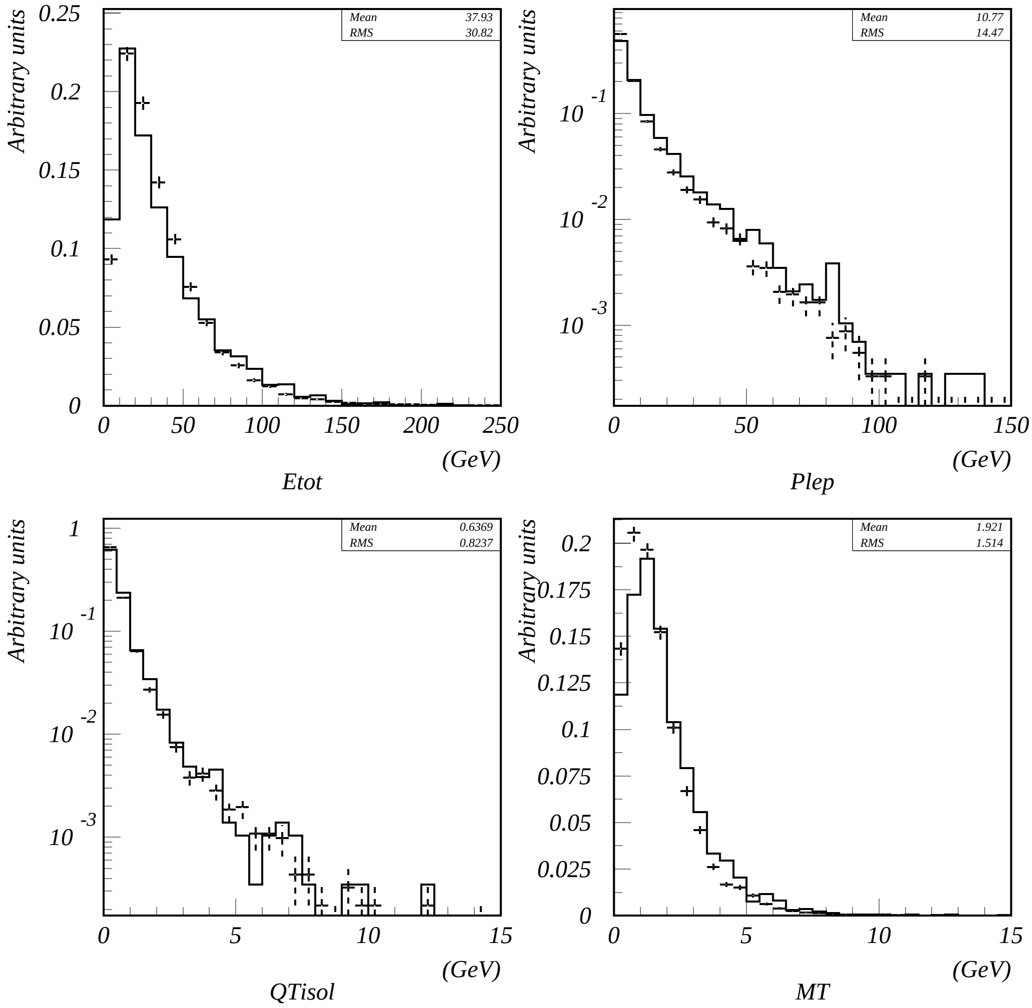

Рис. 5.10: Сравнение полной видимой энергии в событии, начального импульса электрона, поперечного импульса электрона по отношению к адронной струе и поперечной массы для событий, содержащих $e^{\pm}$ кандидат в первичной вершине: псевдо-NC из ν_μ NC MC событий (сплошная линия) и псевдо-NC, построенные на основе ν_μ CC кандидатов из данных '96 года (точки с ошибками).

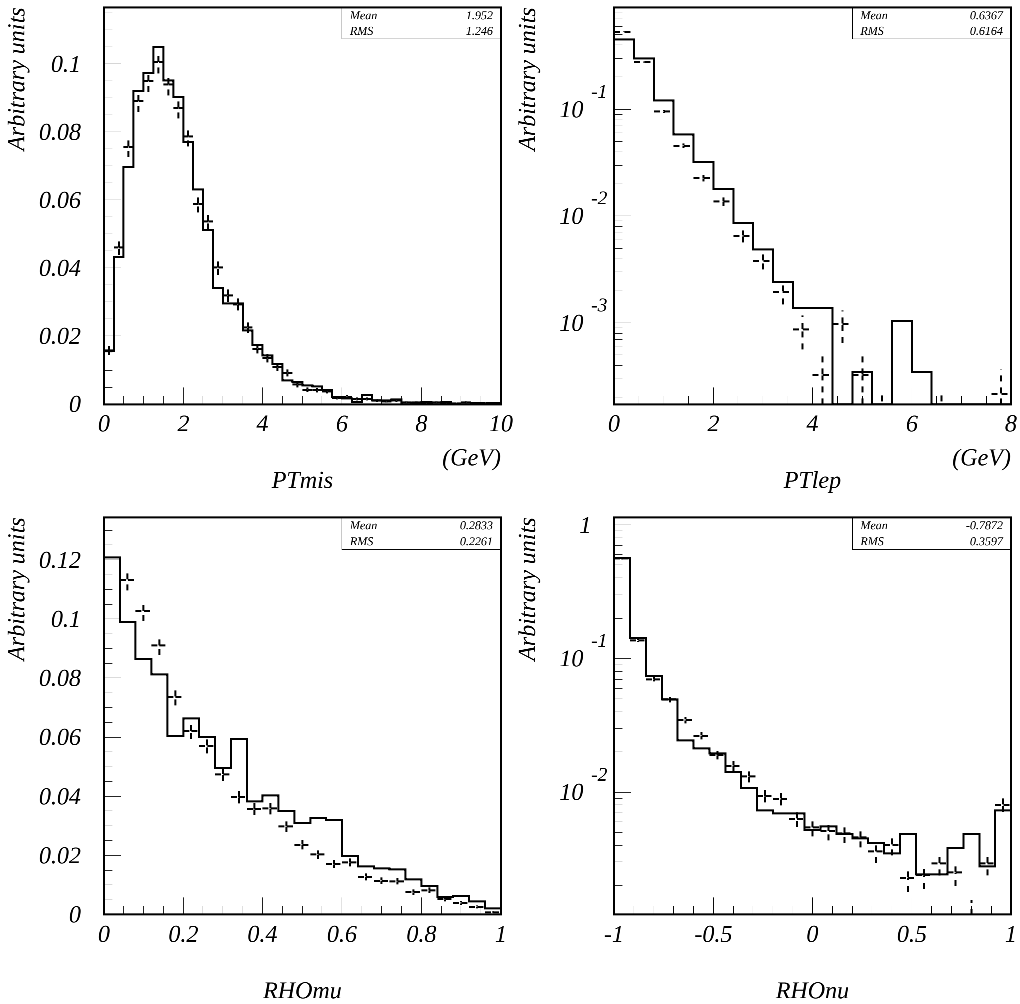

Рис. 5.11: Сравнение недостающего поперечного импульса в событии, P_T электрона и переменных ρ_μ и ρ_ν для событий, содержащих $e^\pm$ кандидат в первичной вершине: псевдо-NC из ν_μ CC MC событий (сплошная линия) и псевдо-NC, построенные на основе ν_μ CC кандидатов из данных '96 года (точки с ошибками).

Сравнение кинематических переменных для событий, отобранных из реальных данных и ν_e CC MC взаимодействий, приведено на рис. 5.12 и рис. 5.13. Разумное согласие достигнуто для продольных переменных, тогда как поперечные переменные отражают уже отмеченное нами различие в поведении недостающего поперечного импульса p_T^{miss} (см. рис. 4.9). Стоит отметить, что использование псевдо-NC событий из реальных данных частично компенсирует этот недостаток.

Можно попытаться предсказать ожидаемое число идентифицированных ν_e CC событий в данных '96 года. Используя наблюдаемое число ν_μ CC взаимодействий в эффективном объеме детектора (256074), поправленное на эффективность идентификации ($\varepsilon_{\nu_\mu\ CC} = (73.0 \pm 0.2)\%$), и предсказание Монте-Карло по относительному составу пучка ($\nu_e/\nu_\mu \sim 1.4\%$), мы можем оценить ожидаемое число ν_e CC событий: 1891 ± 25(стат.) $\pm\ 95$(сист.), что находится в хорошем согласии с наблюдаемым числом событий.

Было проверено, что с использованием предложенной процедуры отбора можно получить достаточно чистый набор $\bar{\nu}_e$ CC событий. Мы отобрали 240 событий при оценке фона ~ 5 (или < 9 на 90% уровне достоверности) событий от ν_μ NC и ~ 9 (или < 14 на 90% уровне достоверности) событий от ν_μ CC. Эффективность отбора, оцененная с помощью $\bar{\nu}_e$ CC MC, $\varepsilon_{\bar{\nu}_e\ CC} = (38.4 \pm 1.4)\%$ совпадает с эффективностью идентификации ν_e CC взаимодействий. Отношение числа $\bar{\nu}_e$ CC кандидатов к ν_e CC событиям составляет $(12 \pm 1)\%$, что совпадает с предсказаниями программы моделирования нейтринного пучка.

Мы убедились также в том, что отобранные $e^\pm$ кандидаты являются первичными треками, сравнивая ΔZ распределения (разность по Z координате между положением первичной вершины и первым отсчетом в лептонном треке) для ν_e CC и ν_μ CC событий из реальных данных (см. рис. 5.14). Согласие в этих распределениях подтверждает тот факт, что вклад электронов, образующихся от конверсий фотонов вблизи первичной вершины, пренебрежимо мал.

5.1.10 Использование отобранных событий

Отобранные из реальных данных ν_e CC события позволили провести ряд простых проверок.

Прежде всего, мы можем проверить интерпретацию эксперимента LSND как проявление $\nu_\mu \to \nu_e$ осцилляций с вероятностью $(0.31 \pm 0.12 \pm 0.05)\%$ в области больших Δm^2. Наличие таких осцилляций привело бы к избытку ν_e CC событий в реальных данных по сравнению с предсказанием MC, особенно в области низких энергий (из-за различия в спектрах между ν_e и ν_μ).

Чтобы уменьшить систематические неопределенности, более предпочтительно изучать поведение отношения числа ν_e CC взаимодействий к числу ν_μ CC взаимодействий как функцию энергии налетающего нейтрино (см. рис. 5.15). Данные эксперимента NOMAD не подтверждают наличие осцилляций. Вычисление предела на вероятность $\nu_\mu \to \nu_e$ осцилляций требует детального учета систематических ошибок и является предметом независимого анализа [147]. Аналогичный анализ, проведенный на данных '95 года [148], позволил коллаборации NOMAD установить предел на $\sin^2(2\theta)$ 2×10^{-3} в области больших Δm^2 на 90% уровне достоверности.

Странное поведение полной видимой энергии в ν_e CC событиях наблюдается в наших данных. В области высоких энергий (~ 120 ГэВ) заметно превышение числа событий над ожидаемым на уровне двух стандартных отклонений (см. рис. 5.16). Визуальный просмотр этих событий не выявил их происхождения, но подтвердил, что они являются законными кандидатами на ν_e CC взаимодействия.

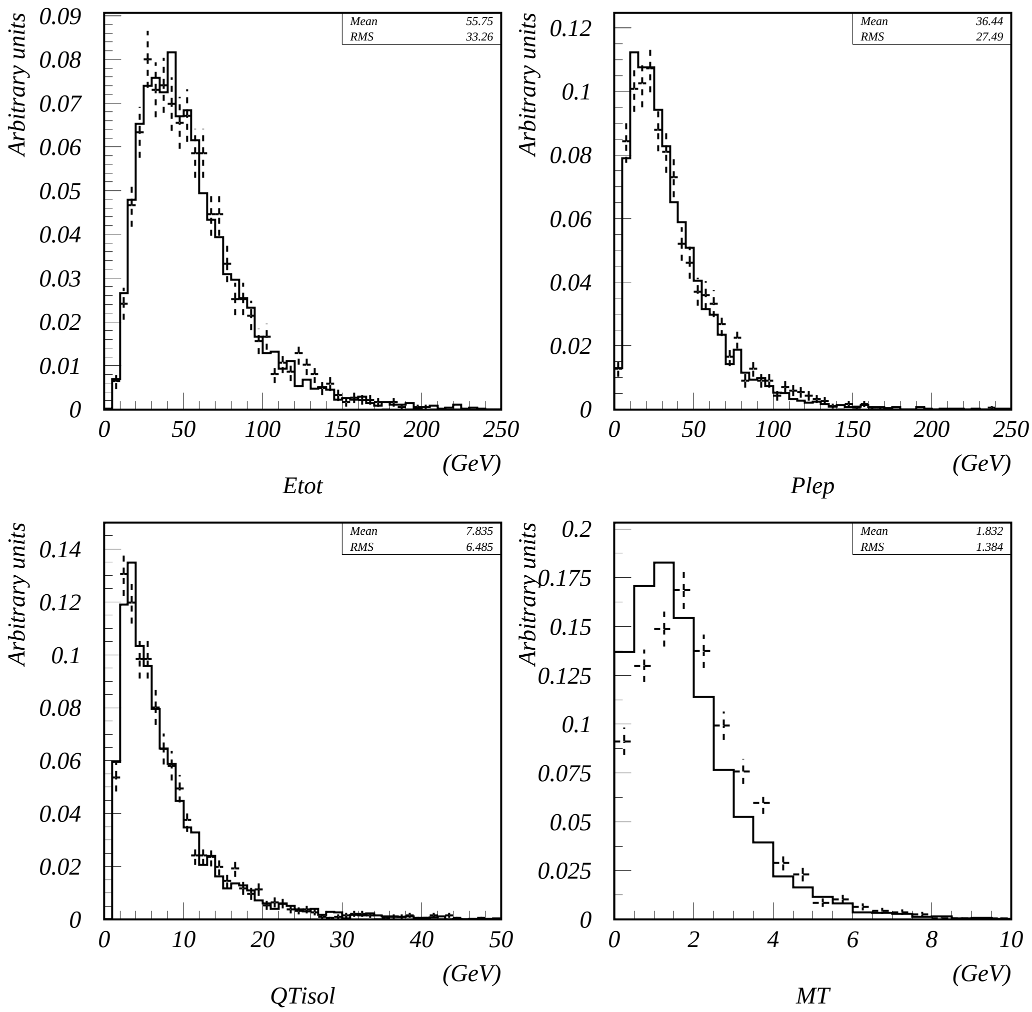

Рис. 5.12: Сравнение полной видимой энергии в событии, начального импульса электрона, поперечного импульса электрона по отношению к адронной струе и поперечной массы для ν_e CC MC событий (сплошная линия) и ν_e CC кандидатов из данных '96 года (точки с ошибками).

