

ОБЪЕДИНЁННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория Ядерных Проблем

На правах рукописи
УДК 539.123, 539.126

ЧУКАНОВ
АРТЁМ ВЛАДИСЛАВОВИЧ

ИЗУЧЕНИЕ ЭФФЕКТОВ ФРАГМЕНТАЦИИ
В ПРОЦЕССАХ НЕЙТРИНОРОЖДЕНИЯ
СТРАННЫХ АДРОНОВ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ
NOMAD (CERN)

Специальность: 01.04.16 — физика атомного ядра
и элементарных частиц

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научные руководители:

кандидат физико-математических наук

Д.В. Наумов

кандидат физико-математических наук

Б.А. Попов

Дубна 2006

СЛАВА ТРУДУ!

Благодарности

Автор настоящей диссертации выражает глубокую благодарность своим научным руководителям Д.В. Наумову и Б.А. Попову, без помощи которых невозможно было бы выполнить эту работу в том виде, в котором она представлена. Я благодарен им за то, что они научили меня методике обработки и анализа эксперимента, за помощь в решении многих вопросов, возникших в ходе выполнения работы.

Хотелось бы поблагодарить всю коллаборацию NOMAD, в особенности её руководителя Luigi Di Lella, стараниями которых был создан этот уникальный эксперимент, позволяющий детально и с очень большой точностью изучить взаимодействие нейтрино с веществом.

За полезные обсуждения теоретических вопросов, касающихся темы диссертации, автор выражает свою признательность В.В. Любушкину, О.В. Теряеву и Liang Zuotang.

Выполнение этой работы так же было бы немыслимо без технической поддержки и помощи в освоении компьютерных программ и доступа к данным эксперимента NOMAD, Д.В. Кустова и R. Petti.

Так же я очень благодарен поддержке со стороны сотрудников НЭОФЭЧ ЛЯП Ю.А Батусову, А.Е. Большаковой, С.А. Бунятову, О.Л. Климову, А.В. Краснощёрову, В.В. Любушкину, Д.В. Наумову, Е.А. Наумовой, Ю.А. Нефёдову, Б.А. Попову, О.Б. Самойлову, В.В. Терещенко и С.В. Терещенко, особую благодарность я выражаю нашему секретарю И.И. Сидоркиной за помощь в решении многих организационных вопросов.

Я благодарен своим оппонентам М.Г. Сапожникова и Э.В. Бугаеву за полезные обсуждения диссертации.

Хочется поблагодарить также В.А. Беднякова, Д.В. Наумова и Б.А. Попова, которые прочли предварительную версию моей диссертации и высказали ряд полезных замечаний.

Отдельное спасибо А.Н. Валлу, Д.В. Наумову и всей кафедре теоретической физики Иркутского государственного университета за предоставленную возможность приехать в Дубну и работать в ОИЯИ.

Я так же благодарен моим родителям, брату, сестре и всем друзьям за их постоянную поддержку.

Диссертация состоит из 8 глав, заключения и двух приложений, сгруппированных в четыре части: “Введение”, “Реконструкция и моделирование событий в эксперименте NOMAD”, “Анализ экспериментальных данных” и “Приложения”.

**Результаты диссертации
опубликованы в следующих работах:**

1. P. Astier *et al.*, [NOMAD Collaboration] A Study of Strange Particle Production in ν_μ CC Interactions in the NOMAD Experiment // Nucl. Phys. **B 621** 2002 P. 3;
2. A.V. Chukanov, D.V. Naumov, B.A. Popov A Study of Multiple Production of Neutral Strange Particles in ν_μ CC Interactions in the NOMAD Experiment // Phys. Part. Nucl. Lett. V. 5 2006; JINR Commun. E1-2006-26. Dubna, 2006;
3. A. Chukanov *et al.*, [NOMAD Collaboration] Production properties of $K^*(892)^\pm$ vector mesons and their spin alignment as measured in the NOMAD experiment // Eur. Phys. J. **C 46** 2006 P. 69;
4. Artem Chukanov [for NOMAD Collaboration] Spin alignment of $K^*(892)$ vector mesons in ν_μ interactions and Λ^0 and $\bar{\Lambda}^0$ polarization in neutrino neutral current interactions as measured in the NOMAD experiment // Proceedings of the X Advanced Research Workshop on High Energy Spin Physics, DUBNA-SPIN-2003, Dubna, September 16-20, 2003, Dubna: JINR, 2004, p. 301.

Оглавление

I	Введение	9
1	Моделирование взаимодействия нейтрино с веществом	12
1.1	Сечение взаимодействия и структурные функции нуклона	13
1.1.1	Формализм глубоконеупругого рассеяния	13
1.1.2	Глубоконеупругое рассеяние нейтрино и антинейтрино на нуклоне	15
1.2	Модель Лунд фрагментации струны	18
1.3	Описание внутриядерного каскада	21
1.4	Трудности, возникающие при моделировании взаимодействий	24
1.5	Фактор подавления странности – краткий обзор	26
1.6	Выводы	27
2	Множественное рождение нейтральных странных частиц	29
2.1	Изучение множественного рождения нейтральных странных частиц . . .	29
2.2	Улучшенная модель рождения странных частиц	30
2.3	Выводы	35
3	Выстроенность спинов векторных мезонов	36
3.1	Рождение мезонов	36
3.2	Матрица спиновой плотности	37
3.3	Краткий обзор экспериментальных данных	38
3.4	Теоретическое описание экспериментальных данных	39
3.5	Рождение векторных $K^*(892)^\pm$ мезонов в нейтринных взаимодействиях .	41
3.6	Выводы	42
II	Реконструкция и моделирование событий в эксперименте NOMAD	43
4	Описание установки NOMAD	46
4.1	Введение	46
4.2	Пучок нейтрино	46
4.3	Установка NOMAD	48
4.3.1	Система координат детектора	48
4.3.2	Система вето	49
4.3.3	Передний калориметр	49
4.3.4	Дрейфовые камеры	50
4.3.5	Триггерные плоскости	52

4.3.6	Детектор переходного излучения	52
4.3.7	Детектор ливней	54
4.3.8	Электромагнитный калориметр	54
4.3.9	Адронный калориметр	55
4.3.10	Мюонные камеры	56
4.4	Триггеры и набор данных	57
4.5	Моделирование событий	59
4.6	Выводы	60
5	Реконструкция нейтринных событий и идентификация V^0-вершин	61
5.1	Введение	61
5.2	Реконструкция ν_μ взаимодействий по каналу заряженного тока	61
5.2.1	Реконструкция заряженных треков	61
5.2.2	Реконструкция вершин	64
5.2.3	Идентификация событий заряженного тока	65
5.3	Идентификация V^0 -вершин	68
5.3.1	Предварительный отбор V^0 -вершин	70
5.3.2	Идентификация V^0 -вершин	72
5.3.3	Результаты идентификации V^0	74
5.4	Выводы	76
6	Настройка программы моделирования нейтринных взаимодействий	77
6.1	Введение	77
6.2	Вычисление выходов нейтральных странных частиц	78
6.3	Сравнение данных с предсказанием программы моделирования событий	78
6.4	Настройка параметров фрагментации струны	82
6.4.1	Параметры модели Лунд	82
6.4.2	Процедура минимизации	83
6.4.3	Новый набор параметров фрагментации струны	83
6.4.4	Зависимость выходов странных адронов от параметризации структурных функций	84
6.4.5	Неоднозначность в выборе параметров	85
6.5	Реконструированные переменные в данных и новом наборе МС	85
6.5.1	Дополнительные условия отбора нейтринных взаимодействий	86
6.5.2	Глобальные кинематические переменные	87
6.5.3	Интегральные выходы странных адронов и их зависимость от кинематических переменных	89
6.5.4	Рождение нейтральных странных частиц	91
6.5.5	Переменные, описывающие поведение частицы в адронной струе	93
6.6	Выводы	94
III	Анализ экспериментальных данных	95
7	Анализ множественного рождения V^0	96
7.1	Экспериментальное измерение выходов различных каналов V^0	96
7.2	Учёт систематических неопределённостей	99
7.3	Результаты	100

7.3.1	Выходы каналов с множественным рождением V^0	100
7.3.2	Выходы $K^\pm$ мезонов	102
7.4	Эффективность восстановления V^0 -событий	104
7.5	Обсуждение результатов	105
7.6	Выводы	107
8	Измерение выстроенности спинов $K^*(892)^\pm$ мезонов	108
8.1	Выделение сигнала	108
8.2	Вычисление выходов K^* мезонов и измерение выстроенности спинов . . .	110
8.3	Систематические неопределённости	111
8.4	Результаты	113
8.4.1	Рождение $K^{*\pm}$ мезонов	114
8.4.2	Выстроенность спинов в различных кинематических областях . .	117
8.5	Выводы	117
	Заключение	119
IV	Приложения	120
A	Улучшенная модель рождения странных частиц	121
B	Зависимость выходов странных частиц от JETSET параметров	123

Часть I

Введение

Введение

Темой настоящей диссертации является изучение эффектов фрагментации в процессах рождения странных частиц при взаимодействии нейтрино с веществом. Перед автором были поставленные следующие цели и задачи:

- настройка программы моделирования нейтринных взаимодействий;
- изучение множественного рождения нейтральных странных частиц;
- измерение выстроенности спинов векторных мезонов.

Для изучения эффектов фрагментации мы рассматривали взаимодействие нейтрино с веществом, которое, ввиду своих уникальных свойств, позволяет изучать многие физические эффекты на более качественном уровне чем эксперименты с другими типами налетающих частиц. Причиной этому является то, что нейтрино по своей природе левополяризовано (антинейтрино правополяризовано) и рассеивается на веществе за счёт слабого взаимодействия, описываемого оператором соответствующего нейтрального или заряженного тока. Данное свойство является как преимуществом, так и недостатком: ввиду малого сечения взаимодействия требуется большая экспозиция эксперимента для набора необходимой статистики и детального изучения накопленных данных, что и является причиной плохой изученности взаимодействия нейтрино. С другой стороны, рассеяние нейтрино (антинейтрино) по каналу заряженного тока (обмен тяжёлым $W^\pm$ бозоном) происходит только на d -, s - и $\bar{u}$ -кварках (u -, c -, $\bar{d}$ - и $\bar{s}$ -кварках для антинейтрино), которые переходят в определённые типы кварков (см. § 1.1), имеющие левую (для кварков) и правую (для антикварков) поляризацию. Благодаря этому мы точно знаем спиновое состояние лидирующего (выбитого) кварка¹ и можем изучать его влияние на образовавшиеся в процессе фрагментации частицы. Взаимодействие нейтрино с веществом по каналу нейтрального тока (обмен Z^0 бозоном) происходит на любых типах кварка-мишени, с любыми спиновыми состояниями и может быть отделено от взаимодействий по каналу заряженного тока по наличию в последних токового мюона, поперечный импульс которого (относительно импульса нейтрино) равен поперечному импульсу адронной струи (см. рис. 1). Более подробно об этом написано в работе [1]. Таким образом, сравнение этих двух взаимодействий предоставляет нам уникальную возможность для изучения влияния спиновых эффектов на адронизацию кварков.

До настоящего времени в мире существовало несколько нейтринных экспериментов, которые обладали большой статистикой и имели хорошую точность восстановления кинематики события. В этой диссертации использовались данные эксперимента NOMAD (Neutrino Oscillation MAgnetic Detector) [2], основной задачей которого являлся поиск появления тау-нейтрино (ν_τ) в пучке нейтрино широкого спектра от ускорителя SPS в CERN, состоящем преимущественно из ν_μ . За четыре года работы эксперимент NOMAD накопил рекордное количество нейтринных взаимодействий, что позволило получить большое количество физических результатов (многие из которых были получены впервые) с хорошей экспериментальной точностью.

В главе 1 мы подробно рассмотрим принцип моделирования взаимодействий, затем, в главе 2 будет показано, как с помощью изучения множественного рождения нейтральных странных частиц можно определить параметры рождения странных кварков

¹кварка, на котором произошло рассеяние.