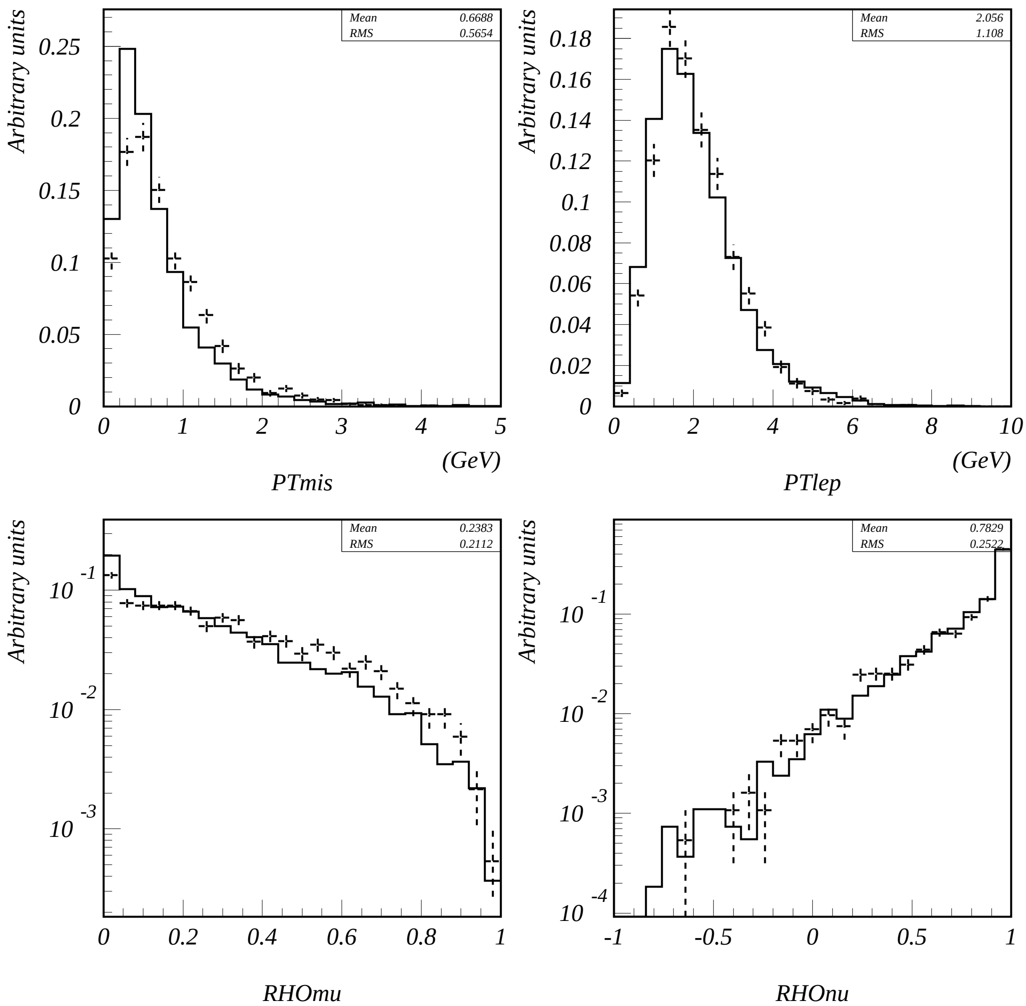

Рис. 5.13: Сравнение недостающего поперечного импульса в событии, P_T электрона и переменных ρ_μ и ρ_ν для ν_e CC MC событий (сплошная линия) и ν_e CC кандидатов из данных '96 года (точки с ошибками).

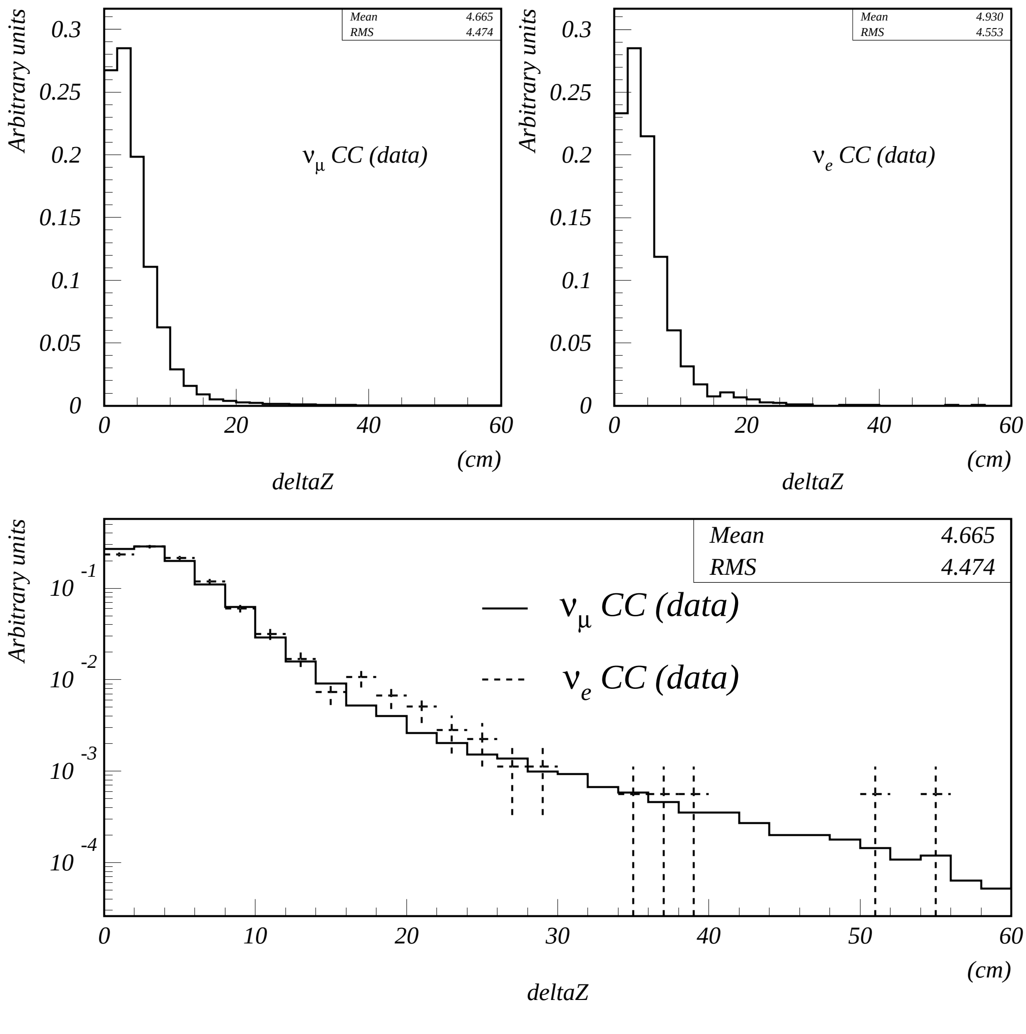

Рис. 5.14: Сравнение ΔZ распределений (разность по Z координате между положением первичной вершины и первым отсчетом в лептонном треке) для ν_e CC и ν_μ CC событий из реальных данных.

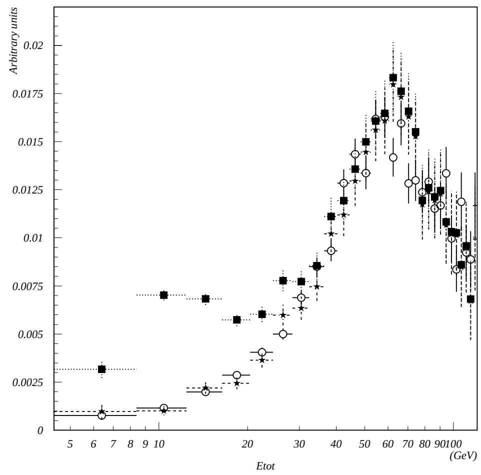

Рис. 5.15: Отношение числа ν_e CC взаимодействий к числу ν_μ CC взаимодействий как функция энергии налетающего нейтрино (показаны только статистические ошибки). Открытыми кружками показано распределение, ожидаемое на основе программы моделирования нейтринного пучка, в отсутствие $\nu_\mu \to \nu_e$ осцилляций. Звездочками показаны экспериментальные данные NOMAD '96 года. Черными квадратами показаны ожидаемые результаты в случае $\nu_\mu \to \nu_e$ осцилляций с параметрами, полученными коллаборацией LSND: $\sin^2(2\theta) = 6 \times 10^{-3}$ и $\Delta m^2 = 19$ эВ^2.

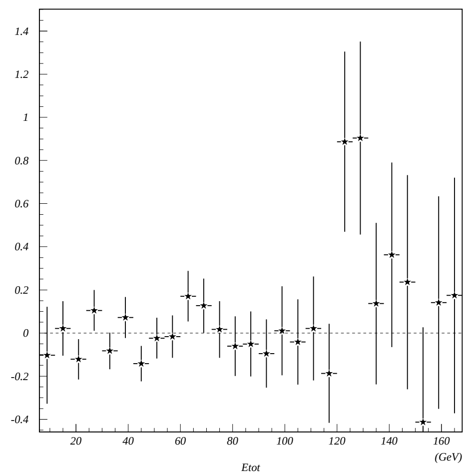

Рис. 5.16: Отношение $(\frac{REAL-MC}{MC})$ для ν_e CC взаимодействий как функция энергии налетающего нейтрино (показаны только статистические ошибки). $REAL$ - экспериментальные данные NOMAD '96 года. MC - наши ожидания на основе программы моделирования нейтринного пучка.

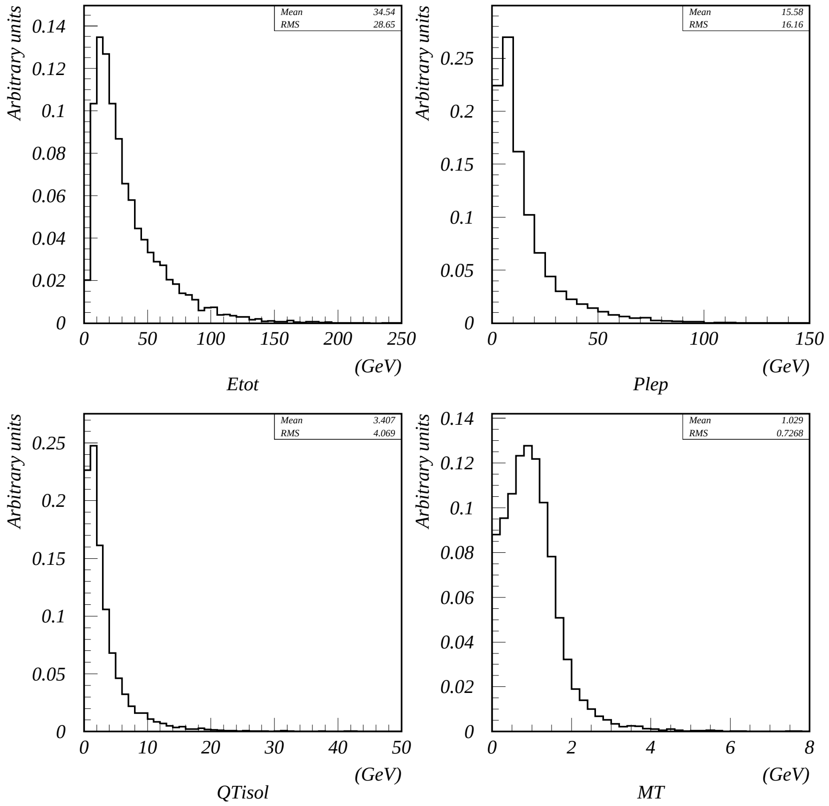

Рис. 5.17: Полная видимая энергия в событии, начальный импульс электрона, поперечный импульс электрона по отношению к адронной струе и поперечная масса для ν_τ CC MC событий с идентифицированным электроном из первичной вершины от распада $\tau^- \to e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$.

5.2 Поиск осцилляций

Продемонстрировав, что нами достигнут хороший уровень понимания наших экспериментальных данных и методов их анализа, мы можем приступить к поиску $\nu_\mu \to \nu_\tau$ осцилляций в канале распада $\tau^- \to e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$.

5.2.1 Подход

Как было показано ранее (рис. 5.12 и рис. 5.13), реконструированные продольные кинематические переменные соответствуют нашим ожиданиям. К сожалению, разногласия между реальными данными и MC, возникающие в распределениях для переменных, описывающих событие в поперечной плоскости (p_T^{miss}, M_T), не нашли подходящего объяснения. Чтобы уменьшить влияние этого эффекта на конечный результат, мы будем использовать моделирование, основанное на реальных данных (когда это представляется возможным).

Распределения кинематических переменных в ν_τ CC событиях с идентифицированным электроном из первичной вершины от $\tau^- \to e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$ распада

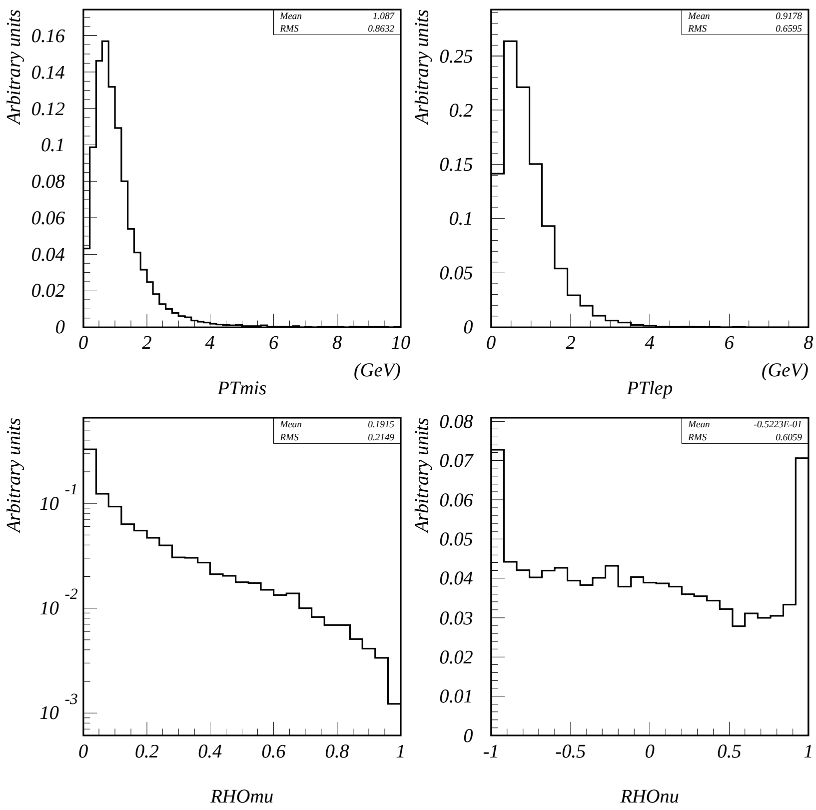

Рис. 5.18: Недостающий поперечный импульс в событии, P_T электрона и переменные ρ_μ и ρ_ν для ν_τ CC MC событий с идентифицированным электроном из первичной вершины от распада $\tau^- \to e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$.

приведены на рис. 5.17 и рис. 5.18. Для отбора событий с такой топологией мы должны подавить два основных источника фона: первый, возникающий из-за ν_e CC событий; второй, связанный с ν_μ NC и CC событиями, в которых токовый лептон не был идентифицирован. Характерно, что сигнал от распада τ^- часто находится между этими двумя источниками фона (см. рис. 5.19 как пример).

Для поиска осцилляций в канале распада $\tau^- \to e^-$ был использован метод, сходный тому, который служит для отбора ν_e CC взаимодействий. Единственное отличие заключается в использовании слегка видоизмененного критерия для кинематического отбора событий (с учетом корреляций между некоторыми переменными), который служит для выделения $\tau^- \to e^-$ событий:

```
kin = {etot,xmt,plep,ptmis,qtrr=HQ[qtisol,rr=HQ[rho_mu,rho_nu]]}
```

Зависимость эффективности отбора от уровня подавления фона для этой переменной приведена на рис. 5.20. Возможность использования других кинематических переменных для отбора событий была изучена. Однако, это не привело к выигрышу в эффективности подавления фона.

Чтобы избавиться от фона, обусловленного NC событиями, мы использовали те же критерии отбора (*nc*, *conv* и *ang*), что и описанные ранее при отборе ν_e

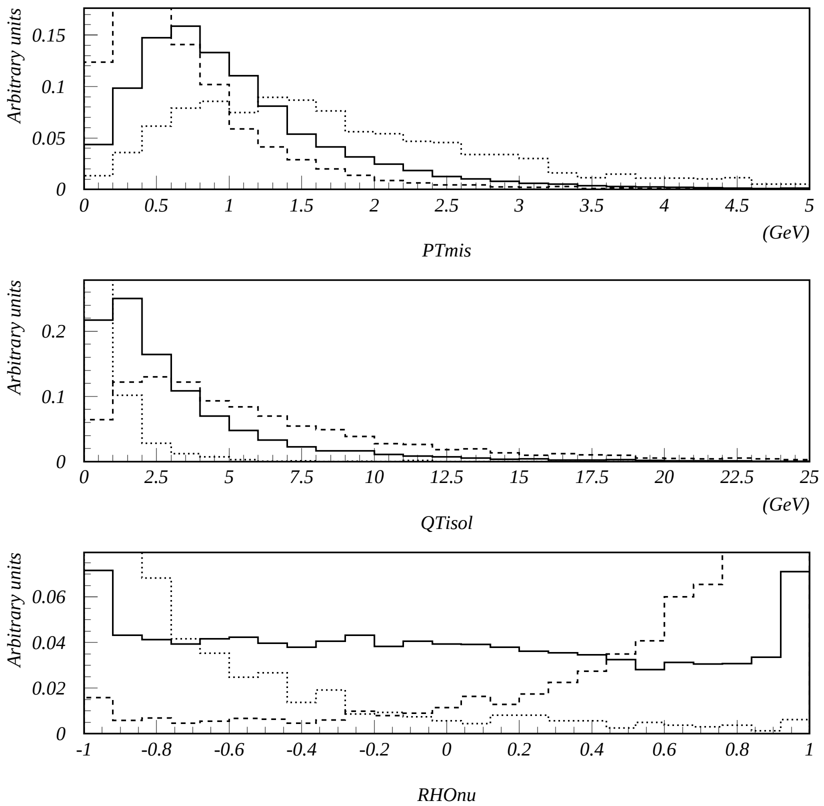

Рис. 5.19: Недостающий поперечный импульс в событии, P_T электрона по отношению к направлению адронной струи и переменная ρ_ν для ν_τ CC MC событий с идентифицированным электроном из первичной вершины от распада $\tau^- \to e^-\bar{\nu}_e\nu_\tau$ (сплошная линия), ν_e CC MC событий (штриховая линия) и ν_μ NC MC событий (пунктирная линия). Сигнал находится между двумя источниками фона.

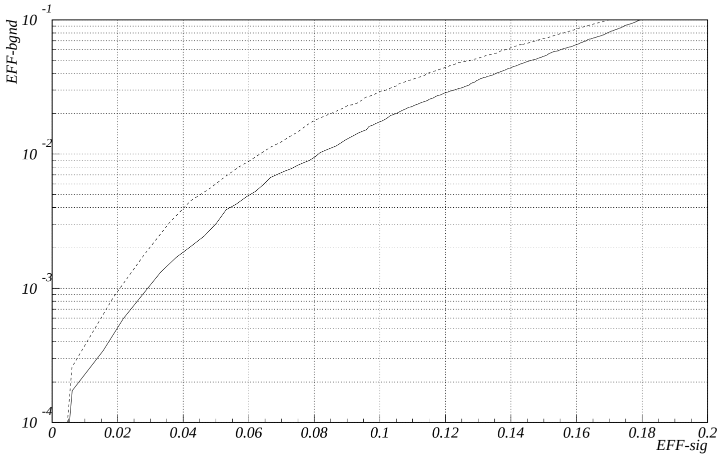

Рис. 5.20: Зависимость эффективности отбора событий, содержащих распад $\tau^- \to e^-\bar{\nu}_e\nu_\tau$, от уровня подавления фона от ν_e CC событий для переменной kin (сплошная линия). Пунктирной линией представлена аналогичная зависимость в случае, когда мы пренебрегаем корреляциями между переменными, т.е. $kin\prime = \{etot, xmt, plep, ptmis, qtisol, rho\_mu, rho\_nu\}$. Поведение кривой в области меньше 1×10^{-4} не показано, т.к. мы не можем предсказать его из-за недостатка ν_e CC MC событий.

CC событий, за исключением того, что только отрицательные первичные треки были использованы при параметризации фоновых распределений в псевдо-NC событиях. Стоит обратить внимание на то, что более строгие критерии были использованы для подавления фона от NC событий до необходимого уровня.

Таким образом, отбор событий проходил в два этапа. На первом этапе мы старались подавить фон от ν_μ NC событий, внося искажения в распределения кинематических переменных как для $\tau^- \to e^-\bar{\nu}_e\nu_\tau$ событий, так и для ν_e CC взаимодействий. На втором этапе была использована приведенная выше переменная kin для отделения $\tau^- \to e^-\bar{\nu}_e\nu_\tau$ событий от ν_e CC (при этом использовались лишь те события, которые проходят первый этап отбора).

Было проверено, что порядок отбора не оказывает влияния на конечный результат.

Мы сделали попытку смешать эти два источника фона в нужной пропорции при построении алгоритма отбора и выборе критериев. К сожалению, этот подход не привел к обнадеживающим результатам. Одно из возможных объяснений связано с существенным уменьшением числа использованных при параметризации ν_e CC MC событий, что является следствием отказа от введения весов, т.к. это является потенциальной проблемой при использовании подпрограммы HQUAD.

5.2.2 Стратегия анализа

При поиске $\nu_\mu \to \nu_\tau$ осцилляций в канале распада $\tau^- \to e^-\bar{\nu}_e\nu_\tau$ особый интерес представляет возможное превышение числа экспериментальных событий, удовлетворяющих критериям отбора, над оцененым уровнем фона. Дополнительным критерием на качество оценки фона может служить анализ событий, содержащих позитрон из первичной вершины ("+" топология), т.к. мы не

Таблица 5.4: Уровень подавления фона для предложенных критериев отбора (комбинация *eleid*, *conv*, *nc*, *ang* и *kin*). Наборы событий, отмеченные звездой (*), являются независимыми (не используются для построения параметризаций функций правдоподобия) и служат для проверки полученных результатов.

Критерий	ν_μ CC (MC)		ν_μ NC (MC)		псевдо-NC (MC)		псевдо-NC (данные '96)		псевдо-NC (все данные)	
	$-$	$+^\star$	$-$	$+^\star$	$-$	$+^\star$	$-$	$+^\star$	$-$	$+^\star$
Набор	484302		148132		-		-		-	
Рек. в FV	377423		108481		275644		256074		341506	
EleID	183	296	496	522	922	1241	841	1165	1067	1463
против ν_μ NC	3	16	6	9	10	28	37	44	43	58
против ν_e CC	1	2	0	1	1	2	3	7	4	8

Критерий	ν_μ NC (MC)*		$\bar{\nu}_\mu$ CC (MC)*	ν_e CC (MC)	ν_e CC (MC)*	$\bar{\nu}_e$ CC (MC)*	$\tau^- \to e^-\bar{\nu}_e\nu_\tau$	$\tau^- \to e^-\bar{\nu}_e\nu_\tau{}^\star$
	$-$	$+$	$-$	$-$	$-$	$+$	$-$	$-$
Набор	150000		13127	19775	40940	2712	28460	20654
Рек. в FV	110178		9590	13892	28687	1883	21891	15921
EleID	503	491	12	6070	12737	815	6665	4940
против ν_μ NC	4	11	0	4685	9733	653	4305	3191
против ν_e CC	0	1	0	12	30	2	685	480

ожидаем наличия $\bar{\nu}_\tau$ в пучке (как в изначальном составе пучка, так и из-за возможных $\bar{\nu}_\mu \to \bar{\nu}_\tau$ осцилляций). Однако, не стоит забывать, что фоновые условия не симметричны для "+" и "−" конфигураций из-за полулептонных распадов очарованных частиц, образовавшихся в ν_μ CC взаимодействиях.

Набор событий '95 года был использован для отладки процедуры анализа. Поэтому было решено, что потенциально интересные события из данных '95 года могут быть визуально просмотрены для того, чтобы лучше понять стоящие перед нами проблемы и найти способы их решения. Однако, было запрещено просматривать события из данных '96 года, т.к. это могло привести к введению дополнительных критериев отбора, отбрасывающих интересные события, и, следовательно, существенным изменениям в результатах анализа.

5.2.3 Результаты

Моделированные события

Использование предложенных критериев отбора на MC наборах данных приводит к следующим результатам (см. Таблицу 5.4):

- 3 события (1 "−" и 2 "+") из 377423 ν_μ CC событий с восстановленной вершиной, находящейся внутри эффективного объема (FV) детектора;
- 1 событие ("+") из 108481 ν_μ NC событий в FV. Было установлено, что без применения электронной идентификации, заряженный адрон из первичной вершины может пройти все критерии отбора для поиска осцилляций с вероятностью $\sim 2\times10^{-5}$ для отрицательно заряженных и $\sim 1\times10^{-4}$ для положительно заряженных треков;
- нет событий, проходящих все критерии отбора, среди 9590 $\bar{\nu}_\mu$ CC MC событий в FV.

Таблица 5.5: Поведение экспериментальных данных при применении предложенных критериев отбора (комбинация *eleid*, *conv*, *nc*, *ang* и *kin*).