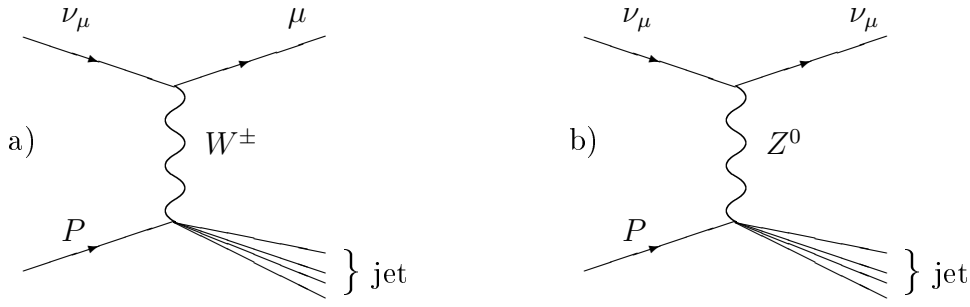


Рис. 1: *Нейтринные взаимодействия: а) по каналу заряженного тока; б) по каналу нейтрального тока.*

и странных адронов. В главе 3 будет приведён способ изучения влияния взаимных спиновых ориентаций кварка и антикварка на процесс образования скалярных и векторных мезонов. Последовательно в главах 4, 5 и 6 детально описываются детектор NOMAD, реконструкция и идентификация нейтральных странных частиц, настройка программы моделирования нейтринных взаимодействий и сравнение многих кинематических переменных для разыгранных событий и экспериментальных данных после реконструкции и идентификации частиц. Главы 7 и 8 посвящены детальному анализу данных – изучение множественного рождения нейтральных странных частиц в ν_μ взаимодействиях по каналу заряженного тока и измерение выстроенности спинов, интегральных выходов и их зависимостей от различных кинематических переменных для векторных $K^{*\pm}$ мезонов, рождающихся в нейтринных взаимодействиях по каналу заряженного тока и распадающихся на $K^0\pi$ пару.

В приложении А приведены выражения для выходов различных каналов с одиночным и множественным рождением нейтральных странных частиц, записанные через параметры модели рождения странности. В приложении В представлены зависимости выходов нейтральных странных частиц и выходов каналов с одиночным и множественным рождением нейтральных странных частиц от PARJ параметров фрагментации струны программы JETSET [8].

Результаты главы 5 представлены в работе 1 списка опубликованных работ, содержание и результаты глав 2 и 7 представлены в работах 1 и 2, анализ данных и результаты, вошедшие в главы 3 и 8 опубликованы в работах 3 и 4.

Глава 1

Моделирование физических процессов в глубоконеупругих взаимодействиях нейтрино с веществом

С развитием теории в физике элементарных частиц требуется ставить всё новые и новые эксперименты для её проверки, одновременно с этим растёт требование к качеству данных, полученных в ходе эксперимента. Однако, каким бы прецизионным ни был детектор, из-за существующих неэффективностей невозможно полностью восстановить всю картину взаимодействия. Аналитическое вычисление поправок на неэффективность детектора представляет собой достаточно трудоёмкую или даже невыполнимую задачу, поэтому в физике высоких энергий широко используются генераторы событий, с помощью которых моделируется взаимодействие и предсказывается поведение образовавшихся частиц внутри установки, таким образом позволяя учесть неидеальность детектора при анализе экспериментальных данных.

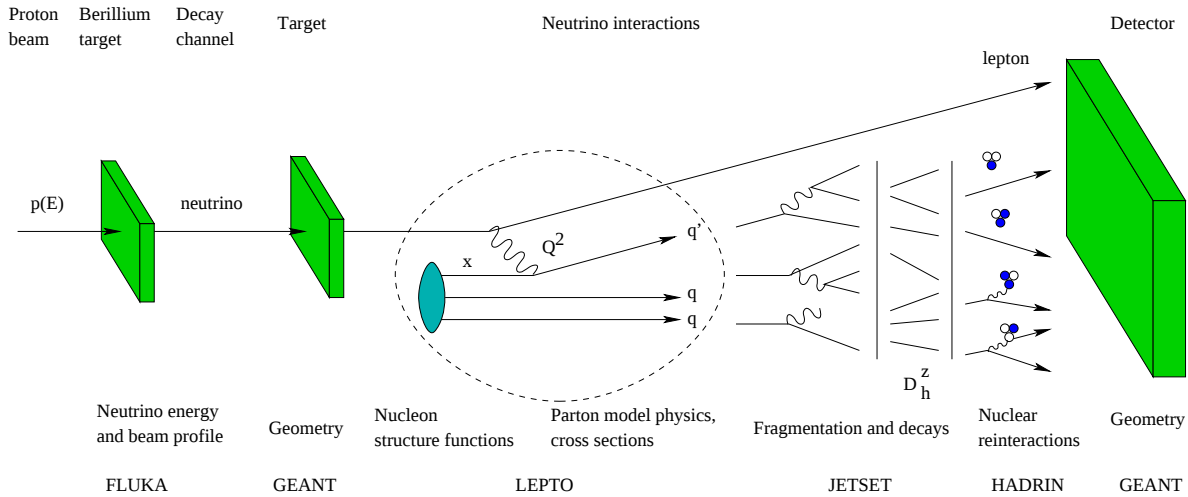


Рис. 1.1: Схема использования различных пакетов компьютерных программ для моделирования нейтринных взаимодействий.

На рис. 1.1 приведена схема моделирования нейтринных взаимодействий и название используемых программ:

1. расчёт спектров налетающих нейтрино выполняется с помощью моделирования взаимодействий протонов с бериллиевой мишенью в рамках пакета FLUKA [3] с последующей транспортировкой вторичных частиц через распадный канал с помощью программы GEANT [4];
2. взаимодействие нейтрино с веществом в приближении кварк-партонной модели (КПМ) с учётом квантово-хромодинамической (КХД) эволюции структурных функций моделируется программой LEPTO [5] с возможностью использования различных параметризаций функций плотности распределений партонов в нуклоне, необходимых для определения состава нуклона в процессе вычисления сечения (в эксперименте NOMAD используется параметризация [6]);
3. адронизация образовавшихся партонов в наблюдаемые частицы выполняется в рамках струнной модели, разработанной в университете Лунд [7] (Швеция) с помощью программы JETSET 7.4 [8]. Внутриядерные перерассеяния моделируются программой HADRIN, основанной на модели Формирования Внутриядерного Каскада (FZIC) [9] и входящей в программу DPMJET [10];
4. трассировка вторичных частиц через установку, их взаимодействия и распады, отклик различных частей установки моделируются с помощью универсального пакета для моделирования физических процессов GEANT.

Ниже мы приведём физические основы, заложенные в программы, описанные в пунктах 2 и 3, отвечающие за моделирование непосредственно нейтринного взаимодействия с веществом, фрагментации кварков в адроны и внутриядерные перерассеяния образовавшихся адронов.

1.1 Сечение взаимодействия и структурные функции нуклона

Рассеяние лептонов на нуклоне моделируется программой LEPTO, которая с помощью генератора случайных чисел с соответствующими весами разыгрывает все глобальные характеристики взаимодействия: переданный 4-х импульс, тип кварка-мишени, доля импульса, переносимая этим кварком в нуклоне, тип образовавшегося кварка (в случае слабого взаимодействия по каналу заряженного тока). В основу этой программы заложена вся кинематика взаимодействия, сечение взаимодействия, параметризации структурных функций нуклона. Об этом будет кратко рассказано в текущем параграфе.

1.1.1 Формализм глубоконеупругого рассеяния

Глубоонеупругим рассеянием называется такое взаимодействие, в результате которого энергия образовавшихся частиц много больше массы частицы-мишени – $E_{jet} \gg M$.

Общее выражение для сечения

Сечение глубоконеупругого рассеяния лептонов на нуклоне может быть представлено в следующем виде:

$$d\sigma = \frac{1}{4\sqrt{(k \cdot P)^2 - k^2 P^2}} \overline{|\mathcal{M}|^2} d\Phi, \quad (1.1)$$

где $\overline{|\mathcal{M}|^2}$ - квадрат матричного элемента процесса, а $d\Phi$ включает в себя фазовый объём продуктов реакции с учётом нормировки спиноров:

$$d\Phi = (2\pi)^4 \delta^4(k + P - k' - p') \frac{d^3 k'}{2E'(2\pi)^3} \prod_f \frac{d^3 p_f}{2E_f(2\pi)^3}.$$

Фактор $4\sqrt{(k \cdot P)^2 - k^2 P^2} \approx 4EM$ отвечает потоку начальных частиц. Используя определение в ур. (1.1) и пренебрегая массой вылетающего лептона: $d^3 k'/E' \approx E' dE' d\Omega$, дифференциальное сечение глубоконеупругого процесса может быть представлено в следующем общем виде:

$$\frac{d\sigma}{dE' d\Omega} = \frac{E' (2\pi)^4 \delta^4(k + P - k' - p') \overline{|\mathcal{M}|^2}}{E 8M} \prod_f \frac{d^3 p_f}{2E_f(2\pi)^3}. \quad (1.2)$$

От переменных E', Ω легко перейти к любым другим используя соответствующий Якобиан перехода. Например:

$$\frac{d\sigma}{dx dy} = \frac{2\pi M\nu}{E'} \frac{d\sigma}{dE' d\Omega} \quad (1.3)$$

Кварк-партонная модель

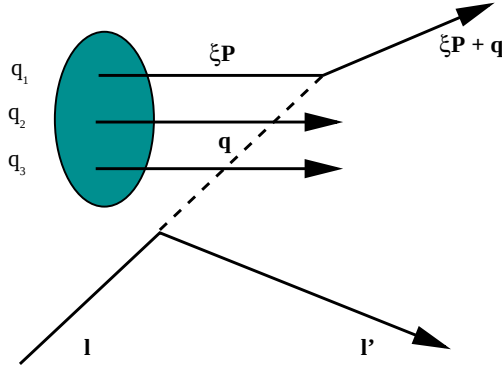


Рис. 1.2: Рассеяние лептона на партоне.

Глубоконеупругое лептон-нуклонное взаимодействие является упругим рассеянием лептона на кварке с последующей фрагментацией кварка, приводящей к развалу нуклона. Взаимодействие в рамках кварк-партонной модели рассматривается в так называемой системе бесконечно большого импульса [11], т.е. в такой лоренцевой системе отсчёта, в которой импульс нуклона много больше типичного импульса внутри нуклона. В этом приближении партон несёт определённую долю импульса нуклона, поглощая импульс q промежуточного бозона (рис. 1.2). Сечение глубоконеупругого процесса записывается в виде взвешенной суммы лептон-партонных сечений:

$$\frac{d^2\sigma}{dx dy} = \sum_i \int_0^1 d\xi f_i^h(\xi) \frac{d^2\sigma_i(\xi, y)}{dx dy}, \quad (1.4)$$

Пренебрегая массой кварка¹, можно связать переменную ξ с экспериментально измеримыми величинами: $m_i^2 = (q + \xi P)^2 \simeq 2Pq\xi - Q^2 \simeq 0$, откуда

$$\xi = Q^2/(2Pq) = x.$$

¹что можно сделать для лёгких u, d, s кварков

Точное решение предыдущего уравнения имеет вид:

$$\xi = \frac{-\nu + (\nu^2 + m^2 + Q^2)^{1/2}}{M} = x \left(1 - \frac{x^2 M^2 - m^2}{Q^2} + \dots \right), \quad (1.5)$$

поэтому более корректно распределение кварков в нуклоне описывает переменная Нахтмана:

$$\xi_N = \frac{2x}{1 + (1 + 4x^2 M^2 / Q^2)^{1/2}} \approx x \left(1 - \frac{x^2 M^2}{Q^2} \right). \quad (1.6)$$

При больших преданных 4-х импульсах распределения переменных ξ и x практически совпадают, что позволяет считать переменную Бьёркена - x адекватной для аппроксимации доли импульса нуклона, переносимой кварком.

1.1.2 Глубоконеупругое рассеяние нейтрино и антинейтрино на нуклоне

Заряженные слабые токи и сечение

Лептонный заряженный ток в стандартной модели электрослабого взаимодействия имеет вид:

$$j_\mu = \bar{\ell} \gamma_\mu \frac{(1 \pm \gamma_5)}{2} \nu_\ell. \quad (1.7)$$

Знак "+" соответствует антинейтрино, знак "-" нейтрино.