Критерий	данные '95		данные '96	
	−	+	−	+
Рек. в FV	145909		514061	
EleID	912	329	2991	1166
против NC	565	71	1640	226
против CC	2	0	10	3

- 12 "−" событий среди 13892 ν_e CC MC событий с восстановленной вершиной, находящейся внутри эффективного объема детектора. При использовании независимого набора событий было найдено 30 из 28687 событий в FV. Таким образом, мы убеждаемся в том, что данный источник фона является доминирующим при поиске осцилляций в канале распада $\tau \to e$;
- 2 "+" события из 1883 $\bar{\nu}_e$ CC MC событий в FV;
- 3 события (1 "−" и 2 "+") из 275644 псевдо-NC (MC) событий;
- 12 событий (4 "−" и 8 "+") из 341506 псевдо-NC событий, построенных на основе реальных данных;
- эффективность отбора $\tau^- \to e^-$ событий составила $\varepsilon_{\tau^- \to e^-} = (3.1 \pm 0.1)\%$. Использование независимого набора событий дает аналогичный результат: $(3.0 \pm 0.1)\%$. Распределения кинематических переменных для ν_τ CC и ν_e CC событий, проходящих все критерии отбора, приведены на рис. 5.21.

Приведенные выше результаты служат иллюстрацией уровня подавления различных источников фона для данного анализа. События, проходящие все критерии отбора, используются для дальнейшего исследования методов подавления фона с целью улучшить чувствительность анализа.

Реальные данные

Применение предложенных критериев отбора к реальным данным приводит к следующим результатам (см. Таблицу 5.5):
'95 : 2 "−" и 0 "+";
'96 : 10 "−" и 3 "+".

5.2.4 Интерпретация полученных результатов

Верхний предел на вероятность осцилляций в наиболее общем случае для нескольких каналов распада τ-лептона может быть вычислен следующим образом:

$$P_{osc} < \frac{N_\tau}{(N_\mu/\varepsilon_\mu) \times (\sigma_\tau/\sigma_\mu) \times \Sigma_i (Br_i \times \varepsilon_i)}$$

где N_τ - верхний предел на число возможных τ распадов, N_μ - число зарегистрированных ν_μ CC взаимодействий в эффективном объеме детектора, ε_μ - эффективность идентификации ν_μ CC событий, (σ_τ/σ_μ) - кинематический фактор, обусловленный различием сечений взаимодействия ν_μ и ν_τ с нуклонами, Br_i - вероятности распадов и ε_i - эффективности отбора τ-лептонов по i-ой моде распада.

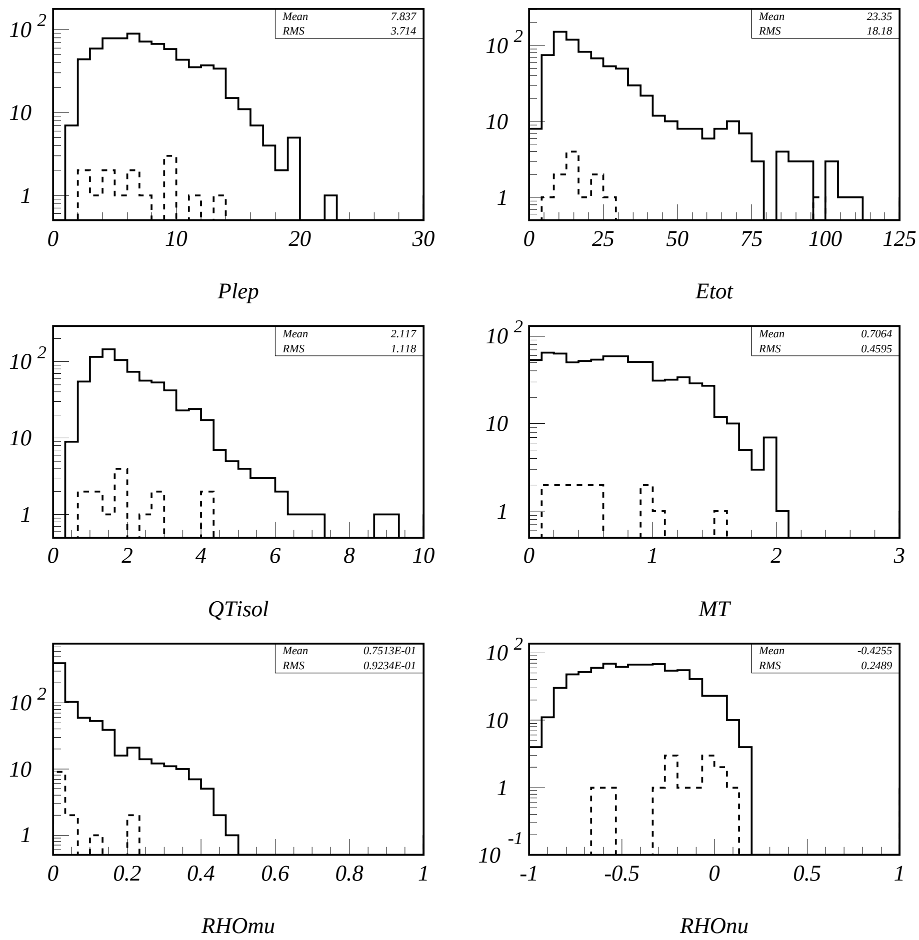

Рис. 5.21: Распределения кинематических переменных для ν_τ CC (сплошная линия) и ν_e CC (штриховая линия) событий, проходящих все критерии отбора.

Таблица 5.6: Для данной эффективности выделения распада τ-лептона приведены: среднее число ожидаемых фоновых событий ($<\mu_B>$), число наблюдаемых событий в данных '96 года (N_{DATA}), систематическая поправка, верхний предел на 90% уровне достоверности (CL) на число сигнальных событий (N_{signal}), чувствительность анализа в произвольных единицах (a.u.) и предел на вероятность осцилляций на 90% уровне достоверности.

τ эфф. (%)	$<\mu_B>$ "–"	N_{DATA} "–"	Сист. поправка	90% CL N_{signal}	Чувствительность (a.u.)	Вероятность ($\times 10^{-3}$)
15.0	295.3 ± 7.3	316	1.00	45.9	0.873	10.2
10.0	67.3 ± 3.6	96	1.07	38.1	1.181	12.7
9.0	51.0 ± 3.2	77	1.10	33.6	1.203	12.4
8.5	43.5 ± 2.9	61	1.11	24.1	1.224	9.5
8.0	38.0 ± 2.8	52	1.12	20.1	1.225	8.4
7.5	32.5 ± 2.6	43	1.13	16.4	1.236	7.3
7.0	27.9 ± 2.4	35	1.14	13.1	1.241	6.2
6.5	24.2 ± 2.3	29	1.15	11.0	1.234	5.6
6.0	21.2 ± 2.2	27	1.16	11.5	1.210	6.4
5.0	15.3 ± 1.9	19	1.17	9.3	1.185	6.2
4.0	9.8 ± 1.7	12	1.18	7.4	1.179	6.2
3.0	6.4 ± 1.5	9	1.18	7.3	1.094	8.1
2.0	3.4 ± 1.3	6	1.19	6.7	0.990	11.2
1.0	1.7 ± 1.2	5	1.19	7.3	0.697	24.2

Предварительный предел на вероятность $\nu_\mu \to \nu_\tau$ осцилляций, полученный коллаборацией NOMAD на основе данных '95 года с использованием нескольких мод распада τ-лептона, составляет:

$$P_{osc}(\nu_\mu \to \nu_\tau) < 2.1 \times 10^{-3}$$

что соответствует верхнему пределу $\sin^2 2\theta_{\mu\tau} < 4.2 \times 10^{-3}$ для больших Δm^2 на 90% уровне достоверности [149].

Вклад от $\tau \to e$ анализа в полученный результат составляет $(N_\mu/\varepsilon_\mu) \times (\sigma_\tau/\sigma_\mu) \times (Br \times \varepsilon) = 635$ при отсутствии наблюдаемых событий в реальных данных и оценке уровня фона $0.6^{+0.7}_{-0.6}$, что соответствует пределу на вероятность $\nu_\mu \to \nu_\tau$ осцилляций $P_{osc}(\nu_\mu \to \nu_\tau) < 4 \times 10^{-3}$ на 90% уровне достоверности. Следует отметить, что отношение сечений (σ_τ/σ_μ) равно 0.48 для событий глубоко-неупругого рассеяния, а вероятность распада $\tau^- \to e^-\bar{\nu}_e\nu_\tau$ составляет 17.8%.

Большая статистика, накопленная в '96 году, не позволила улучшить предел на вероятность $\nu_\mu \to \nu_\tau$ осцилляций в канале распада $\tau^- \to e^-\bar{\nu}_e\nu_\tau$ из-за наличия фоновых событий в нашем анализе.

Чтобы предсказать число фоновых событий, ожидаемое в экспериментальных данных μ_B, нами была использована следующая процедура:

$$\mu_B = \hat{p} \cdot N_{DATA} = \sum_i (n_i + \frac{1}{2}) \cdot \frac{N_{DATA_i}}{N_{MC_i}}$$

где n_i - число событий, проходящих все критерии отбора, из i-ой категории МС событий N_{MC_i}; N_{DATA_i} - число событий i-ой категории в наших экспериментальных данных. Когда n_i является малым числом, а статистика МС

Таблица 5.7: Для данной эффективности выделения распада τ-лептона приведены: среднее число ожидаемых фоновых "+" событий ($< \mu_B >$) и число наблюдаемых "+" событий в данных '96 года (N_{DATA}).

τ эфф. (%)	$< \mu_B >$ "+"	N_{DATA} "+"
15.0	56.9 ± 5.6	62
10.0	20.5 ± 3.6	21
9.0	15.1 ± 3.0	15
8.0	10.3 ± 2.5	13
7.0	9.0 ± 2.4	10
6.0	7.1 ± 2.1	9
5.0	5.6 ± 2.0	8
4.0	5.3 ± 2.0	7
3.0	4.0 ± 1.7	3
2.0	3.4 ± 1.7	2
1.0	1.4 ± 1.2	2

набора событий примерно совпадает с ожидаемой в экспериментальных данных ($\frac{N_{DATA_i}}{N_{MC_i}} \sim 1$), тогда предсказание μ_B может быть плохим и сдвинуто в область малых значений, особенно в случае $n_i = 0$. Использование $\frac{1}{2}$ в формуле объясняется тем, что статистика МС наборов событий была относительно небольшой. Однако, в данном конкретном случае, когда основной источник фона предсказан с хорошей точностью, и до тех пор, пока μ_B лежит в области нескольких единиц, это не оказывает существенного влияния на конечный результат.

Надо подчеркнуть, что при вычислении ожидаемого числа фоновых событий, были использованы независимые наборы МС событий.

Мы определили чувствительность анализа как отношение эффективности регистрации τ^- распада к квадратному корню из числа ожидаемых фоновых событий. Изменяя критерии отбора, мы нашли область максимальной чувствительности данного анализа, которая соответствует довольно большому числу фоновых событий (см. Таблицу 5.6). Таким образом, можно сделать вывод, что некоторые из фоновых событий настолько хорошо имитируют сигнал, что стремление их отбросить приводит к большей потере в эффективности регистрации τ^- распадов, чем к выигрышу в уровне подавления фона.

Было проверено, что с помощью предложенного метода мы можем достаточно хорошо предсказать число событий в реальных данных как для "−", так и для "+" (см. Таблицу 5.7) комбинаций.

Верхний предел на число возможных τ^- распадов был вычислен с использованием метода, изложенного в Review of Particle Properties [9] и в [150], который предполагает, что число ожидаемых фоновых событий известно с пренебрежимо малой ошибкой. Данное предположение справедливо для статистической ошибки на число фоновых событий, т.к. его основная составляющая известна достаточно хорошо. Однако, трудно найти способ оценки систематической ошибки на это число, особенно из-за того, что эффекты, приводящие к различному поведению реальных и моделированных событий, не были до конца поняты и изучены. Тем не менее, мы попытались оценить величину систематической погрешности. Для этой цели были отобраны события, являющиеся кандидатами на ν_μ CC взаимодействия (с помощью критериев nc и ang). Чистота отбора составляла 99.97%. Затем аналогичная процедура отбора была применена к смеси МС событий, соответствующей соотношению

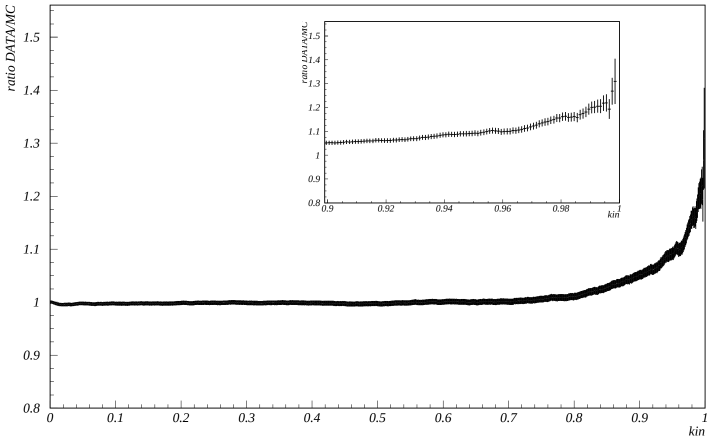

Рис. 5.22: Зависимость отношения числа ν_μ CC событий из реальных данных, проходящих все критерии отбора, к аналогичному числу событий из смеси MC событий, соответствующей составу экспериментальных данных, как функция переменной kin, использованной для подавления CC событий. В области возможного положения сигнала ($kin > 0.9$) разногласие изменяется от 5% до 20% и может рассматриваться как оценка на систематическую погрешность из-за различного поведения адронной струи в реальных и моделированных событиях. Область максимальной чувствительности представленного анализа по поиску осцилляций соответствует $kin = 0.98$.

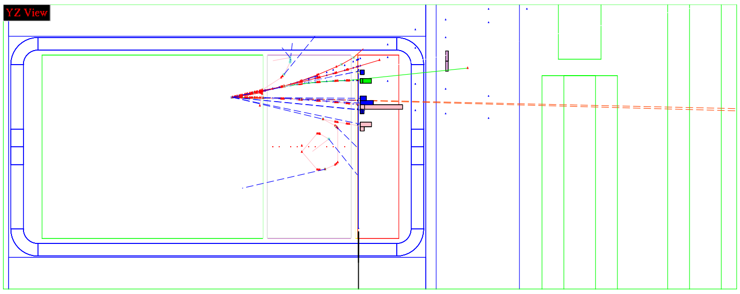

Рис. 5.23: Событие run 212003 event 13655 (YZ проекция моделированного события) из набора ν_μ CC MC содержит $\mu^- \to e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$ распад: $p_{\mu^-} = 15$ ГэВ и $p_{e^-} = 2.8$ ГэВ. Недостающий импульс уносится двумя нейтрино (длинные штриховые линии).

между событиями различных типов в реальных данных. Зависимость отношения числа событий для этих двух категорий, проходящих все критерии отбора, была изучена как функция переменной kin, использованной для подавления CC событий. Из рис. 5.22 видно, что в области возможного положения сигнала ($kin > 0.9$) поведение реальных данных и моделированных событий существенно различно. Это отличие не может быть интерпретировано как возможное проявление $\nu_\mu \to \nu_\tau$ осцилляций в канале распада $\tau^- \to \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$, т.к. такой сигнал был бы на два порядка более заметен в канале $\tau^- \to e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$ из-за значительно лучших фоновых условий. Мы убедились в том, что число ν_μ CC событий, проходящих все критерии отбора, соответствует аналогичному числу ν_e CC событий (с учетом перевзвешивания из-за разницы в спектрах ν_μ и ν_e). Таким образом, наблюдаемое отличие реальных данных от моделированных событий было объяснено различным поведением адронной струи. В интересующей нас области систематическая погрешность составляет $5\% \div 20\%$.

Для вычисления верхнего предела на вероятность нейтринных осцилляций для данного анализа, мы использовали число событий, наблюдаемое в реальных данных, в области максимальной чувствительности (Таблица 5.6):

$$P_{osc}(\nu_\mu \to \nu_\tau) < 6.2 \times 10^{-3} \quad \text{на 90\% уровне достоверности}$$

5.2.5 Изучение фоновых событий

Некоторые фоновые события были тщательно изучены.

Интересное фоновое событие было найдено среди ν_μ CC MC событий. Оно содержит распад μ^- в 40 см от первичной вершины (см. рис. 5.23). Недостающий импульс, соответствующий двум нейтрино в конечном состоянии,

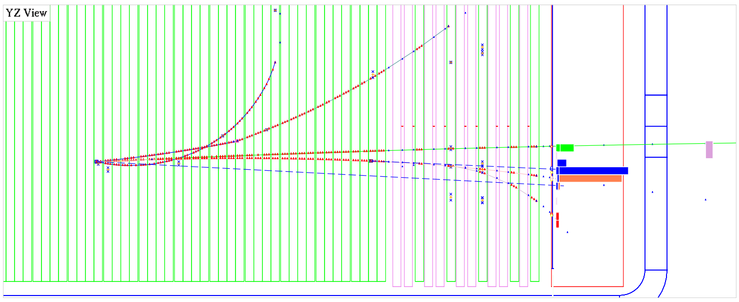

Рис. 5.24: Событие run 212011 event 19660 (DC проекция реконструированного события) из псевдо-NC (MC) содержит μ^-, испускающий δ-электрон вблизи первичной вершины. Трек электрона является ближайшим к мюону (показанному в виде линии, выходящей за пределы эффективного объема дрейфовых камер).

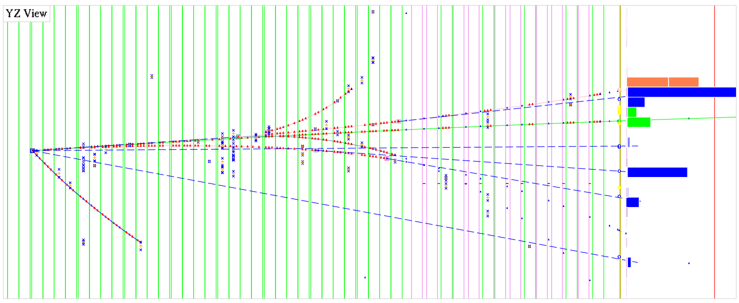

Рис. 5.25: Событие run 13312 event 3003 (DC проекция реконструированного события) из псевдо-NC (реальные данные) возможно содержит μ^-, испускающий δ-электрон вблизи первичной вершины.

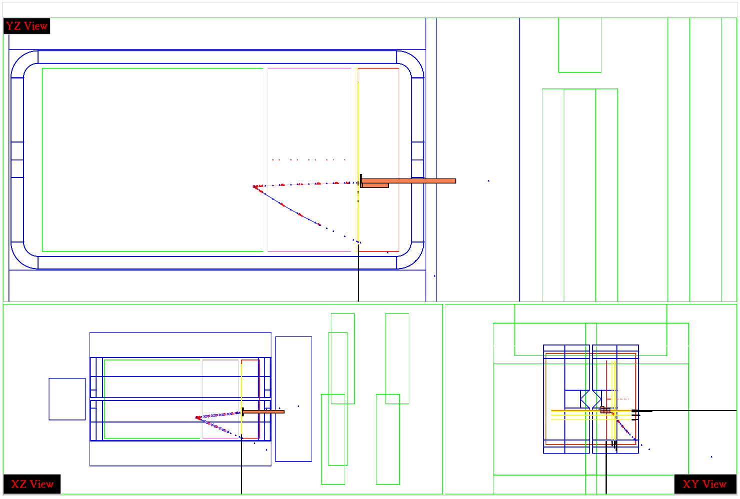

Рис. 5.26: Событие run 232001 event 2971 (общий вид реконструированного события): опасное событие из набора ν_e CC MC.

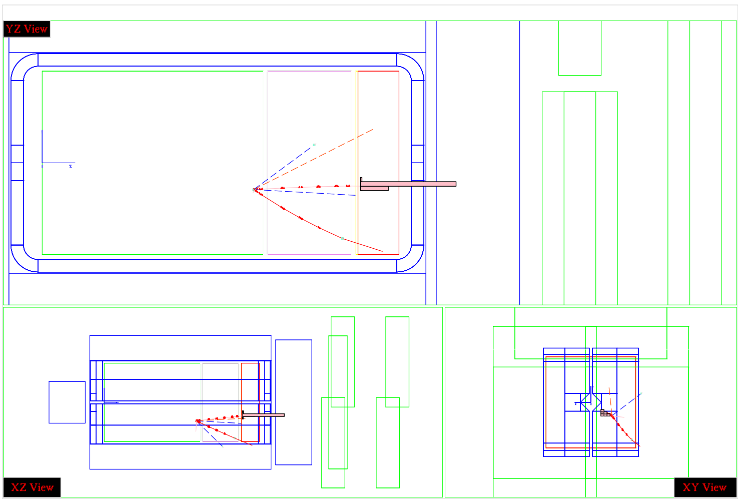

Рис. 5.27: Событие run 232001 event 2971 (общий вид смоделированного события): опасное событие из набора ν_e CC MC. Первичный нейтрон, вылетающий за пределы детектора, показан серой штриховой линией ($p_n = 0.8$ ГэВ).

указывает в направлении идентифицированного электрона, что полностью имитирует топологию τ^- распада.

Оба "+" события из ν_μ CC MC набора содержат полулептонные распады очарованных мезонов. Одно из 2 событий из набора псевдо-NC (MC) имеет аналогичную природу, в то время как другое объясняется неверной идентификацией π^+.

Отрицательное ("−") событие из набора псевдо-NC (MC) интересно тем, что в нем мюон испускает δ-электрон вблизи первичной вершины (рис. 5.24), и этот электрон ассоциируется с первичной вершиной программой реконструкции. Аналогичная проблема бросается в глаза при просмотре "−" событий из набора псевдо-NC (реальные данные) (см. рис. 5.25), и представляет собой несуществующий фон, связанный с процедурой построения NC событий посредством удаления мюона из ν_μ CC событий.

Положительное "+" событие из ν_μ NC MC набора вызвано Далиц-распадом π^0.

Просмотр 12 событий из ν_e CC MC набора позволил выявить следующие потенциальные проблемы. Несколько событий содержат не поддающуюся детектированию нейтральную частицу (фотон или нейтрон) в направлении электронного кандидата (пример такого события показан на рис. 5.26 и рис. 5.27). Реконструкция некоторых событий затруднена вторичным адронным взаимодействием, вызывающим наложения сигналов в поддетекторах установки и приводящим к переоценке импульса адронной струи, что имитирует топологию τ-распада. Стоит заметить, что во всех 12 событиях первичный электрон был правильно идентифицирован, а его импульс достаточно хорошо восстановлен (см. Таблицу 5.8), за исключением одного события (16507), в котором тормозной фотон проходит через край эффективной поверхности электромагнитного калориметра. Было замечено, что Ферми-импульс в этих событиях имеет завышенное значение: в 5 событиях $p_F > 0.35$ ГэВ. Мы проверили, что во всех 5 случаях вектор $\vec{p}_F$ указывает в сторону, противоположную $\vec{p}_e$ в перпендикулярной плоскости, что приводит к недостающему поперечному импульсу в направлении электрона и, таким образом, имитирует топологию τ^- распада.

Мы нашли опасное "+" событие в наборе псевдо-NC (реальные данные), которое интересно тем, что выглядит достаточно простым и хорошо реконструированным (см. рис. 5.28 и рис. 5.29). Маловероятно, что это событие может быть вызвано фотонной конверсией вблизи первичной вершины, т.к. e^+ кандидат изолирован от адронной струи и нет отсчетов в дрейфовых камерах, которые могут быть приписаны отрицательно заряженному партнеру. Простейшей интерпретацией этого события является полулептонный распад очарованного мезона, однако удивляет малая адронная активность в данном событии.

Рассмотрим еще одно событие из набора псевдо-NC (реальные данные) (см. рис. 5.30). Визуальный просмотр этого события позволяет убедиться в том, что оно обусловлено фотонной конверсией вблизи первичной вершины. Однако, положительный партнер не был восстановлен из-за малости его импульса (<50 МэВ). Стоит заметить, что данное событие не может быть отброшено с помощью критериев отбора, разработанных против NC событий, из-за малой множественности и низкой адронной активности (в результате чего направление адронной струи плохо определено).

Событие из сигнальной области, найденное в данных '95 года, приведено на рис. 5.31. Это событие демонстрирует еще один потенциальный источник фона: речь идет об адронном взаимодействии в области TRD. Тщательное изучение TRD трека, ассоциированного с электронным кандидатом, приводит к следующему заключению: трек ведет себя как частица с минимальной ионизацией при входе в область TRD, а затем картина резко меняется:

```
Long Interactive Dump **** Reconstructed Track number :    3
```

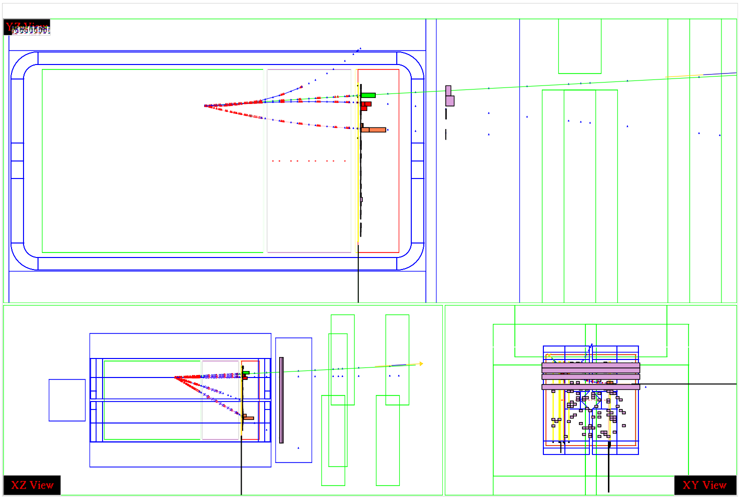

Рис. 5.28: Событие run 8746 event 3736 (общий вид): опасное событие из набора псевдо-NC (реальные данные). Позитрон (p_{DC} = 2 ГэВ, E_{ECAL} = 1.4 ГэВ, $E_{PRS\ X}$ = 36.9 mip, $E_{PRS\ Y}$ = 45.3 mip и среднее энерговыделение в трубках TRD $< E_{TRD} >= 23.7$ кэВ) - трек под наибольшим углом в обеих проекциях YZ и XZ.

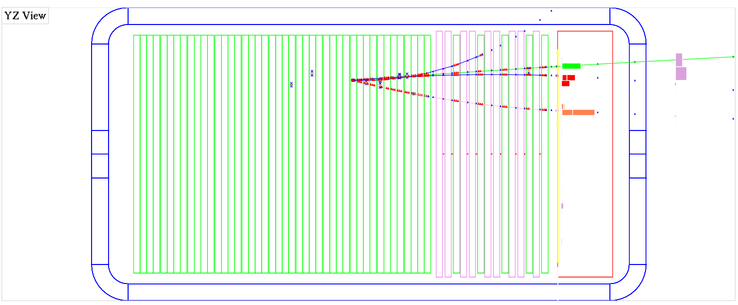

Рис. 5.29: Событие run 8746 event 3736 (DC проекция): опасное событие из набора псевдо-NC (реальные данные). e^+ кандидат изолирован от адронной струи и нет отсчетов в дрейфовых камерах, которые могут быть приписаны отрицательно заряженному партнеру.