Кварковый ток записывается аналогично лептонному:

$$j_\mu = (\bar{u} \ \bar{c} \ \bar{t}) \gamma_\mu \frac{1 - \gamma_5}{2} \begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix}, \quad (1.8)$$

где d' , s' , b' связаны с волновыми функциями d , s , b через матрицу смешивания Кабиббо-Кобаяши-Маскава (СКМ) [12, 13]:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (1.9)$$

со следующими значениями [14]:

$$\begin{pmatrix} 0,9742 - 0,9757 & 0,219 - 0,226 & 0,002 - 0,005 \\ 0,219 - 0,225 & 0,9734 - 0,9749 & 0,037 - 0,043 \\ 0,004 - 0,014 & 0,035 - 0,043 & 0,9990 - 0,9993 \end{pmatrix} \quad (1.10)$$

Аналогично ур. (1.2), сечение (анти)нейтрино-нуклонного глубоконеупругого процесса может быть записано в виде [15, 16]:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \frac{G_F^2}{(2\pi)^2} \left(\frac{m_W^2}{m_W^2 + Q^2} \right)^2 \frac{E'}{E} L_{\mu\nu}^{CC} W^{\mu\nu}.$$

$L_{\mu\nu}^{CC} = 1/8 S p \left(\gamma_\mu (1 \pm \gamma_5) \hat{k} \gamma_\nu (1 \pm \gamma_5) \hat{k}' \right)$ – представляет собой лептонный тензор:

$$L_{\mu\nu}^{CC} = k_\mu k'_\nu + k'_\mu k_\nu - g_{\mu\nu} k \cdot k' \pm i \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} k^\rho k'^\sigma,$$

где верхний (нижний) знак перед последним слагаемым соответствует нейтрино (анти-нейтрино). $W^{\mu\nu}$ является адронным тензором, который в пренебрежении массой вылетающего лептона имеет следующие ненулевые, после свертки с лептонным тензором, члены:

$$W^{\mu\nu} = -F_1^{CC}(x, Q^2)g^{\mu\nu} + F_2^{CC}(x, Q^2)\frac{p^\mu p^\nu}{M\nu} - \frac{i}{2M\nu}F_3^{CC}(x, Q^2)\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma}p_\rho q_\sigma,$$

где $F_i^{CC}(x, Q^2)$ – структурные функции нуклона в (анти)нейтринном глубоконеупругом процессе, ν – полная энергия, уносимая конечными адронами. Сечение (анти)нейтрино-нуклонного глубоконеупругого процесса в лоренц-инвариантных переменных имеет вид:

$$\frac{d^2\sigma}{dxdy} = \frac{G_F^2(s - M^2)}{2\pi} \left(\frac{m_W^2}{m_W^2 + Q^2} \right)^2 \left[xy^2 F_1^{CC} + (1 - y - \frac{M^2 xy}{s - M^2}) F_2^{CC} \pm xy(1 - y/2) F_3^{CC} \right], \quad (1.11)$$

где $y = \nu/E$ – доля первоначальной энергии лептона, уносимая адронами, G_F – постоянная слабого взаимодействия, s – квадрат полной энергии в системе центра масс.

В приближении $Q^2 \ll M_W^2$, что соответствует $E_\nu \ll \frac{M_W^2}{2M} = 3,4 \times 10^3$ ГэВ, а также, предполагая $E_\nu \gg M$, ур. (1.11) приобретает вид:

$$\frac{d^2\sigma}{dxdy} = \frac{G_F^2 M E}{\pi} [xy^2 F_1^{CC} + (1 - y) F_2^{CC} \pm xy(1 - y/2) F_3^{CC}]. \quad (1.12)$$

По порядку величины

$$\sigma^{CC} \approx \sigma_0 = \frac{G_F^2 M E}{\pi} = 1,6 \times 10^{-38} \frac{E}{\text{ГэВ}} \text{ см}^2.$$

Дифференциальное сечение глубоконеупругого рассеяния (анти)нейтрино на изоскалярной нуклонной мишени в КПМ имеет вид:

$$\frac{d^2\sigma_{cc}^{\nu N}}{dx dy} = \sigma_0 x \{ [q(x) + s(x) - c(x)] + (1 - y)^2 [\bar{q}(x) + \bar{c}(x) - \bar{s}(x)] \}, \quad (1.13)$$

$$\frac{d^2\sigma_{cc}^{\bar{\nu} N}}{dx dy} = \sigma_0 x \{ (1 - y)^2 [q(x) + c(x) - s(x)] + [\bar{q}(x) + \bar{s}(x) - \bar{c}(x)] \}, \quad (1.14)$$

где $q(x) = u(x) + d(x) + s(x) + c(x)$ и $\bar{q}(x) = \bar{u}(x) + \bar{d}(x) + \bar{s}(x) + \bar{c}(x)$. $u(x)dx$ – доля полного импульса протона, которую несут u -кварки со значениями x в интервале dx . Аналогичным образом $d(x)$ и $s(x)$ описывают соответствующие величины для d - и s -кварков, а $\bar{u}(x)$, $\bar{d}(x)$ и $\bar{s}(x)$ – для антикварков (всё это для протона). В силу изотопической симметрии (симметрии относительно замены третьей компоненты изоспина $T_3 \rightarrow -T_3$) в нейтроне распределение $u(x)$ относится к d -кваркам, $d(x)$ – к u -кваркам, $s(x)$ – к s -кваркам, а $\bar{u}(x)$, $\bar{d}(x)$, $\bar{s}(x)$ – к $\bar{d}$, $\bar{u}$, $\bar{s}$ соответственно.

Интегральные сечения можно получить, проинтегрировав (1.13), (1.14) по x, y :

$$\sigma_{cc}^{\nu N} = \sigma_0 \left[(Q + S) + \frac{1}{3}(\bar{Q} - \bar{S}) \right], \quad (1.15)$$

$$\sigma_{cc}^{\bar{\nu} N} = \sigma_0 \left[\frac{1}{3}(Q - S) + (\bar{Q} + \bar{S}) \right], \quad (1.16)$$

где $Q = \int_0^1 x q(x) dx$, $\bar{Q} = \int_0^1 x \bar{q}(x) dx$, $S = \int_0^1 x s(x) dx$ и $\bar{S} = \int_0^1 x \bar{s}(x) dx$ представляют собой долю импульса, переносимую кварками и антикварками соответственно.

Экспериментальное значение:

$$\begin{aligned}\sigma_{cc}^{\nu N} &= (0,677 \pm 0,014) \times 10^{-38} \times \frac{E_\nu}{\Gamma_{\text{ЭВ}}} \text{ см}^2, \\ \sigma_{cc}^{\bar{\nu} N} &= (0,339 \pm 0,010) \times 10^{-38} \times \frac{E_\nu}{\Gamma_{\text{ЭВ}}} \text{ см}^2.\end{aligned}$$

Сечение рождения странности

Из (1.9), (1.13) и (1.14) можно записать полную вероятность прямого рождения странных и антистранных кварков в нейтринных взаимодействиях с нуклоном по каналу заряженного тока (в данные сечения так же включены переходы $d \rightarrow c \rightarrow s$ и $\bar{d} \rightarrow \bar{c} \rightarrow \bar{s}$) [17]:

$$\frac{d^2 \sigma_s^{\nu N cc}}{dx dy} = \sigma_0 x |V_{cd}|^2 |V_{cs}|^2 \cdot (u(x) + d(x)), \quad (1.17)$$

$$\frac{d^2 \sigma_{\bar{s}}^{\nu N cc}}{dx dy} = \sigma_0 x [|V_{us}|^2 \cdot (\bar{u}(x) + \bar{d}(x)) \cdot (1-y)^2 + (|V_{us}|^2 + |V_{sc}|^2 |V_{cd}|^2) \cdot 2s(x)], \quad (1.18)$$

$$\frac{d^2 \sigma_{s\bar{s}}^{\nu N cc}}{dx dy} = \sigma_0 x |V_{cs}|^4 \cdot 2s(x). \quad (1.19)$$

Проинтегрировав сечения (1.17)-(1.19) по x , y и разделив полученные выражения на полное сечение взаимодействия нейтрино с нуклоном (1.15), мы получим относительные вероятности прямого рождения странных кварков:

$$R_s^{\nu N cc} = \frac{(Q - S) \cdot |V_{cd}|^2 |V_{cs}|^2}{(Q + S) + \frac{1}{3}(\bar{Q} - \bar{S})}, \quad (1.20)$$

$$R_{\bar{s}}^{\nu N cc} = \frac{\frac{1}{3}(\bar{Q} - \bar{S}) \cdot |V_{us}|^2 + 2S \cdot (|V_{us}|^2 + |V_{sc}|^2 |V_{cd}|^2)}{(Q + S) + \frac{1}{3}(\bar{Q} - \bar{S})}, \quad (1.21)$$

$$R_{s\bar{s}}^{\nu N cc} = \frac{2S \cdot |V_{cs}|^4}{(Q + S) + \frac{1}{3}(\bar{Q} - \bar{S})}. \quad (1.22)$$

Абсолютные и относительные вероятности прямого рождения странных и антистранных кварков в антинейтринных взаимодействиях с нуклоном по каналу заряженного тока можно получить из выражений (1.17)-(1.22) заменой $s \rightarrow \bar{s}$, $\bar{s} \rightarrow s$, а так же кварковых распределений на антикварковые и наоборот.

Структурные функции

Сравнив выражение для сечения (анти)нейтрино-нуклонного глубоконеупругого рассеяния, записанного через структурные функции (1.11), с выражениями (1.13) и (1.14), можно записать структурные функции через кварковые распределения в следующем виде:

$$F_1^{\nu, \bar{\nu}}(x) = \sum_{q_i} q_i(x) + \sum_{\bar{q}_i} \bar{q}_i(x) \quad (1.23)$$

$$F_2^{\nu, \bar{\nu}}(x) = 2x \left[\sum_{q_i} q_i(x) + \sum_{\bar{q}_i} \bar{q}_i(x) \right] \quad (1.24)$$

$$F_3^{\nu, \bar{\nu}}(x) = 2 \left[\sum_{q_i} q_i(x) - \sum_{\bar{q}_i} \bar{q}_i(x) \right] \quad (1.25)$$

Для ν : $q = d, s, b$ и $\bar{q} = \bar{u}, \bar{c}, \bar{t}$; для $\bar{\nu}$: $q = u, c, t$ и $\bar{q} = \bar{d}, \bar{s}, \bar{b}$.

Структурные функции F_1 и F_2 связаны друг с другом соотношениями Коллана-Гросса:

$$2x F_1^{\nu}(x) = F_2^{\nu}(x) \quad 2x F_1^{\bar{\nu}}(x) = F_2^{\bar{\nu}}(x)$$

Предполагая симметрию в распределениях:

$$s(x) = \bar{s}(x) \quad c(x) = \bar{c}(x)$$

выражения для структурных функций упрощаются:

$$\begin{aligned} F_2^{\nu N}(x) &= F_2^{\bar{\nu} N}(x) = x [q(x) + \bar{q}(x)] \\ F_3^{\nu N}(x) &= [q(x) - \bar{q}(x) + 2s(x) - 2c(x)] \\ F_3^{\bar{\nu} N}(x) &= [q(x) - \bar{q}(x) + 2c(x) - 2s(x)] \end{aligned}$$

В нейтринных взаимодействиях экспериментальные измерения $F_{2,3}^{\nu}$ как функций x, Q^2 были выполнены коллаборацией CCFR (см. рис. 1.3, 1.4, 1.5, 1.6) [18]. На данных графиках также представлено сравнение с параметризациями MRS98 [19] и CTEQ4 [20], входящими в пакет PDFLIB [21].

1.2 Модель Лунд фрагментации струны

После моделирования взаимодействия нейтрино с веществом происходит моделирование адронизации струны – рождение кварк-антикварковых пар в цветовом поле струны с последующей фрагментацией в адроны (процесс образования адронов), образующейся между выбитым кварком и дикварковым остатком qq нуклона-мишени, если рассеяние произошло на валентном кварке, или между кварком и антикварком, если рассеяние произошло на морском (анти)кварке.

На сегодняшний день одной из наиболее популярных моделей фрагментации кварков в конечные адронные состояния является струнная модель, разработанная в университете Лунд (Швеция) [7], на основе которой был создан генератор событий JETSET. Ниже мы кратко рассмотрим принцип моделирования фрагментации струны в этой модели.

Рассмотрим процесс рождения кварков на основе $q\bar{q}$ пары, в которой кварк и антикварк движутся друг относительно друга в противоположные стороны. При этом

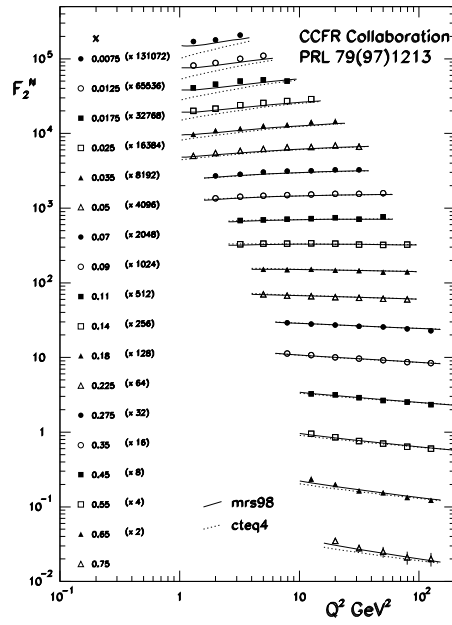


Рис. 1.3: F_2^N как функция Q^2 в различных интервалах по x . Для удобства каждое последующее распределение умножено на 2, начиная снизу вверх.

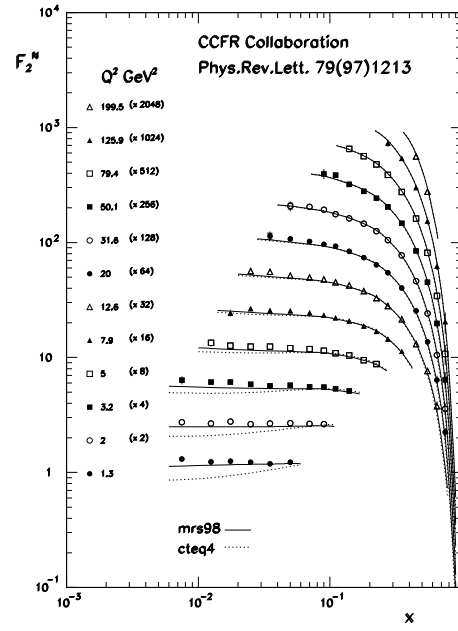


Рис. 1.4: F_2^N как функция x в различных интервалах по Q^2 . Для удобства каждое последующее распределение умножено на 2, начиная снизу вверх.

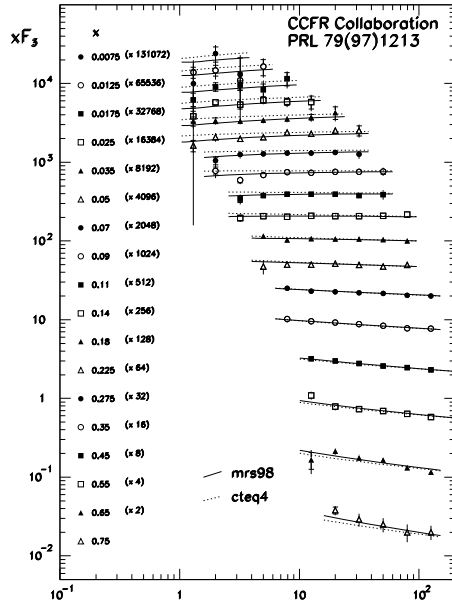


Рис. 1.5: xF_3^N как функция Q^2 в различных интервалах по x . Для удобства каждое последующее распределение умножено на 2, начиная снизу вверх.

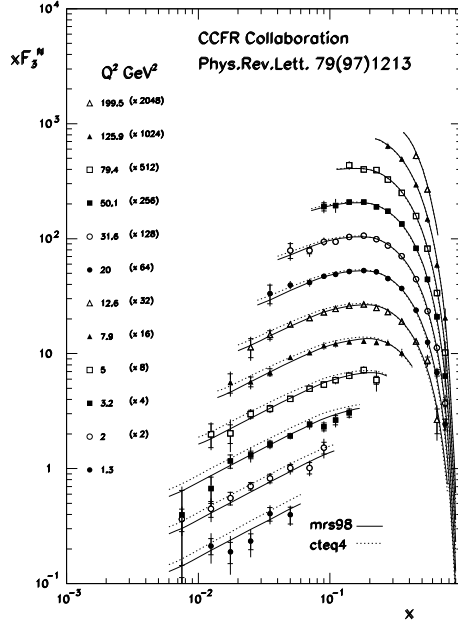


Рис. 1.6: xF_3^N как функция x в различных интервалах по Q^2 . Для удобства каждое последующее распределение умножено на 2, начиная снизу вверх.

энергия, запасённая в струне, возрастает, и струна может оборваться с рождением новой пары $q_1\bar{q}_1$, так что система расщепляется на две системы, синглетных по цвету: $q\bar{q}_1$ и $q_1\bar{q}$. Если инвариантная масса любой из полученных таким образом струн достаточно велика, происходят дальнейшие разрывы. В лундовской струнной модели процесс разрыва струны продолжается до тех пор, пока адроны остаются на массовой поверхности, и каждый адрон соответствует маленькому кусочку струны с кварком на одном конце и антикварком на другом. В целом, различные струнные разрывы причинно разъединены. Это означает, что можно описывать разрывы в любом удобном порядке, например, с кваркового конца внутрь с некоторыми изменениями вблизи конца струны с $\bar{q}$, чтобы обеспечить правильное значение суммарной энергии и импульса.

Таким образом, для функционирования схемы необходимо знать относительные вероятности рождения различных возможных пар $q_i\bar{q}_i$, $u\bar{u}$, $d\bar{d}$, $s\bar{s}$ и т.д. и относительные вероятности того, что данная комбинация пары кварков $q_{i-1}\bar{q}_i$ формирует определённый мезон, например, π^+ , ρ^+ или любое другое физическое состояние.

В модели Лунд принимается, что эти два аспекта могут быть факторизованы, то есть что можно сначала выбрать пару $q_i\bar{q}_i$ без учёта требований на разрешённые физические состояния мезона, а потом данная комбинация ароматов $q_{i-1}\bar{q}_i$ относится к определённому мезонному состоянию с полной вероятностью, равной единице.

При генерации пары $q_i\bar{q}_i$ в точке разрыва струны лундовская модель обращается к идее квантовомеханического туннелирования. В терминах поперечной массы $m_\perp$ кварков q_i и $\bar{q}_i$ вероятность туннелирования даётся выражением:

$$\exp\left(-\frac{\pi m_\perp^2}{k}\right) = \exp\left(-\frac{\pi m^2}{k}\right) \exp\left(-\frac{\pi p_\perp^2}{k}\right). \quad (1.26)$$

Это приводит к независимому от аромата гауссовому спектру по $p_\perp$ пар $q_i\bar{q}_i$. Так как струна предполагается не имеющей поперечных возбуждений, этот $p_\perp$ локальным образом компенсируется между кварком и антикварком пары. Полный $p_\perp$ адрона создаётся из вкладов по $p_\perp$ от кварка и антикварка, которые формируют адрон. В это описание так же можно включить некоторый вклад от пертурбативной эмиссии очень мягких глюонов.

Для определения продольной компоненты импульса образовавшегося адрона используется функция фрагментации $f(z)$, которая выражает вероятность выбора доли энергии z , переданной адрону от полного доступного значения энергии. Вид этой функции в модели Лунд выглядит следующим образом:

$$F(z) \propto z^{-1}(1-z)^a \exp(-bm_\perp^2/z), \quad (1.27)$$

где a и b - свободные параметры. Данная функция предсказывает несколько более жёсткий спектр для B -мезонов, чем реально наблюдаемый в эксперименте. Существует много разных функций фрагментации, и некоторые из них доступны как опции в программе.

Формула (1.26) также подразумевает подавление рождения тяжёлых кварков (вероятность туннелирования экспоненциально падает с ростом массы) $u : d : s : c \approx 1 : 1 : 0,3 : 10^{-11}$. Значит, следует ожидать, что очарованный и более тяжёлые кварки будут рождаться не в процессе мягкой фрагментации, а только в пертурбативных переходах партонного ливня $g \rightarrow q\bar{q}$. Так как предсказанное подавление ароматов даётся в терминах масс кварков, значение которых очень трудно выбрать (нужно ли брать

эти значения из алгебры токов, или же это значения масс конститuentов), то относительная вероятность рождения странной $s\bar{s}$ пары оставлена как свободный параметр: $u\bar{u} : d\bar{d} : s\bar{s} = 1 : 1 : \lambda$, по умолчанию выбрано значение $\lambda = 0,3$ (более подробно об этом будет написано в § 1.5).

После фиксирования определённых ароматов q_{i-1} и $\bar{q}_i$ делается выбор между возможными мультиплетами. Относительный состав различных мультиплетов не даётся из первых принципов, а зависит от деталей процесса фрагментации. В некотором приближении ожидается незначительная доля состояний с радиальными возбуждениями или ненулевым орбитальным угловым моментом. Учёт спина тогда даёт отношение 3:1 для основных состояний векторных и скалярных мультиплетов умноженного на некоторый нормировочный коэффициент волновой функции, который отвечает за подавление тяжёлых состояний (возможное экспериментальное измерение этого параметра будет рассмотрено в главе 3). Таким образом, выбор между различными спиновыми состояниями мезонов осуществляется с помощью нормировочных коэффициентов, оставленных как свободные параметры и требующих дополнительной настройки в программе моделирования.

Кроме того, механизм туннелирования может быть использован для формирования барионов. Это до сих пор слабо изученная область. В наиболее простом из возможных подходов дикварк (qq) в цветовом антитриплетном состоянии рассматривается как обычный антикварк, так что струна может разрываться на кварк-антикварковые или дикварк-антидикварковые пары, при этом вводятся параметры подавления относительной вероятности выбора дикварка $\bar{q}q$, а не кварка q , дополнительный фактор подавления странности и подавление состояний дикварков со спином 1 по отношению к значениям спина 0. Более сложный сценарий – так называемая модель “попкорн”, где дикварки как таковые не существуют, а вместо этого одна за другой рождаются кварк-антикварковые пары. Эта последняя картина даёт менее строгую корреляцию по ароматам и импульсному пространству для бариона и антибариона, составляющих пару. Более подробную информацию о процессе фрагментации и параметрах лундсовской модели можно найти в [7, 8].

1.3 Описание внутриядерного каскада

Пакет программ LEPTO, моделирующий взаимодействие нейтрино с веществом, рассматривает данное взаимодействие в приближении свободного нуклона, при этом не учитывая:

- а) взаимодействия образовавшихся адронов с нуклонами ядра, в результате которого образуются новые адроны и изменяются импульсы конечных частиц;
- б) Ферми движение нуклонов внутри ядра, так же приводящее к изменению импульсных распределений конечных адронов;
- в) запрет Паули на существование одинаковых нуклонных состояний внутри ядра (непренебрежим при малых значениях переданного 4-импульсах).

Взаимодействия образовавшихся адронов с нуклонами ядра описываются моделью Формирования Внутриядерного Каскада (FZIC - Formation Zone Intranuclear Cascade

model) [9], входящей в программу DPMJET [10] и использованной в генераторе нейтринных взаимодействий для эксперимента NOMAD [22]. Подробное описание ядерных эффектов и их учёт при моделировании взаимодействий можно найти в [9, 23, 24], здесь мы рассмотрим только основные моменты.