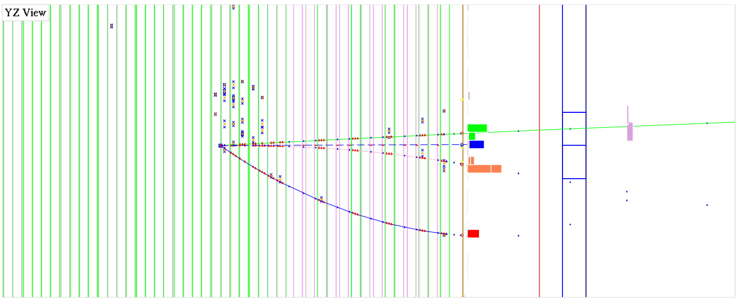

Рис. 5.30: Событие run 13132 event 27820 (DC проекция): опасное “−” событие из набора псевдо-NC (реальные данные). В дрейфовых камерах видны отсчеты, которые могут быть приписаны нереконструированному партнеру этого e^- кандидата.

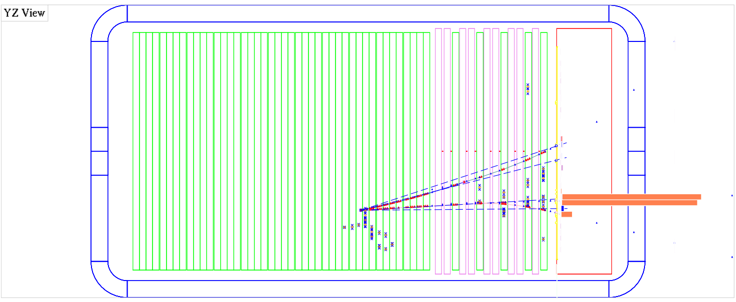

Рис. 5.31: Событие run 9288 event 14549 (DC проекция) из экспериментальных данных ’95 года возможно содержит отрицательно заряженный адрон, взаимодействующий в области TRD.

Таблица 5.8: Качество восстановления начального импульса электрона в ν_e CC MC событиях, проходящих все критерии отбора. Также показан модуль Ферми-импульса в каждом из этих событий.

RUN	EVT	ELEP_MC	PLEP_REC	FERMI
232001	14005	6.6469	6.5928	0.17697
232001	16507	23.983	13.033	0.16529
232001	2525	7.3583	7.3478	0.76017
232001	21336	3.7789	4.0056	0.49693
232001	2900	5.9707	4.9491	0.19862
232001	2971	5.1870	5.6199	0.13800
232001	22972	6.5169	6.1317	0.13853
232001	17907	11.022	9.6290	0.53216
232001	19245	5.8481	6.2265	1.5624
232001	20281	2.7344	2.4591	0.39115
232001	20294	4.2814	4.5042	0.16111
232001	25962	6.6770	6.5326	0.19074

```
 Parameters :  0:     -114.6836   1:       -4.2941
 First last planes  1  9 , nhits  9
chi2, incremental :    13.0233 , global :    13.0232
 plane  1  rec    1  geant    0 x -112.10  residual -0.7619 energy    0.60 keV
 plane  2  rec    1  geant    0 x -111.21  residual  0.6378 energy    8.76 keV
 plane  3  rec    1  geant    0 x -113.51  residual -0.7511 energy    6.70 keV
 plane  4  rec    1  geant    0 x -112.78  residual  0.4859 energy   40.11 keV
 plane  5  rec    1  geant    0 x -113.62  residual  0.5468 energy   20.62 keV
 plane  6  rec    1  geant    0 x -114.57  residual  0.1087 energy   31.98 keV
 plane  7  rec    1  geant    0 x -115.24  residual  0.3468 energy   30.98 keV
 plane  8  rec    1  geant    0 x -115.97  residual  0.1245 energy   36.49 keV
 plane  9  rec    1  geant    0 x -117.73  residual -0.7376 energy   83.48 keV
```

Аналогичное поведение может быть найдено в MC событиях. Например, событие (см. рис. 5.32) содержит взаимодействие π^- в области TRD, которое приводит к образованию энергетичного π^0 и соответствующего электромагнитного кластера в калориметре. TRD трек выглядит аналогичным образом (после 3 отсчетов происходит изменение типа частицы (geant) и соответствующего энерговыделения):

```
Long Interactive Dump **** Reconstructed Track number :    3
 Parameters :  0:      -78.8620   1:        1.9082
 First last planes  1  9 , nhits  8
chi2, incremental :    10.9934 , global :    10.9933
 plane  1  rec    3  geant    3 x  -79.67  residual  0.6765 energy   12.34 keV
 plane  3  rec    3  geant    3 x  -79.52  residual  0.1992 energy    6.09 keV
 plane  4  rec    3  geant    3 x  -80.38  residual -0.8859 energy    7.10 keV
 plane  5  rec    3  geant    7 x  -79.62  residual -0.5281 energy   32.30 keV
 plane  6  rec    3  geant    7 x  -78.91  residual -0.0432 energy   38.37 keV
 plane  7  rec    3  geant    7 x  -78.00  residual  0.4646 energy  159.16 keV
 plane  8  rec    3  geant    7 x  -78.71  residual -0.4705 energy   43.88 keV
 plane  9  rec    3  geant    7 x  -77.25  residual  0.5873 energy  472.22 keV
```

К сожалению, алгоритм, разработанный для TRD идентификации [93], не

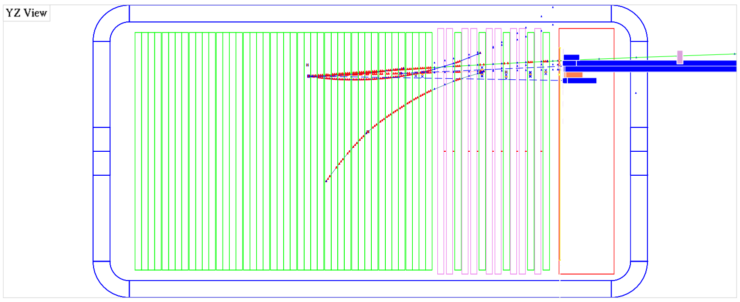

Рис. 5.32: Событие run 212001 event 20498 (DC проекция) содержит взаимодействие π^- в области TRD, которое приводит к образованию энергетичного π^0 и соответствующего электромагнитного кластера в калориметре. Такая конфигурация события имитирует первичный электрон. К сожалению, реконструированный трек в направлении, противоположном налетающему нейтрино, не ассоциирован с адронным взаимодействием и не может быть использован для его идентификации.

принимает во внимание порядок отсчетов. Таким образом, выделение событий, приведенных выше, не может быть сделано на солидной основе.

Надо сказать, что визуальный просмотр событий помогает убедиться в том, что мы можем избавиться от некоторой части фоновых событий за счет улучшения алгоритмов реконструкции и идентификации. Однако, стоит отметить, что есть доля событий, представляющих собой действительный и непреодолимый фон при поиске $\nu_\mu \to \nu_\tau$ осцилляций в канале распада $\tau \to e$.

5.2.6 Резюме

Несмотря на все наши усилия по улучшению качества реконструкции событий и чувствительности анализа, мы пока не смогли достичь эффективности регистрации $\tau \to e$ событий, обсуждавшейся в предложении эксперимента NOMAD, при нужном уровне подавления фона [77].

Тем не менее, представленный в этой работе анализ показывает, что существуют возможные способы улучшения процедуры реконструкции и методов анализа событий. Мы надеемся, что это позволит дополнительно избавиться от некоторых фоновых событий.

Заметный прогресс был достигнут в моделировании нейтринных взаимодействий в детекторе NOMAD, как с точки зрения первичного взаимодействия и процесса фрагментации адронной струи, так и в описании отклика детектора. Тем не менее, наблюдается разногласие в поведении реальных и моделированных событий, особенно в плоскости, перпендикулярной направлению налетающего нейтрино, что существенно ограничивает предсказательную возможность нашего MC. Использование моделирования, основанного на реальных данных, позволяет обойти некоторые из этих трудностей в ограниченной кинематической области.

Представленный здесь анализ является первой попыткой использовать данные '96 года для поиска $\nu_\mu \to \nu_\tau$ осцилляций в канале распада $\tau^- \to e^-\bar{\nu}_e\nu_\tau$. Другие анализы, выполненные в рамках коллаборации NOMAD на данных '95 года, приводят к лучшей эффективности отбора и уровню подавления фона [151, 152]. Ясно, что большая статистика MC событий требуется для построения параметризаций для распределений сигнала и фона. С другой стороны, при построении переменных, служащих для отбора событий, нами были использованы главным образом кинематические переменные, распределения по которым достаточно хорошо согласуются между MC и реальными данными.

В заключение подчеркнем еще раз, что основным источником фона при поиске $\tau^- \to e^-$ распадов являются ν_e CC взаимодействия. В этих событиях проблема связана не с правильной идентификацией и реконструкцией первичного электрона, а с поведением адронной струи.

Заключение

Работа посвящена поиску нейтринных $\nu_\mu \to \nu_\tau$ осцилляций по каналу распада $\tau^- \to e^-\bar{\nu}_e\nu_\tau$ в эксперименте NOMAD (CERN)

Представлен краткий теоретический обзор нейтринной физики и описана современная экспериментальная ситуация по поиску нейтринных осцилляций, как одного из возможных способов обнаружения массивных нейтрино. Дано детальное описание эксперимента NOMAD, созданного для поиска нейтринных $\nu_\mu \to \nu_\tau$ осцилляций на нейтринном пучке широкого спектра от ускорителя SPS в CERN. Особый акцент сделан на обсуждение методов, использованных для реконструкции событий в детекторе NOMAD. Специальное внимание также уделено алгоритмам по идентификации и реконструкции электронов в детекторе.

С помощью смоделированных нейтринных взаимодействий проиллюстрировано качество восстановления кинематики событий в детекторе NOMAD. Проведено детальное сравнение восстановленных кинематических переменных для смоделированных и реальных нейтринных взаимодействий в эффективном объеме детектора.

Для отделения сигнала от фона использована процедура, основанная на методе отношения правдоподобия. С ее помощью был проведен отбор кандидатов на взаимодействия электронных нейтрино ν_e по каналу заряженного тока в экспериментальных данных 1996 года. Было выделено 1842 события при эффективности отбора $(38.5\pm0.5)\%$ и уровне фоновых событий менее 0.5%. Это число событий находится в хорошем согласии с ожидаемым числом взаимодействий электронных нейтрино по каналу заряженного тока: 1891 ± 25(стат.)±95(сист.), вычисленным исходя из первичного состава нейтринного пучка. Таким образом, был сделан вывод о том, что полученные экспериментальные данные не подтверждают интерпретацию результатов эксперимента LSND как возможное проявление нейтринных $\nu_\mu \to \nu_e$ осцилляций в области больших Δm^2.

Представлен предварительный анализ, посвященный поиску нейтринных $\nu_\mu \to \nu_\tau$ осцилляций по каналу распада $\tau^- \to e^-\bar{\nu}_e\nu_\tau$ в экспериментальных данных 1996 года. Показано, что вклад данного канала распада в общую чувствительность эксперимента ограничен наличием фоновых событий от взаимодействий ν_e по каналу заряженного тока. В области максимальной чувствительности данного анализа получен верхний предел на вероятность нейтринных $\nu_\mu \to \nu_\tau$ осцилляций на 90% уровне достоверности:

$$P_{osc}(\nu_\mu \to \nu_\tau) < 6.2 \times 10^{-3}$$

Основные результаты диссертации:

1. Разработан метод реконструкции нейтринных взаимодействий в детекторе NOMAD, который позволяет выделять и идентифицировать отдельные вторичные частицы. Это сделано впервые для нейтринных детекторов с электронным съемом информации.

2. На основе фильтра Кальмана создана программа реконструкции в дрейфовых камерах детектора NOMAD, которая служит для восстановления траекторий заряженных частиц. Она обеспечивает эффективность реконструкции лучше 95% и разрешение по импульсу $\sim 3.5\%$ в интересующей нас области импульсов, что соответствует высоким требованиям эксперимента NOMAD.

3. Предложен алгоритм для идентификации и реконструкции электронов в детекторе NOMAD на основе информации детектора переходного излучения, электромагнитного калориметра и дрейфовых камер. Данный алгоритм комбинирует метод поиска точек излома траектории, восстановленной в дрейфовых камерах (на основе информации фильтра Кальмана), с алгоритмом нахождения и построения тормозных фотонов по восстановленным вершинам типа V^0 и нейтральным кластерам в электромагнитном калориметре. Этот алгоритм был предложен и реализован впервые.

4. Проведен анализ точности восстановления кинематики нейтринных взаимодействий. Показано, что детектор NOMAD может быть использован для восстановления переменных, описывающих кинематику нейтринных взаимодействий, с разрешением $\sim 15 \div 30\%$, что соответствует качеству реконструкции событий в больших пузырьковых камерах.

5. На основе метода отношения правдоподобия разработана процедура для оптимального отделения сигнала от фона.