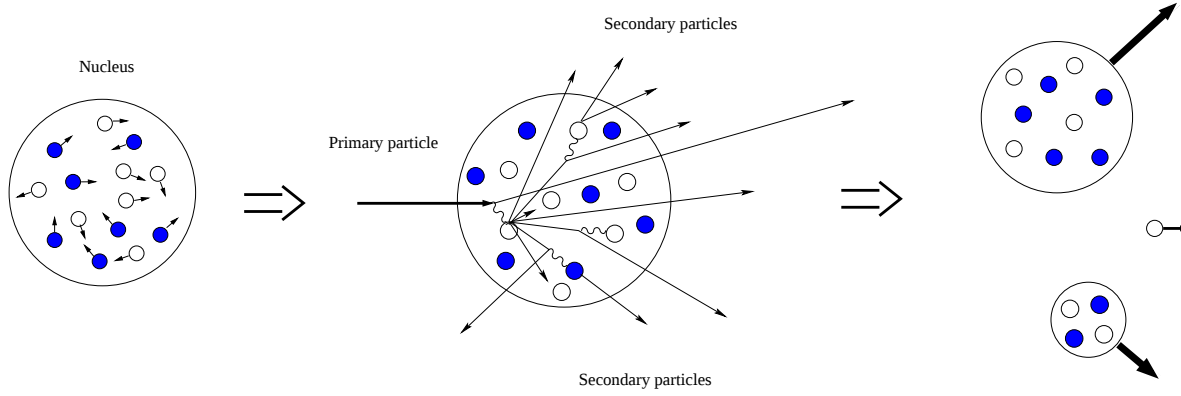


Рис. 1.7: Внутрядерные перерасcеяния вторичных адронов, образовавшихся в результате взаимодействия нейтрино с ядром.

При взаимодействии нейтрино высокой энергии с ядром может развиваться внутриядерный каскад - взаимодействие вторичных адронов с нуклонами ядра (см. рис. 1.7), в результате которого испускается несколько энергичных частиц, а оставшаяся часть оказывается сильно возбуждённым составным ядром, которое, распадаясь, испускает частицы малых энергий. Кроме нуклонов, могут (с меньшей вероятностью) испускаться более тяжёлые ядерные осколки (дейтроны, тритоны, α -частицы).

При моделировании принимаются во внимание Ферми-движение нуклонов, а так же принцип Паули. Импульсы нуклонов внутри ядра при нулевой температуре описываются распределением Ферми:

$$\frac{dN^{n,p}}{dp} = N^{n,p} \frac{3p^2}{(p_F^{p,n})^3}, \quad (1.28)$$

где $p_F^{p,n}$ – максимально возможный Ферми-импульс нейтронов и протонов:

$$p_F^{p,n} = \left[\left(\frac{N^{n,p}}{V_A} \right) \frac{3h^3}{8\pi} \right]^{\frac{1}{3}}, \quad (1.29)$$

V_A – объём соответствующего ядра, радиус которого примерно оценивается как $R_A = r_0 A^{1/3}$, где $r_0 = 1,29$ фм. Из-за уменьшения плотности и импульса нуклонов во внешней оболочке ядра, фактическое распределение по импульсам отличается от выражения (1.29) введением дополнительного поправочного множителя $\alpha_{\text{mod}}^F = 0,60$ [24].

Ядерный потенциал записывается в виде суммы энергии связи нуклонов, находящихся во внешней оболочке ядра, и энергии Ферми:

$$V^{n,p} = \frac{(p_F^{n,p})^2}{2m_{n,p}} + E_{\text{bind}}^{n,p}. \quad (1.30)$$

Кулоновское поле ядра модифицирует итоговый ядерный потенциал и обеспечивает корректное применение модели при энергиях ниже 1 ГэВ:

$$V_C = \frac{e^2}{r_0} \frac{Z_1 Z_2}{(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})}, \quad (1.31)$$

где e – заряд протона, $r_0 = 1,29$ фм., A_1 , A_2 и Z_1 , Z_2 – массовые числа и заряды взаимодействующих ядер. Для случая налетающего или вылетающего из ядра адрона $A_1 = |Z_1| = 1$.

Таким образом, первичные и вторичные адроны (формирование которых завершилось внутри ядра-мишени), а также начальная частица (кроме нейтрино и фотона), взаимодействуют с полем ядра, что приводит к изменению 4-импульсов как самих адронов, так и остатка ядра-мишени (вследствие закона сохранения энергии-импульса). Дополнительным вкладом в импульс отдачи ядра-мишени служит каскад нуклонов, кинетическая энергия которых лежит ниже потенциального барьера, вследствие чего они не могут покинуть ядро. Всё это даёт вклад во “внутреннюю” энергию E_{res} остатка ядра-мишени с массовым числом A_{res} и зарядом Z_{res} , энергия возбуждения которого записывается в следующем виде:

$$U = E_{\text{res}} - E_{0,\text{res}}, \quad (1.32)$$

$$E_{0,\text{res}} = Z_{\text{res}} m_p + (A_{\text{res}} - Z_{\text{res}}) m_n - E_{\text{bind}}(A_{\text{res}}, Z_{\text{res}}), \quad (1.33)$$

где для энергии связи $E_{\text{bind}}(A_{\text{res}}, Z_{\text{res}})$ используются экспериментально измеренные значения масс всех известных нуклидов или теоретически вычисленные массы нестабильных нуклидов, для которых не существует экспериментальных данных.

Данный остаток ядра-мишени рассматривается как некое равновесное состояние с энергией возбуждения U , распределённой между большим количеством нуклонов. Такое предфрагментационное состояние характеризуется массой, зарядом и энергией возбуждения без “сохранения” истории его образования. Если энергия возбуждения превышает энергию деления, то ядро может испускать нуклоны и лёгкие фрагменты (α , d , ^3H , ^3He) со средней энергией порядка нескольких МэВ. Для тяжёлых ядер так же рассматривается процесс деления.

Другим механизмом “рассеяния” энергии возбуждения является так называемый развал Ферми [25], суть которого состоит в том, что ядро за один акт делится на два или более фрагментов. Этот механизм применяется только к лёгким ядрам (с атомным номером $A \leq 17$), так как для более тяжёлых ядер вероятность такого развала мала и, поэтому, не включена в модель.

Распад ядра продолжается до тех пор, пока энергия возбуждения не станет меньше энергии деления на нуклоны и фрагменты, после чего оставшаяся энергия расходуется в виде последовательного испускания γ -квантов. Этот процесс заканчивается тогда, когда остаток ядра-мишени достигает своего основного энергетического состояния. Конечно, γ -кванты могут испускаться и при непосредственном распаде ядра, однако вероятность этого пренебрежимо мала и не рассматривается в данной модели.

Описание внутриядерного каскада при моделировании событий приводит к увеличению средней множественности заряженных треков, в основном за счёт испускания ядром низкоэнергетичных нуклонов (см. рис. 1.8 и 1.9), и незначительным рождением дополнительных γ -квантов и π -мезонов (см. таблицу 1.1). Так же наблюдаются некоторые различия (в области малых значений) в распределениях по поперечному $P_{\perp}$ и

полному P_{tot} импульсам треков, а также недостающему поперечному импульсу события $P_{\perp}^{miss}$ (см. рис. 1.10).

Таблица 1.1: Сравнение множественности рождения частиц в ν_{μ} взаимодействиях по каналу заряженного тока на свободном нуклоне и углероде (с учётом внутриядерного каскада и Ферми движения частиц внутри ядра).

Мишень	$\langle N_n \rangle$	$\langle N_p \rangle$	$\langle N_{\pi^+} \rangle$	$\langle N_{\pi^-} \rangle$	$\langle N_{\gamma} \rangle$
Свободный нуклон	0,45	0,56	2,05	1,30	4,31
Углерод	0,93	1,10	2,13	1,39	4,71

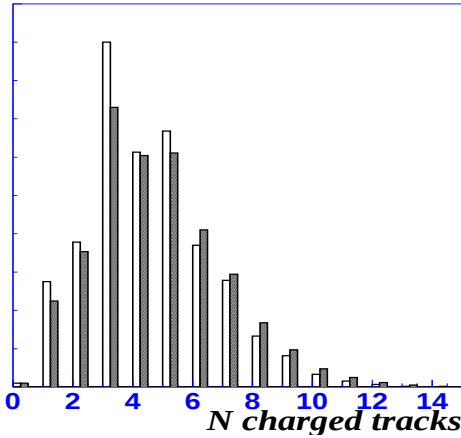


Рис. 1.8: Множественность заряженных треков, выходящих из первичной вершины (исключая мюон) в ν_{μ} взаимодействиях по каналу заряженного тока без использования внутриядерного каскада (незакрашенные области) и с его использованием (заштрихованные области). Распределения получены после трассировки родившихся частиц через детектор с последующей реконструкцией.

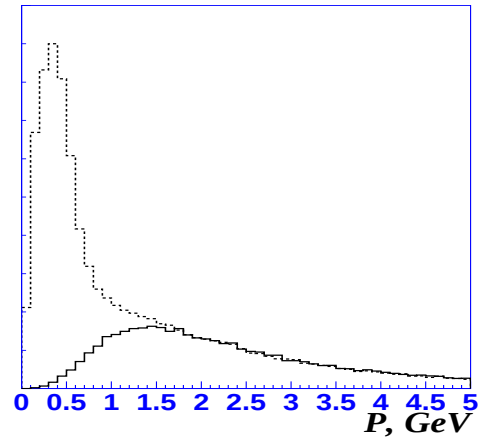


Рис. 1.9: Импульсное распределение протонов в смоделированных ν_{μ} взаимодействиях по каналу заряженного тока без использования внутриядерного каскада (сплошная линия) и с его использованием (штрихованная линия).

1.4 Трудности, возникающие при моделировании взаимодействий

Модель Лунд, используемая при генерации событий, имеет большое количество свободных параметров, влияющих на фрагментацию кварков в адроны (распределения по

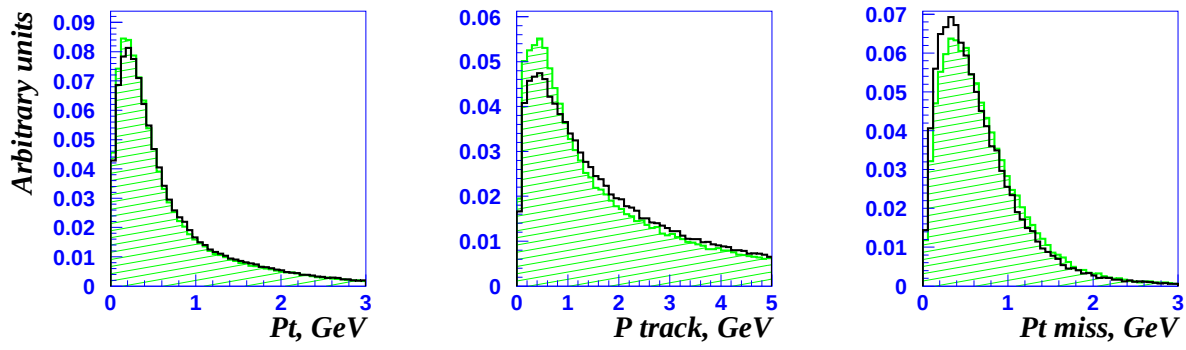


Рис. 1.10: Распределение по поперечному (слева), полному (середина) импульсам треков, выходящих из первичной вершины (исключая мюон) и недостающему поперечному импульсу события (справа) в ν_μ взаимодействиях по каналу заряженного тока без использования внутриядерного каскада (незаштрихованная область) и с его использованием (заштрихованная область). Распределения получены после трассировки родившихся частиц через детектор с последующей реконструкцией.

множественности, импульсу, типу частиц), которые не являются универсальными и зависят от кинематической области их применения (энергия взаимодействия, переданный 4-х импульс), то есть, их значения, при которых достигается лучшее согласие с реальными данными, могут варьироваться от эксперимента к эксперименту. Ярким примером этому может служить так называемый фактор подавления странности, о котором будет рассказано в § 1.5. Таким образом, набор параметров, настроенный, скажем, для экспериментов на LEP при энергиях в системе центра масс 80 ГэВ нельзя применить к экспериментам с фиксированной мишенью, энергия взаимодействия в системе центра масс которых не превышает нескольких десятков ГэВ.

Другая сложность заключается в том, что многие из параметров, влияющих на фрагментацию кварков в адроны, невозможно измерить напрямую, поэтому их настройка осуществляется косвенным путём, в результате которой различные распределения или выходы частиц в смоделированных событиях подгоняются к соответствующим распределениям или выходам в экспериментальных данных (на эти распределения могут влиять как один, так и несколько параметров). Данная процедура может осуществляться на уровне генератора событий или же с полной трассировкой событий через установку и их дальнейшей реконструкцией. Более подробно о настройке программы моделирования событий в эксперименте NOMAD будет рассказано в главе 6.

Также следует отметить, что при моделировании фрагментации струны вероятностным путём задаётся только тип образовавшегося мезона или бариона, не учитывая при этом спиновые состояния кварков и сформированных из них адронов. В наличии такого серьёзного недостатка нельзя упрекнуть создателей лундовской модели, так как в то время когда она разрабатывалась, спиновая физика не имела достаточного развития и оставалось очень много неясностей и неопределённостей, например, поляризация кварков в нуклоне, преимущественное направление проекции спинов векторных мезонов. Эти и другие проблемы остаются нерешёнными и по сей день. Одной из задач настоящей диссертации является изучение взаимной ориентации спинов кварка и антикварка, формирующих странный векторный мезон. Этот анализ, детально представленный в главе 3, может послужить основой для дальнейшего тщательного изучения данного

вопроса.

Другим важным фактором, влияющим на моделирование взаимодействий, является описание отклика установки на прохождение частиц. Именно это описание влияет на воспроизведение эффективностей восстановления треков частиц моделированной установкой, неправильное описание которой может привести к неправильной оценке выходов частиц и определения параметров моделирования на уровне генератора событий. Процедура проверки соответствия эффективности реконструкции нейтральных странных частиц в данных и моделированных событиях будет описана в § 7.4.

1.5 Фактор подавления странности – краткий обзор

Из экспериментов по физике высоких энергий было найдено, что в глубоконеупругих взаимодействиях частиц странные адроны рождаются реже, чем нестранные. Объяснением этого явления можно считать тот факт, что s -кварки, из-за их большей массы, труднее “извлечь” из вакуума в отличие от лёгких u - и d -кварков. Этот $s\bar{s}$ подавляющий фактор (или фактор подавления странности), показывающий вероятность рождения $s\bar{s}$ пары на единичный акт рождения $q\bar{q}$ пары в процессе фрагментации, определяется следующим образом:

$$\lambda = \frac{2\langle n_{s\bar{s}} \rangle}{\langle n_{u\bar{u}} \rangle + \langle n_{d\bar{d}} \rangle}, \quad (1.34)$$

где $\langle n_{s\bar{s}} \rangle$, $\langle n_{u\bar{u}} \rangle$ и $\langle n_{d\bar{d}} \rangle$ - средние числа родившихся $s\bar{s}$, $u\bar{u}$ и $d\bar{d}$ пар. Фактор подавления странности λ можно связать с вероятностью рождения $s\bar{s}$ пары на одно взаимодействие:

$$\lambda_s = \frac{\langle n_{s\bar{s}} \rangle}{\langle n_{u\bar{u}} \rangle + \langle n_{d\bar{d}} \rangle + \langle n_{s\bar{s}} \rangle} = \frac{\lambda}{2 + \lambda}. \quad (1.35)$$

До середины 90-х годов прошлого столетия среднемировое значение параметра λ было принято равным 0,3 [26], несмотря на то, что его измеренные величины в различных экспериментах лежат в довольно широком интервале от 0,1 до 0,4 (см. рис. 1.11, взятый из [27]). Такой разброс значений может объясняться различием в методах измерения $s\bar{s}$ подавляющего фактора, являющихся модельно зависимыми, а так же различными интервалами энергий, в которых производились измерения (хотя в [26] говорится об отсутствии такой зависимости).

В предыдущих нейтринных экспериментах на пузырьковых камерах значение параметра λ было найдено равным 0,2. Например, значение, полученное коллаборацией BEBC WA21 [28] на нейтринном пучке, по своим параметрам схожим с экспериментом NOMAD (см. главу 4), найдено равным $0,200 \pm 0,022(\text{стат.}) \pm 0,010(\text{сист.})$ для $\bar{\nu}p$ и $0,207 \pm 0,018(\text{стат.}) \pm 0,020(\text{сист.})$ для νp взаимодействий. Эти результаты были получены модельно зависимым путём при измерении отношения выходов K_S^0/π^- при $z \rightarrow 1$ (z - отношение энергии мезона к энергии всей адронной системы) без учёта рассеяния нейтрино и антинейтрино на морских кварках. Для коррекции использовалась программа моделирования событий на основе модели Лунд.

Позже усилиями коллабораций OPAL (0,245) [29], DELPHI (0,23) [30], E665 (0,2) [31], H1 (0,2) [32] и ZEUS (0,2) [33] было показано, что программа моделирования взаимодействий наилучшим образом описывает рождение нейтральных странных частиц в реальных данных при значении параметра подавления странности λ близким к 0,2, нежели к 0,3.

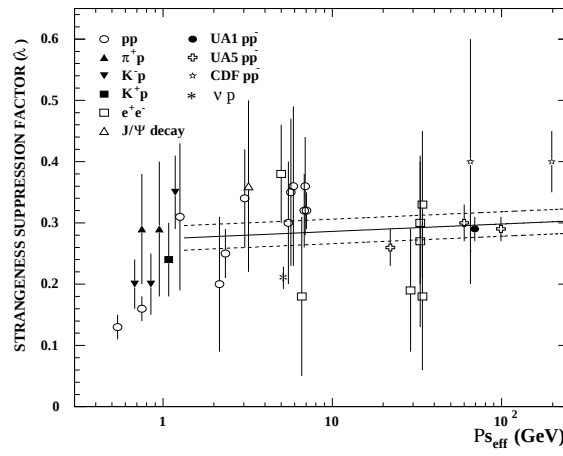


Рис. 1.11: Значения фактора подавления странности, полученные в различных экспериментах. Сплошная линия - аппроксимация реальных данных для энергий взаимодействия выше 1 ГэВ. К данному рисунку было также добавлено значение из эксперимента BEBC WA21 [28] для νp взаимодействий.

Несмотря на существующие экспериментальные данные, при моделировании нейтринных взаимодействий в установке NOMAD (см. § 4.5) для фактора подавления странности использовалось значение “по умолчанию” 0,3, при котором, как показало изучение данных эксперимента NOMAD, программа моделирования завышает выходы нейтральных странных частиц в 1,3-1,5 раза [34].

Следует принять во внимание, что изменением одного параметра подавления странности невозможно достичь равенства выходов странных адронов между экспериментальными данными и моделированными событиями. Действительно, параметр λ влияет только на интегральные выходы странных частиц, при этом не затрагивая соотношения между выходами резонансов, а также не учитывая вероятностей появления различных комбинаций нейтральных странных частиц на одно нейтринное взаимодействие, выходы которых чувствительны к соотношениям между выходами нейтральных и заряженных странных адронов. Однако, основываясь только на информации о выходах нейтральных странных частиц, идентифицируемых в детекторе NOMAD, можно также оценить выходы заряженных странных адронов (см. § 7.3.2).

1.6 Выводы

В этой главе нами был кратко рассмотрен принцип моделирования взаимодействий, применяемого при анализе экспериментальных данных для учёта влияния неэффективности детектора на полученные результаты, а также для контроля систематических неопределённостей. Были приведены основные компоненты, используемые при моделировании: сечение взаимодействия, фрагментация струны, описание внутриядерного каскада. При вычислении сечения взаимодействия частиц с веществом используются параметризации структурных функций нуклона, полученные из анализа экспериментально измеренных значений, описывающие распределение кварков в нуклоне. Далее, с помощью Лунд-модели фрагментации струны моделируется рождение

адронов, которые испытывают дальнейшее перерасcеяние на нуклонах ядра-мишени, что приводит к рождению дополнительных частиц. Программа моделирования адронизации струны имеет большое количество параметров, значения которых могут зависеть от кинематической области. В этом случае для каждого эксперимента необходимо иметь свой набор параметров, адекватно описывающий данные, что требует их дополнительной настройки.

Несмотря на существующие недостатки генераторов событий, они довольно хорошо описывают экспериментальные данные (что подтверждает их повсеместное использование) и находятся в постоянном развитии.

В следующей главе будет приведено описание метода изучения множественного рождения нейтральных странных частиц, с помощью которого можно определить параметры рождения странности и оценить выходы заряженных странных адронов.

Глава 2

Множественное рождение нейтральных странных частиц

Одним из инструментов при изучении фрагментации кварков в адроны служит исследование множественного рождения нейтральных странных частиц, которые достаточно легко могут быть идентифицированы по их распаду на два противоположно заряженных трека¹: $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, $\Lambda \rightarrow p\pi^-$, $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+$. Дело в том, что основываясь только на информации о числе нейтринных событий, объединённых по типу и числу зарегистрированных в них нейтральных странных частиц, можно вычислить модельно зависимым образом параметры рождения странности и, используя эти результаты – выходы странных кварков и антикварков, а также выходы заряженных странных адронов, изначально неидентифицируемых в установке NOMAD.

Эту информацию можно извлечь с помощью системы уравнений, описывающих выходы различных каналов с одиночным и множественным рождением нейтральных странных частиц.

2.1 Изучение множественного рождения нейтральных странных частиц в предыдущих нейтринных экспериментах

Под множественным рождением нейтральных странных частиц мы будем понимать рождение более одной нейтральной странной частицы в одном нейтринном взаимодействии, например, $\nu_\mu + N \rightarrow \mu + K_S^0 + \Lambda + X$, где X не содержит нейтральной странной частицы.

В лаборатории им. Ферми, с использованием 15 футовой пузырьковой камеры, применяемой в качестве мишени и трекового детектора, изучалось рождение нейтральных странных частиц в нейтринных взаимодействиях [35]. В 61800 зарегистрированных ν_μ Ne взаимодействиях по каналу заряженного тока было найдено 4215 событий, представляющих собой распад нейтральных странных частиц на два противоположно заряженных трека. Используя полученные данные, Бэкером и др. [35] была предложена статистическая модель, описывающая множественное рождение нейтральных странных частиц и позволяющая извлечь ряд важных параметров рождения странности. Неизвестными

¹Так называемая “вилка” или V^0 событие.

переменными этой модели были: R_{AP} - вероятность рождения $s\bar{s}$ пары в ν_μ взаимодействиях по каналу заряженного тока, R_S - вероятность рождения одиночного s -кварка (через очарованный кварк), P_{SM} - вероятность того, что s -кварк фрагментирует в мезон (вероятность фрагментации s -кварка в барион равна $1 - P_{SM}$), P_{ASM} - вероятность фрагментации $\bar{s}$ -кварка в мезон, P_{MV} - вероятность образоваться электрически нейтральному мезону, P_{BV} - вероятность образоваться электрически нейтральному бариону. Таким образом, была выписана система уравнений, в одной части которой стояли аналитические выражения для выходов различных каналов с одиночным и множественным рождением нейтральных странных частиц, а в другой – экспериментальные данные (см. таблицу 2.1).

Решение этой системы соответствует следующим значениям параметров [35]:

$$R_{AP} = 0,195 \pm 0,014;$$

$$R_S = 0,05 \pm 0,015;$$

$$P_{SM} = 0,445 \pm 0,040;$$

$$P_{ASM} = 0,945 \pm 0,010;$$

$$P_{BV} = 0,414 \pm 0,029.$$

Основным результатом, полученным при решении данной системы является то, что вероятность одновременного появления s и $\bar{s}$ кварков в одном нейтринном взаимодействии равняется 20%. Следует отметить, что в этой модели предполагалось равенство параметра $P_{MV} = 0,5$, следующее из условия изоскалярности мишени (количество нейтронов равно количеству протонов): количество u , d , $\bar{u}$, $\bar{d}$ кварков одинаково, то есть родившийся $s(\bar{s})$ -кварк имеет одинаковую вероятность фрагментировать в заряженный или нейтральный K -мезон.

К сожалению, авторы данной статьи не приводят аналитических уравнений, описывающих множественное рождение нейтральных странных частиц, однако, основываясь лишь на представленной в статье информации, нами были сформулированы основные недостатки данной модели и предложен улучшенный вариант, который мы приведём в следующем параграфе.

2.2 Улучшенная модель рождения странных частиц

Модель, предложенная коллаборацией из лаборатории им. Ферми, имеет ряд недостатков, которые учитывались при создании улучшенной модели рождения странности:

- Рождение странности недостаточно хорошо воспроизводится данной моделью, то есть рождение странных (анти)кварков описывается только двумя параметрами: R_{AP} (рождение $s\bar{s}$ пары) и R_S (рождение одиночного s -кварка). Следовательно, рождение комбинации из $ss\bar{s}$ кварков задаётся множителем $R_{AP} \cdot R_S$, но из рисунка 2.1 видно, что это не так (из-за вклада других диаграмм, описывающих рождение $s\bar{s}$ пары).
- Вклады от второй и третьей диаграмм, соответствующих рождению $s\bar{s}$ пары (см. рис. 2.1с), не учитывались, хотя вклад от второй диаграммы сопоставим с вкладом от первой диаграммы.