6. Проведен отбор кандидатов на взаимодействия электронных нейтрино ν_e по каналу заряженного тока в NOMAD экспериментальных данных 1996 года. Выделено 1842 события при эффективности отбора $(38.5 \pm 0.5)\%$ и уровне фоновых событий менее 0.5%. Это число событий находится в хорошем согласии с ожидаемым числом взаимодействий электронных нейтрино по каналу заряженного тока: 1891 ± 25(стат.) $\pm\, 95$(сист.), вычисленным исходя из первичного состава нейтринного пучка. Энергетический спектр ν_e CC взаимодействий соответствует ожидаемому в отсутствии $\nu_\mu \to \nu_e$ осцилляций. Полученные экспериментальные данные не подтверждают интерпретацию результатов эксперимента LSND как возможное проявление нейтринных $\nu_\mu \to \nu_e$ осцилляций в области больших Δm^2.

7. Выполнен анализ по поиску нейтринных $\nu_\mu \to \nu_\tau$ осцилляций по каналу распада $\tau^- \to e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$ в NOMAD экспериментальных данных 1996 года. Показано, что вклад данного канала распада в общую чувствительность эксперимента ограничен наличием фоновых событий от взаимодействий ν_e по каналу заряженного тока. В области максимальной чувствительности представленного анализа получен верхний предел на вероятность нейтринных $\nu_\mu \to \nu_\tau$ осцилляций на 90% уровне достоверности:

   $$P_{osc}(\nu_\mu \to \nu_\tau) < 6.2 \times 10^{-3}$$

   Канал распада $\tau^- \to e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$ был впервые использован для поиска $\nu_\mu \to \nu_\tau$ осцилляций.

Материалы диссертации опубликованы в работах:

1. P.Astier, J.Dumarchez, A.Letessier-Selvon, **B.Popov**, K.Schahmaneche, "Drift Chamber global alignment: status report", NOMAD memo # 73 (1994) http://nomadinfo.cern.ch/Classified/documents/documents.html

2. P.Astier, E.Gangler, A.Letessier-Selvon, E.Manola, P.Nedelec, **B.Popov**, S.Valuev, "TRD first stage package", Nomad Reconstruction Software (1996) http://nomadinfo.cern.ch/Classified/documents/documents.html

3. P.Astier, E.Gangler, A.Letessier-Selvon, **B.Popov**, K.Schahmaneche, M.Serrano, "NOMAD Drift Chambers reconstruction program", Nomad Reconstruction Software (1996)
http://nomadinfo.cern.ch/Classified/documents/documents.html

4. P.Astier, E.Gangler, A.Letessier-Selvon, **B.Popov**, M.Serrano, S.Valuev, M.Vo, "Subdetector matching package", Nomad Reconstruction Software (1995) http://nomadinfo.cern.ch/Classified/documents/documents.html

5. P.Astier, P.Cattaneo, A.Letessier-Selvon, **B.Popov**, "Extrapolator package", Nomad Reconstruction Software (1996)
http://nomadinfo.cern.ch/pub/doc/ps/extrapv7r2.ps

6. P.Astier, E.Gangler, A.Letessier-Selvon, **B.Popov**, "LIKE package", Nomad Analysis Software (1998)
http://nomadinfo.cern.ch/pub/doc/ps/like.ps

7. **B.Popov**, NOMAD Collaboration, "First results from the NOMAD experiment at CERN (search for $\nu_\mu \to \nu_\tau$ oscillations)", в трудах конференции XXXIInd Rencontres de Moriond, Les Arcs, France, 15-22 March 1997, Editions Frontieres, pp. 283-289

8. J. Altegoer, ..., **B.Popov** et al., NOMAD Collaboration, "The NOMAD experiment at the CERN SPS", CERN-PPE-97-059 (1997), Nucl.Instrum.Meth. A404 (1998) 96

9. J. Altegoer, ..., **B.Popov** et al., NOMAD Collaboration, "A search for $\nu_\mu \to \nu_\tau$ oscillations using the NOMAD detector", CERN-EP-98-057 (1998), Phys.Lett. B431 (1998) 219

10. J. Altegoer, ..., **B.Popov** et al., NOMAD Collaboration, "Precision measurement of scaled momentum, charge multiplicity and thrust in $\nu_\mu N$ and $\bar{\nu}_\mu N$ interactions", CERN-EP-98-179 (1998), Phys.Lett. B445 (1999) 439

11. P. Astier, ..., **B.Popov** et al., NOMAD Collaboration, "A more sensitive search for $\nu_\mu \to \nu_\tau$ oscillations in NOMAD", CERN-EP-99-32 (1999), *to be published in Phys.Lett. B (1999)*

Список рисунков

Список таблиц

Литература

[1] W.Pauli, Public letter to the group of the Radioactives at the district society meeting in Tübingen, 4 Dec. 1930

[2] C.L.Cowan et al., Science 124 (1956) 103
F.Reines, C.L.Cowan, Nature 178 (1956) 446

[3] G.Danby et al., Phys. Rev. Lett. 9 (1962) 36

[4] B.Pontecorvo, JETP 37 (1959) 1751

[5] M.Schwartz, Phys. Rev. Lett. 4 (1960) 306

[6] M.Perl et al., Phys. Rev. Lett. 35 (1975) 1489

[7] see, for example, Review of Particle Properties, Phys. Rev. D54 (1996) 256

[8] C.Albajar et al., Phys. Lett. B185 (1987) 233

[9] Review of Particle Properties, Phys. Rev. D54 (1996)
ALEPH, DELPHI, L3, OPAL Collaborations

[10] S.L.Glashow, Nucl. Phys. 22 (1961) 579
S.Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1264
A.Salam, J.C.Ward, Phys. Lett. 13 (1964) 168

[11] M.Goldhaber, L.Grodzins, A.W.Sunyar, Phys. Rev. 109 (1958) 1015

[12] R.P.Feynman, Photon and Hadron Interactions, Benjamin ed. (1972)

[13] F.J.Hasert et al., Phys. Lett. 46B (1973) 121
F.J.Hasert et al., Phys. Lett. 46B (1973) 138

[14] V.M.Lobashev, Proc. of Neutrino '96, World Scientific, Singapore (1996)
A.Belesev et al., Phys. Lett. B350 (1995) 263

[15] K.Assamagan et al., Phys. Rev. D53 (1996) 6065
K.Assamagan et al., Phys. Lett. B335 (1994) 231

[16] A.Gregorio, ALEPH Collaboration, Proc. of Neutrino '96, World Scientific, Singapore (1996)
D.Buskulic et al., ALEPH Collaboration, Phys. Lett. B349 (1995) 585

[17] see, for example, P.Binetruy, "Neutrino properties beyond the Standard Model", VIII Rencontres de Blois "Neutrinos, Dark Matter and the Universe" (1996)

[18] B.Kayser, "The physics of massive neutrinos", World Scientific, 1989

[19] K.Fujikawa, R.E.Shrock, Phys. Rev. Lett. 45 (1980) 963

[20] M.Gell-Mann, P.Ramond, R.Slansky, "Supergravity", North Holland, Amsterdam, 1979
T.Yanagida, Proc. of the Workshop on Unified Theory and the Baryon Number of the Universe, KEK, Japan, 1979
S.Weinberg, Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 1566

[21] H.Harari, Y.Nir, Nucl. Phys. B292 (1987) 251
H.Harari, Phys. Lett. B216 (1989) 413

[22] S.M.Bilenky, S.T.Petcov, Rev. of Mod. Phys. vol.59, No.3 (1987) 671

[23] G.Gyak, M.S.Turner, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 38 (1995) 13

[24] B.Pontecorvo, JETP 33 (1957) 549

[25] Z.Maki et al., Prog. Theor. Phys. 28 (1962) 870

[26] X.Shi et al., Phys. Rev. Lett. 69 (1992) 717

[27] Review of Particle Properties, Phys. Rev. D54 (1996) 287

[28] J.N.Bahcall, M.H.Pinsonneault, Rev. Mod. Phys. 64 (1992) 885

[29] S.Turck-Chiéze, I.Lopes, Astrophys. J. 408 (1993) 347

[30] J.N.Bahcall, M.H.Pinsonneault, Rev. Mod. Phys. 67 (1995) 781

[31] A.Dar, G.Shaviv, Astrophys. J. 468 (1996) 933

[32] R.Davis, Prog. Part. Nucl. Phys. 32 (1994) 13
R.Davis Jr., Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 48 (1996) 284

[33] B.Pontecorvo, Chalk River Laboratory report PD-205, Canada (1946)

[34] V.A.Kuzmin, JETP 49 (1965) 1532

[35] W.Hampel et al., GALLEX Collaboration, Phys. Lett. B388 (1996) 384
P.Anselmann et al., GALLEX Collaboration, Phys. Lett. B357 (1995) 237
P.Anselmann et al., GALLEX Collaboration, Phys. Lett. B361 (1996) 235

[36] P.Anselmann et al., GALLEX Collaboration, Phys. Lett. B342 (1995) 440
W.Hampel et al., GALLEX Collaboration, to appear in Phys. Lett. B, December 1997

[37] J.N.Abdurashitov et al., Phys. Lett. B328 (1994) 234

[38] J.N.Abdurashitov et al., Phys. Rev. Lett. 77 (1996) 4708

[39] G.Ewan et al., SNO proposal, SNO 87-12

[40] G.Arpesella et al., BOREXINO proposal, University of Milan (1991)

[41] Y.Suzuki et al., Proc. of Neutrino '96, World Scientific, Singapore (1996)
Y.Fukuda et al., KAMIOKANDE Collaboration, Phys. Rev. Lett. 77 (1996) 1683

[42] S.Mikheev, A.Smirnov, Sov. J. Nucl. Phys. 42 (1985) 913

[43] L.Wolfenstein, Phys. Rev. D17 (1978) 2369; D20 (1979) 2634

[44] N.Hata, P.Langacker, Phys. Rev. D56 (1997) 6107

[45] Y.Totsuka, Neutrino physics (nonaccelerator), contribution to the Lepton Photon Symposium 1997, Hamburg, July 1997

[46] T.K.Gaisser et al., Phys. Rev. D54 (1996) 5578

[47] Y.Fukuda et al., KAMIOKANDE Collaboration, Phys. Lett. B335 (1994) 237 K.S.Hirata et al., KAMIOKANDE Collaboration, Phys. Lett. B280 (1992) 146

[48] R.Becker-Szendy et al., IMB Collaboration, Phys. Rev. D46 (1992) 3720

[49] K.Daum et al., FREJUS Collaboration, Z. Phys. C66 (1995) 417

[50] M.Aglietta et al., NUSEX Collaboration, Europhys. Lett. 8 (1989) 611

[51] W.Allison et al., SOUDAN 2 Collaboration, Phys. Lett. B391 (1997) 491

[52] B.Achkar et al., Nucl. Phys. B434 (1995) 503

[53] G.S.Vidyakin et al., JETP Lett. 59 (1994) 364

[54] C.Athanassopoulos et al., LSND Collaboration, Phys. Rev. C54 (1996) 2685

[55] C.Athanassopoulos et al., LSND Collaboration, nucl-ex/9709006, nucl-ex/9706006

[56] K.Eitel et al., KARMEN Collaboration, hep-ex/9706023

[57] K.Eitel, private communication

[58] N.Ushida et al., E531 Collaboration, Phys. Rev. Lett. 57 (1986) 2897

[59] C.Birnbaum et al., Phys. Lett. B397 (1997) 143

[60] R.E.Shrock, Phys. Rev. D24 (1981) 1232

[61] F.Bergsma et al., Phys. Lett. B128 (1983) 361, J.Dorenbosch et al., Phys. Lett. B166 (1986) 473

[62] G.Bernardi et al., Phys. Lett. B166 (1983) 479, Phys. Lett. B203 (1988) 332

[63] A.M.Cooper-Sarcar et al., Phys. Lett. B160 (1985) 207

[64] S.Baranov et al., Phys. Lett. B302 (1993) 336

[65] J.Hellmig, "The Heidelberg-Moscow double beta decay experiment", VIII Rencontres de Blois "Neutrinos, Dark Matter and the Universe" (1996)

[66] E.Eskut et al., CHORUS Collaboration, CERN-PPE-97-033 (1997) E.Eskut et al., CHORUS Collaboration, Nucl. Instr. and Meth. A401 (1997) 7

[67] E.Eskut et al., CHORUS Collaboration, CERN-PPE-97-149 (1997), submitted to Phys. Lett. B

[68] COSMOS Collaboration, P803 proposal to Fermilab (1993)

[69] A.S.Ayan et al., A high sensitivity short baseline experiment to search for $\nu_\mu \to \nu_\tau$ oscillation, CERN-SPSC-97-05 (1997)

[70] D. Autiero et al., A medium baseline facility for ν_μ oscillations, CERN-SPSC-97-23 (1997)

[71] H.de Kerret et al., CHOOZ Collaboration, The CHOOZ Experiment, Proposal, LAPP report (1993)

[72] M.Apollonio et al., CHOOZ Collaboration, hep-ex 9711002 (1997)
M.Apollonio et al., CHOOZ Collaboration, Phys. Lett. B420 (1998) 397

[73] G.Gratta, Palo Verde Collaboration, Proc. of Neutrino '96, World Scientific, Singapore (1996)

[74] K.Nishikawa et al., Proposal for a Long Baseline Neutrino Oscillation Experiment, using KEK-PS and Super-Kamiokande (1995)

[75] M.Goodman et al., MINOS Collaboration, ANL-HEP-CP-97-49 (1997)
S.G.Wojcicki, Proc. of Neutrino '96, World Scientific, Singapore (1996)

[76] A. Rubbia et al., ICARUS Collaboration, "A search program of explicit neutrino oscillations with ICARUS detector at long distances", CERN-SPSLC-96-58 (1996)

[77] P.Astier et al., "Search for the Oscillation $\nu_\mu \to \nu_\tau$", CERN-SPSLC/91-21, CERN-SPSLC/91-48, CERN-SPSLC/91-53