Таблица 2.1: Наблюдаемое число и вероятности рождения каналов с одиночным и множественным рождением нейтральных странных частиц в нейтринных взаимодействиях, зарегистрированных в лаборатории Ферми с использованием 15 футовой пузырьковой камеры [35]. X не содержит нейтральных странных частиц. K^0 включает в себя $K^0 + \bar{K}^0$.

Реакция	Наблюдаемое число	Вероятность рождения
$\nu_\mu Ne \rightarrow \mu^- K^0 X$ (только один K^0 -мезон)	1834	$(8, 0 \pm 0, 8) \times 10^{-2}$
$\mu^- \Lambda^0 X$ (только один Λ^0 -гиперон)	1569	$(3, 2 \pm 0, 3) \times 10^{-2}$
$\mu^- \bar{\Lambda}^0 X$ (только один $\bar{\Lambda}^0$ -гиперон)	79	$(2, 4 \pm 0, 6) \times 10^{-3}$
$\mu^- K^0 K^0 X$	100	$(1, 6 \pm 0, 8) \times 10^{-2}$
$\mu^- K^0 \Lambda^0 X$	205	$(2, 3 \pm 0, 4) \times 10^{-2}$
$\mu^- K^0 \bar{\Lambda}^0 X$	6	$(1, 4 \pm 0, 5) \times 10^{-3}$
$\mu^- \Lambda^0 \Lambda^0 X$	20	$(1, 6 \pm 6, 9) \times 10^{-4}$
$\mu^- \Lambda^0 \bar{\Lambda}^0 X$	8	$(9 \pm 3) \times 10^{-4}$
$\mu^- K^0 K^0 K^0 X$	4	$(6 \pm 3) \times 10^{-3}$
$\mu^- K^0 K^0 \Lambda^0 X$	8	$(6 \pm 2) \times 10^{-3}$
$\mu^- K^0 \Lambda^0 \Lambda^0 X$	5	$(1, 8 \pm 0, 8) \times 10^{-3}$

- В данной модели рассматриваются только каналы с одиночным и двойным рождением нейтральных странных частиц, пренебрегая процессами с образованием двух s и двух $\bar{s}$ кварков.
- Предположение, что $P_{MV} = 0,5$ (вероятность мезону быть нейтральным), сделанное из условия изоскалярности мишени, вообще говоря не верно, так как после взаимодействия нейтрино на нуклоне мы имеем следующий набор кварков: $\nu_\mu p \rightarrow \mu^- uuu(c)$ и $\nu_\mu n \rightarrow \mu^- dui(c)$, то есть $u : d \sim 7 : 2$ (на нейтроне взаимодействия происходят в два раза чаще). Тем не менее, в процессе фрагментации вероятность рождения u и d кварков одинаковая, то есть отношение $u : d$ стремится к значению $1 : 1$ при большой множественности частиц.

При создании модели рождения странности нами рассматривались следующие возможные механизмы рождения адронов, содержащих странный кварк ($h(s)$) и странный антикварк ($h(\bar{s})$) (рассматриваются только процессы, кинематически возможные в области энергий эксперимента NOMAD):

$h(s)$	$\nu_\mu d \rightarrow \mu^- c (\rightarrow s \rightarrow h(s))$
$h(\bar{s})$	$\nu_\mu s(\bar{s}) \rightarrow \mu^- u(\bar{s} \rightarrow h(\bar{s}))$ $\nu_\mu s(\bar{s}) \rightarrow \mu^- c(\rightarrow d)(\bar{s} \rightarrow h(\bar{s}))$ $\nu_\mu \bar{u} \rightarrow \mu^- \bar{s}(\rightarrow h(\bar{s}))$
$h(s)h(\bar{s})$	$\nu_\mu d \rightarrow \mu^- u(s \rightarrow h(s), \bar{s} \rightarrow h(\bar{s}))$ $\nu_\mu s(\bar{s}) \rightarrow \mu^- c(\rightarrow s \rightarrow h(s))(\bar{s} \rightarrow h(\bar{s}))$ $\nu_\mu \bar{u} \rightarrow \mu^- \bar{d}(s \rightarrow h(s), \bar{s} \rightarrow h(\bar{s}))$
$h(s)h(s)h(\bar{s})$	$\nu_\mu d \rightarrow \mu^- c(\rightarrow s \rightarrow h(s))(s \rightarrow h(s), \bar{s} \rightarrow h(\bar{s}))$
$h(s)h(\bar{s})h(\bar{s})$	$\nu_\mu s(\bar{s}) \rightarrow \mu^- u(\bar{s} \rightarrow h(\bar{s}))(s \rightarrow h(s), \bar{s} \rightarrow h(\bar{s}))$ $\nu_\mu s(\bar{s}) \rightarrow \mu^- c(\rightarrow d)(\bar{s} \rightarrow h(\bar{s}))(s \rightarrow h(s), \bar{s} \rightarrow h(\bar{s}))$ $\nu_\mu \bar{u} \rightarrow \mu^- \bar{s}(\rightarrow h(\bar{s}))(s \rightarrow h(s), \bar{s} \rightarrow h(\bar{s}))$
$h(s)h(s)h(\bar{s})h(\bar{s})$	$\nu_\mu d \rightarrow \mu^- u(s \rightarrow h(s), \bar{s} \rightarrow h(\bar{s}))(s \rightarrow h(s), \bar{s} \rightarrow h(\bar{s}))$ $\nu_\mu s(\bar{s}) \rightarrow \mu^- c(\rightarrow s \rightarrow h(s))(\bar{s} \rightarrow h(\bar{s}))(s \rightarrow h(s), \bar{s} \rightarrow h(\bar{s}))$ $\nu_\mu \bar{u} \rightarrow \mu^- \bar{d}(s \rightarrow h(s), \bar{s} \rightarrow h(\bar{s}))(s \rightarrow h(s), \bar{s} \rightarrow h(\bar{s}))$

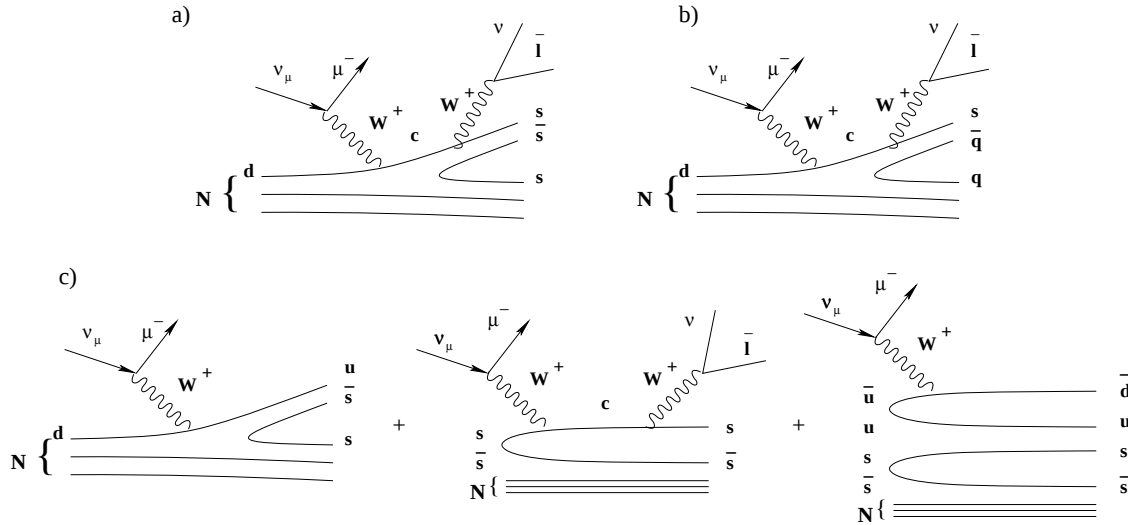


Рис. 2.1: Различные комбинации рождения странности в нейтринных взаимодействиях по каналу заряженного тока (простейшие диаграммы): a) $ss\bar{s}$; b) s ; c) $s\bar{s}$.

Анализируя множественное рождение нейтральных странных частиц мы можем извлечь информацию о вероятности рождения одной или нескольких $s\bar{s}$ пар на одно нейтринное взаимодействие. При этом необходимо помнить, что параметр λ (см. выражение (1.34)) описывает вероятность рождения $s\bar{s}$ пары на единичный акт рождения $q\bar{q}$ пары в процессе фрагментации. То есть, для экспериментального измерения фактора подавления странности λ необходимо знать как число $s\bar{s}$ пар, так и полное число $q\bar{q}$ пар, образовавшихся в результате взаимодействия. Данная задача является невыполнимой с технической точки зрения, так как мы не можем контролировать полное число,

тип и распады всех родившихся частиц. Измерение же отношения K/π при $z \rightarrow 1$ (по аналогии с предыдущими экспериментами [26]) затруднительно в силу невозможности разделить π и K мезоны в детекторе NOMAD.

Единственной величиной, доступной нам из эксперимента и связанной с рождением странности, является вероятность рождения $s\bar{s}$ пары в процессе фрагментации струны, определяющейся выражением:

$$1 = r_{q\bar{q}} + r_{s\bar{s}} + r_{2(s\bar{s})} + r_{3(s\bar{s})} + \dots \quad (2.1)$$

$$r_{q\bar{q}} = \frac{1}{1 + P_{s\bar{s}} + P_{s\bar{s}}^2 + P_{s\bar{s}}^3}, \quad r_{s\bar{s}} = \frac{P_{s\bar{s}}}{1 + P_{s\bar{s}} + P_{s\bar{s}}^2 + P_{s\bar{s}}^3}, \quad r_{2(s\bar{s})} = \frac{P_{s\bar{s}}^2}{1 + P_{s\bar{s}} + P_{s\bar{s}}^2 + P_{s\bar{s}}^3}, \quad (2.2)$$

где $r_{q\bar{q}}$ – вероятность рождения только лёгких кварков (без $s\bar{s}$ пары), $r_{s\bar{s}}$ – вероятность рождения одной $s\bar{s}$ пары в процессе фрагментации струны, $r_{2(s\bar{s})}$ – вероятность рождения двух $s\bar{s}$ пар в процессе фрагментации струны и так далее (запись этих параметров в виде (2.2) обеспечивает единичность вероятности (2.1)). Под этими вероятностями подразумевается, что в области энергий эксперимента NOMAD в одном взаимодействии в струне рождается не более трёх $s\bar{s}$ пар. Следует заметить, что вместо выражения (2.1) полную вероятность рождения $q\bar{q}$ пар можно было записать в виде $(P_{nostrange} + \lambda_s)^n = 1$, где n – полное число кварк-антикварковых пар, рождённых в процессе фрагментации струны, но, как говорилось выше, мы ничего не можем сказать об их количестве. Отметим ещё раз, что параметры $r_{s\bar{s}}$ (2.2) и λ_s (1.35) – суть разные вещи, так как $r_{s\bar{s}}$ представляет собой вероятность рождения одной и только одной $s\bar{s}$ пары *в процессе фрагментации струны при взаимодействии нейтрино*, а параметр λ_s – отношение вероятности рождения одной $s\bar{s}$ пары к вероятности рождения любой $q\bar{q}$ пары *в одном акте рождения при фрагментации струны*.