[78] J.Altegoer et al., NOMAD Collaboration, CERN-PPE-97-059 (1997)
J.Altegoer et al., NOMAD Collaboration, Nucl. Instr. and Meth. A404 (1998) 96

[79] C.H.Albright, R.E.Shrock, Phys. Lett. B84 (1979) 123

[80] GEANT : Detector Description and Simulation Tool, CERN Programming Library Long Writeup W5013, GEANT version 3.21

[81] G.Ambrosini et al., SPY Collaboration, CERN-SPSLC/96-01 (1996)

[82] M.C.Gonzalez-Garcia, J.J.Gomez-Cadenas, CERN-TH/96-220 (1996)
M.C.Gonzalez-Garcia, J.J.Gomez-Cadenas, Phys. Rev. D55 (1997) 1297

[83] B.Van de Vyver, P.Zucchelli, CERN-PPE/96-113 (1996)
B.Van de Vyver, Nucl. Instr. and Meth. A385 (1997) 91

[84] J.-P.Meyer, "Drift Chamber chemical composition", NOMAD memo # 96-003

[85] P.Astier, J.Dumarchez, A.Letessier-Selvon, B.Popov, K.Schahmaneche, "Drift Chamber global alignment: status report", NOMAD memo # 73

[86] K.Schahmaneche, Ph.D. Thesis, Paris VI (1997)

[87] C.Hagner, "Drift Chamber Efficiency", NOMAD memo # 97-024

[88] C.Hagner, "A Study of Afterpulses", NOMAD memo (unpublished)

[89] B.Schmidt, Ph.D. Thesis, Dortmund (1997)

[90] G.Bassompierre et al., "A large area Transition Radiation Detector for the NOMAD experiment", LAPP-EXP-97-05 (1997), Nucl. Instr. and Meth. A403 (1998) 363
G.Bassompierre et al., "Performance of the NOMAD Transition Radiation Detector", LAPP-EXP-97-06 (1997), submitted to Nucl. Instr. and Meth. A

[91] G.M.Garibian, JETP 6 (1958) 1079, JETP 10 (1960) 372
K.A.Barsukov, JETP 10 (1960) 787
G.M.Garibian et al., Nucl. Instr. and Meth. 125 (1975) 133

[92] V.C.Ermilova, L.P.Kotenko, G.J.Merzon, Nucl. Instr. and Meth. 145 (1977) 555

[93] T.Fazio, J.-P.Mendiburu, P.Nedelec, D.Sillou, S.Valuev, "NOMAD TRD Electron Identification: Method and First Results", NOMAD memo # 95-041
P.Nedelec, D.Sillou, S.Valuev. "NOMAD TRD Identification of Overlapping Tracks", NOMAD Memo # 96-005

[94] D.Autiero et al., Nucl. Instr. and Meth. A373 (1996) 358

[95] D.Autiero et al., to be published in Nucl. Instr. and Meth. A

[96] D.Autiero et al., Nucl. Instr. and Meth. A372 (1996) 556

[97] K.Eggert et al., Nucl. Instr. and Meth. A176 (1980) 217

[98] P.Astier, E.Gangler, A.Letessier-Selvon, B.Popov, K.Schahmaneche, Nomad Reconstruction Software, "Drift Chamber Package".

[99] R.Brun, J.Zoll, "ZEBRA user guide", CERN computer centre program library write-up, Q100

[100] E.Gangler, Ph.D. Thesis, Paris VI (1997)

[101] P.Astier, E.Gangler, A.Letessier-Selvon, Nomad Reconstruction Software, "DC-TRD package"

[102] Application of Filter Methods to the Reconstruction of Tracks And Vertices in Events of Experimental High Energy Physics. by R. Frühwirth, HEPHY-PUB 516/88 Vienna, December 1988.

[103] P. Billoir et al., Nucl. Instr. and Meth. A241 (1985) 115

[104] "Database Management Package", CERN program library long write-up, Q180

[105] A.Baldisseri, Th.Stolarczyk, "Drift Chamber Database - Reference Guide", NOMAD memo # 95-019

[106] P.Astier et al., Nomad Reconstruction Software, "UTIL package"

[107] Review of Particle Properties, Phys. Rev. D54 (1996) 134

[108] A.C.Hearn, REDUCE reference manual, RAND-CD-162 (1989)

[109] Review of Particle Properties, Phys. Rev. D54 (1996) 132

[110] J.Altegoer et al., "GENOM: NOMAD GEANT off-line manual"

[111] P.Astier, P.Cattaneo, A.Letessier-Selvon, B.Popov, Nomad Reconstruction Software, "Extrapolator Package".

[112] I.G.Bird, "Vertex finding and fitting package", NOMAD memo # 96-019

[113] S.Gninenko, A.Toropin, "Subtraction of energy deposited by charged hadrons in the ECAL", NOMAD memo # 95-040

[114] P.Astier, E.Gangler, A.Letessier-Selvon, B.Popov, M.Serrano, S.Valuev, M.Vo, Nomad Reconstruction Software, "Subdetector matching package"

[115] M.Serrano, Nomad Reconstruction Software, "Generic package"

[116] G.Barrand, OnX version 5r1, available from *lalftp.in2p3.fr*

[117] C.Arnault, Ci version 3r3, available from *lalftp.in2p3.fr*

[118] M.Vo, Ph.D. Thesis, Paris VII (1996)

[119] M.Mezetto, D.Gibin, A.Guglielmi, M.Laveder, "π/e rejection with Calo and Prs modules at T9 test beam",

[120] P.Astier, E.Gangler, A.Letessier-Selvon, E.Manola, P.Nedelec, B.Popov, S.Valuev, Nomad Reconstruction Software, "TRD first stage package"

[121] R.Petti, "Parametrization of e and gamma initiated showers in the NOMAD lead-glass calorimeter", NOMAD memo # 97-018

[122] R.Cousins, "Some Extended Tools for Track Breakpoint Analysis", NOMAD memo # 96-016

[123] S.Gninenko et al., "Calorimeter matching general layout, tools and the algorithm", NOMAD Reconstruction Software, NOMAD memo # 96-033
S.Gninenko et al., "Clusterization of Charged Hadron Energy Release in Cal", NOMAD Reconstruction Software, NOMAD memo # 96-034
S.Gninenko et al., "Gammas and Neutrals Finding and Fitting Package", NOMAD Reconstruction Software, NOMAD memo # 96-035

[124] M.Contalbrigo, D.Gibin, S.Lacaprara, "A bremsstrahlung algorithm implemented within the NOMAD software", NOMAD memo # 97-010

[125] J.D.Bjorken, Phys. Rev. 179 (1969) 1547

[126] C.Callan, D.Gross, Phys. Rev. Let. 21 (1968) 311

[127] K.Kleinknecht, CERN yellow report, CERN 78-10 (1978)

[128] "NUBEAM: NOMAD neutrino beam generator"

[129] A.Fasso et al., FLUKA92, in Workshop on Simulating Accelerator Radiation Environments, Santa Fe, USA (1993)

[130] J.-P.Meyer, A.Rubbia, "NEGLIB: NOMAD event generator off-line manual"

[131] G.Ingelman, LEPTO version 6.1, "The Lund Monte-Carlo for Deep Inelastic Lepton-Nucleon Scattering", TSL-ISV-92-0065 (1992)
G.Ingelman, A.Edin, J.Rathsman, LEPTO version 6.5, Comp. Phys. Comm. 101 (1997) 108, hep-ph/9605286

[132] J.-M.Levy, "Neutrino-nucleon CC scattering with non-zero lepton mass", NOMAD memo # 97-051

[133] H.Guoju, J.M.Irvine, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 15 (1989) 147

[134] A.Bodek, J.L.Ritchie, Phys. Rev. D23 (1981) 1070

[135] B.Anderson, G.Gustafson, G.Ingelman, T.Sjöstrand, Phys. Rep. 97 (1983) 31

[136] T.Sjöstrand, "PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4: physics and manual", LU-TP-95-20 (1995), hep-ph/9508391
T.Sjöstrand, Comp. Phys. Comm 39 (1986) 347, 43 (1987) 367

[137] M.Glück, E.Reya, A.Vogt, Z. Phys. C53 (1992) 127

[138] H.Plothow-Besch, Comp. Phys. Comm. 75 (1993) 396

[139] A.Rubbia, "NEGLIB status report", in the minutes of the NOMAD collaboration meeting, September and December 1997

[140] D.Allasia et al., Phys. Lett. B154 (1985) 231

[141] A.Geiser, P.Nedelec, R.Petti, "The 1996 $\bar{V}T_1T_2$ filter", NOMAD memo # 97-008

[142] K.Varvell, Nomad Reconstruction Software, "Nomad DST package", NOMAD memo # 97-034

[143] A.Bueno, A.Rubbia, "Considerations about the missing Pt for events with two tracks at the primary vertex", NOMAD memo # 96-009

[144] G.Battistoni et al., "Simulation of nuclear effects in quasi elastic and resonant neutrino interactions", hep-ph/9801426 (1998)

[145] P.Astier, E.Gangler, A.Letessier-Selvon, B.Popov, Nomad Analysis Software, "LIKE package"

[146] "HBOOK reference manual", CERN computer centre program library write-up, Y250

[147] S.Valuev, Ph.D. Thesis, Paris VII (1998)

[148] A.De Santo, NOMAD Collaboration, Proceedings of the XXXIInd RENCONTRES DE MORIOND, March 15-22, 1997

[149] J. Altegoer et al., NOMAD Collaboration, CERN-EP/98-57, to be published in Phys. Lett. B.

[150] O.Helene, Nucl. Instr. and Meth. 212 (1983) 319

[151] M.Mezzetto et al., "Results of the $\to$ e d.i.s. analysis of the 1995 data", NOMAD memo # 97-043

[152] R.Petti, G.Polesello, "Results of the $\to$ e analysis", in the minutes of the NOMAD analysis meetings

Благодарности

Прежде всего, я хотел бы поблагодарить профессора F.Vannucci за приглашение работать в LPNHE (Париж) и за предоставленную мне возможность начать, выполнить и, наконец, представить к защите эту работу.

Было приятно работать со всеми участниками нейтринной группы в LPNHE (которая доказала свое право называться парижской группой в сотрудничестве NOMAD): Pierre Astier, Marcel Banner, Alain Castera, Jacques Dumarchez, Emmanuel Gangler, Cyril Lachaud, Antoine Letessier-Selvon, Jean-Michel Levy, Kyan Schahmaneche, Maria Serrano, Anne-Marie Touchard, Victor Uros, Francois Vannucci и Mai Khanh Vo (я беру на себя смелость включить ее хотя она официально входила в состав группы из Сакле). Особенно я благодарен Pierre, Antoine, Jacques, Emmanuel, Kyan, Maria и Mai за радость общей творческой деятельности.

Дружеское отношение всех других сотрудников LPNHE ценилось очень высоко.

Особая благодарность Francois и Antoine за тщательное чтение этой рукописи. Я признателен Antoine за его вдумчивое руководство и помощь, а также за его усилия представить эту работу в полном и удобочитаемом виде.

Я должен выразить особую признательность рецензентам этой рукописи - Jacques Bouchez и Serguey Petcov - за полезные обсуждения и критические замечания.

Я хотел бы также поблагодарить Antoine и Anne, Jacques, Kyan, Victor и Mai за дружбу и за помощь в “открытии” Франции и западного образа жизни (хотя, я надеюсь, что это все-таки был процесс культурного обмена...).

Для меня очень важно выразить признательность начальнику Научно-Экспериментального Отдела Физики Элементарных Частиц Лаборатории Ядерных Проблем (ОИЯИ, Дубна) профессору С.А.Бунятову за его руководство и поддержку.

Мне доставит также удовольствие упомянуть всех участников дубненской группы в сотрудничестве NOMAD: С.А.Бунятов, О. Климов, А. Красноперов, В. Кузнецов, Ю. Нефедов, В. Терещенко, В. Валуев и поблагодарить всех за дружескую атмосферу, которая существует и за пределами нашей научной деятельности и которая всегда поддерживается и усиливается нашим очаровательным и душевным секретарем Ириной Сидоркиной.

Я в долгу также перед всеми участниками сотрудничества NOMAD за наш эксперимент, который не был идеальным, но который останется в памяти навсегда, поскольку это был мой первый личный опыт работы в международной коллаборации.

Особо я хотел бы поблагодарить Jean Gosset и Jean-Pierre Meyer (DAPNIA, Saclay), Juan-Jose Gomez-Cadenas и Andre Rubbia (CERN), Patrick Nedelec и Daniel Sillou (LAPP, Annecy), Robert Cousins (UCLA), Burkhard Schmidt (Dortmund) и Александра Ковзелева (ИЯИ, Москва) за желание поделиться со мной своими знаниями и полезные обсуждения.

Я признателен Sylvie Soulie и Patrick Nedelec за обработку 1.5×10^5 ν_μ NC MC событий, что позволило использовать этот независимый набор событий для предсказания уровня фона.

Вспоминаются дружеские отношения с Patrick Nedelec, Daniel Sillou и их семьями на ранней стадии эксперимента NOMAD.

Эта работа была бы невозможной без финансовой поддержки IN2P3, French Ministère de l'Education Nationale (Réseau de Formation et de Recherche JINR-Dubna, LAPP-Annecy, и LPNHE-Paris VI and VII) и моего родного института ОИЯИ.

Наконец, я должен сказать, что не могу себе представить выполнение этой работы без поддержки моей семьи, где я всегда мог найти новые силы и вдохновение. Я благодарен моей маме, отцу, сестре и двум племянницам - Даше и Любе - за взаимопонимание и за верность нашим добрым советским традициям.