Используя выражения (2.2) и относительные вероятности прямого рождения странных кварков в нейтринных взаимодействиях по каналу заряженного тока (см. выражения (1.20) и (1.21)), можно записать вероятности рождения (выходы) странности при взаимодействии нейтрино с изоскалярной мишенью (состав вещества в детекторе NOMAD близок к изоскалярному [36]) в следующей форме:

- R_s - вероятность рождения одиночного s -кварка (через очарованный кварк):

$$R_s = \frac{\sigma_0}{\sigma_{\nu_\mu}^{cc}} (U + D) \cdot |V_{cd}|^2 |V_{cs}|^2 r_{q\bar{q}} \quad (2.3)$$

- $R_{\bar{s}}$ - вероятность рождения одиночного $\bar{s}$ -кварка:

$$R_{\bar{s}} = \frac{\sigma_0}{\sigma_{\nu_\mu}^{cc}} \left[\frac{1}{3} (\bar{U} + \bar{D}) \cdot |V_{us}|^2 + 2S \cdot (|V_{us}|^2 + |V_{sc}|^2 |V_{cd}|^2) \right] r_{q\bar{q}} \quad (2.4)$$

- $R_{s\bar{s}}$ - вероятность одновременного рождения s и $\bar{s}$ кварков:

$$R_{s\bar{s}} = \frac{\sigma_0}{\sigma_{\nu_\mu}^{cc}} \left[(U + D) \cdot |V_{ud}|^2 r_{s\bar{s}} + 2S \cdot |V_{cs}|^4 r_{q\bar{q}} + \frac{1}{3} (\bar{U} + \bar{D}) \cdot |V_{ud}|^2 r_{s\bar{s}} \right] \quad (2.5)$$

- $R_{ss\bar{s}}$ - вероятность рождения двух s и одного $\bar{s}$ кварков:

$$R_{ss\bar{s}} = \frac{\sigma_0}{\sigma_{\nu_\mu}^{cc}} (U + D) \cdot |V_{cd}|^2 |V_{cs}|^2 r_{s\bar{s}} \quad (2.6)$$

- $R_{s\bar{s}\bar{s}}$ - вероятность рождения одного s и двух $\bar{s}$ кварков:

$$R_{s\bar{s}\bar{s}} = \frac{\sigma_0}{\sigma_{\nu\mu}^{cc}} \left[\frac{1}{3}(\bar{U} + \bar{D}) \cdot |V_{us}|^2 + 2S \cdot (|V_{us}|^2 + |V_{sc}|^2 |V_{cd}|^2) \right] r_{s\bar{s}} \quad (2.7)$$

- $R_{ss\bar{s}\bar{s}}$ - вероятность рождения двух $s\bar{s}$ пар:

$$R_{ss\bar{s}\bar{s}} = \frac{\sigma_0}{\sigma_{\nu\mu}^{cc}} \left[(U + D) \cdot |V_{ud}|^2 r_{2(ss)} + 2S \cdot |V_{cs}|^4 r_{s\bar{s}} + \frac{1}{3}(\bar{U} + \bar{D}) \cdot |V_{ud}|^2 r_{2(s\bar{s})} \right], \quad (2.8)$$

$$\frac{\sigma_0}{\sigma_{\nu\mu}^{cc}} = \frac{1}{Q + S + \frac{1}{3}(Q - \bar{S})}, \quad (2.9)$$

$$R_{nostrange} + R_s + R_{\bar{s}} + R_{s\bar{s}} + \dots = 1 \quad (2.10)$$

где $U, D, S, \bar{U}, \bar{D}, \bar{S}$ - доли импульса, переносимые соответствующими (анти)кварками в нуклоне, $Q = U + D + S$ ($\bar{Q} = \bar{U} + \bar{D} + \bar{S}$), $V_{qq'}$ - элементы матрицы Кабиббо.

В дальнейших вычислениях использовались следующие значения: $Q = 0,452$, $\bar{Q} = 0,072$, $U = 0,296$, $D = 0,144$, $\bar{U} = 0,026$, $\bar{D} = 0,034$, $S = \bar{S} = 0,013$, соответствующие параметризации [6] при $Q^2 = 14 \text{ ГэВ}^2/\text{с}^2$ (среднее значение для событий, содержащих идентифицированные нейтральные странные частицы). Импульсные распределения кварков в нуклоне Q^2 -зависимы, однако было проверено, что вероятности $R_s, R_{\bar{s}}, \dots$ не сильно зависят от переданного 4-х импульса в интервале до $30 \text{ ГэВ}^2/\text{с}^2$.

Для описания выходов каналов с одиночным и множественным рождением нейтральных странных частиц были введены следующие 4 параметра:

- $P_{s\Lambda}$ - вероятность того, что s -кварк в конечном состоянии фрагментирует в Λ^0 гиперон;
- $P_{\bar{s}\bar{\Lambda}}$ - вероятность того, что $\bar{s}$ -кварк фрагментирует в $\bar{\Lambda}^0$ гиперон;
- P_{sK^0} - вероятность фрагментации s -кварка в K^0 мезон;
- $P_{\bar{s}K^0}$ - вероятность фрагментации $\bar{s}$ -кварка в K^0 мезон.

Каналы с неидентифицируемыми заряженными странными адронами учитываются введением следующих величин:

- P_{sX} - вероятность того, что s -кварк фрагментирует в заряженный странный адрон:

$$P_{sX} = 1 - P_{sK^0} - P_{s\Lambda} \quad (2.11)$$

- $P_{\bar{s}X}$ - вероятность того, что $\bar{s}$ кварк фрагментирует в заряженный странный адрон:

$$P_{\bar{s}X} = 1 - P_{\bar{s}K^0} - P_{\bar{s}\bar{\Lambda}} \quad (2.12)$$

Полученные нами уравнения для выходов всевозможных комбинаций рождения нейтральных странных частиц (R^{true}) приведены в приложении А и соответствуют следующим механизмам рождения странности: $R_s, R_{\bar{s}}, R_{s\bar{s}}, R_{ss\bar{s}}, R_{s\bar{s}\bar{s}}$ и $R_{ss\bar{s}\bar{s}}$.

Таким образом, если в эксперименте будут измерены выходы различных каналов с одиночным и множественным рождением нейтральных странных частиц, то можно будет вычислить параметры рождения странности, такие как выходы странных кварков и относительные вероятности их фрагментации в заряженные или нейтральные адроны. Следовательно, представляется возможность оценить абсолютные выходы заряженных странных адронов в конечном состоянии, рождающихся в нейтринных взаимодействиях и изначально неидентифицируемых в установке NOMAD. Процедуре измерения и обсуждению полученных результатов будет посвящена глава 7.

2.3 Выводы

В данной главе была рассмотрена модель рождения странности, описывающая выходы каналов с одиночным и множественным рождением нейтральных странных частиц, первоначально предложенная коллаборацией из лаборатории им. Ферми и улучшенная в настоящей диссертации. Данная модель позволяет измерить параметры рождения странности в нейтринных взаимодействиях и оценить выходы заряженных странных адронов.

В следующей главе будет приведён метод изучения взаимной ориентации спинов кварка и антикварка, формирующих странный векторный мезон. Этот анализ может послужить для дальнейшего тщательного изучения фрагментации кварков в адроны.

Глава 3

Выстроенность спинов векторных мезонов

3.1 Рождение мезонов

Согласно струнной модели фрагментации кварков в адроны, образование мезонов происходит следующим образом:

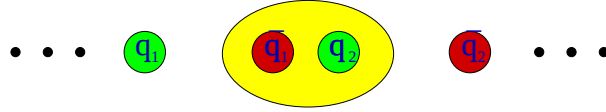


Рис. 3.1: Рождение мезона в процессе фрагментации струны.

Образующие мезон кварк и антикварк могут иметь четыре различные взаимные ориентации спинов – $\uparrow\uparrow$ $\uparrow\downarrow$ $\downarrow\uparrow$ $\downarrow\downarrow$, которые дают четыре различных состояния мезонов¹:

$$|1, 1\rangle = |++\rangle, \quad (3.1a)$$

$$|1, 0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|+-\rangle + |-+\rangle), \quad (3.1b)$$

$$|0, 0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|+-\rangle - |-+\rangle), \quad (3.1c)$$

$$|1, -1\rangle = |--\rangle, \quad (3.1d)$$

где в левой части стоят волновые функции мезонов $|j, m\rangle$ со спином j и проекцией на выделенное направление m , а в правой – волновые функции (анти)кварков с проекциями спинов “вверх”-”вниз”. Таким образом, если все состояния взаимных ориентаций спинов входящих в мезон кварка и антикварка равновероятны, то, в пренебрежении динамикой и разностью масс между векторными (V) и псевдоскалярными (P) мезонами, мы получаем простое соотношение для количества образовавшихся мезонов:

$$\frac{P}{V} = \frac{1}{3}. \quad (3.2)$$

Если по каким-либо причинам существует корреляция между спинами кварка и антикварка ($P_{q\bar{q}}$), то соотношение (3.2) переписывается в следующем виде [37]:

¹В данном случае мы не рассматриваем орбитальные возбуждения мезонов.

$$\frac{P}{V} = \frac{1 - P_{q\bar{q}}}{3 + P_{q\bar{q}}}, \quad (3.3)$$

которое переходит в (3.2) при $P_{q\bar{q}} = 0$ (то есть при отсутствии корреляции).

Далее следует заметить, что корреляция между спинами кварков может зависеть от механизма рождения мезона (более подробно об этом написано в [37]): в процессе фрагментации струны (рис. 3.1) или фрагментации лидирующего кварка (рис. 3.2). К счастью, такие события легко разделяются по переменной z , где z – отношение энергии мезона ко всей энергии адронной струи, что позволяет экспериментально проверить эту модель.

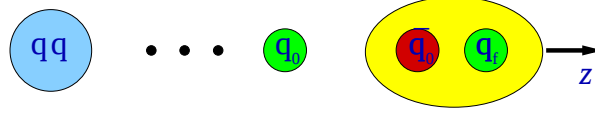


Рис. 3.2: Рождение мезона в процессе фрагментации лидирующего кварка.

Таким образом, результаты измерения соотношений выходов псевдоскалярных мезонов к векторным в различных кинематических областях являются ценной информацией для физики элементарных частиц, так как позволяют более детально изучить спиновые эффекты и механизмы фрагментации кварков в адроны. Соотношение P/V также можно измерить рассматривая только векторные мезоны (а именно – проекции их спина на ось движения), не затрагивая при этом псевдоскалярные, что может являться дополнительной проверкой измерений.

В работе [38] показано, что если пренебречь динамикой процесса, то отношение числа псевдоскалярных мезонов к векторным P/V приблизительно равно вероятности образования векторному мезону иметь нулевую проекцию спина на направление его движения (см. § 3.2):

$$\rho_{00} \approx \frac{P}{V} = \frac{1 - P_{q\bar{q}}}{3 + P_{q\bar{q}}} \quad (3.4)$$

Физический смысл параметра ρ_{00} и способ его измерения будут рассмотрены в следующем параграфе.

3.2 Матрица спиновой плотности

Спиновое состояние векторного мезона описывается эрмитовой 3×3 матрицей спиновой плотности ρ , равной прямому произведению матриц поляризации входящих в мезон кварка и антикварка: $\rho = \rho^q \otimes \rho^{\bar{q}}$. Диагональные элементы этой матрицы ρ_{00} , ρ_{11} и ρ_{1-1} представляют собой относительные вероятности мезону иметь 0, +1 или -1 проекции спина на направление движения.

При рассмотрении наивной модели образования мезонов, никакое из направлений проекции спина не выделено, то есть все проекции спина равновероятны: $\rho_{11} = \rho_{00} = \rho_{1-1} = 1/3$, если же по каким-либо причинам одна из проекций спина становится доминирующей (диагональные элементы матрицы спиновой плотности отличаются от значения $1/3$), то такое преимущественное направление проекции спинов называется выстроенностью. Более детальную информацию о матрице спиновой плотности ρ можно

найти в [39]. Экспериментально выстроенность спинов измеряется через угловое распределение продуктов распада векторного мезона (см. также [40]):

$$W(\cos \theta) = \frac{3}{4}[(1 - \rho_{00}) + (3\rho_{00} - 1) \cos^2 \theta], \quad (3.5)$$

где θ - угол между одним из продуктов распада и направлением движения векторного мезона в его системе покоя. Следует заметить, что из-за сохранения чётности в сильном распаде невозможно измерить по отдельности параметры ρ_{11} и ρ_{1-1} (распределение (3.5) зависит от $\cos^2 \theta$), то есть экспериментально нам доступна величина, равная вероятности иметь мезону нулевую или ненулевую проекции спина. Таким образом, возможны следующие частные случаи в зависимости от наблюдаемой величины ρ_{00} :

$\rho_{00} = \frac{1}{3}$ – отсутствие выстроенности спинов. Вероятности рождения векторного мезона с $+1$, -1 и 0 проекциями спина на ось движения эквивалентны;

$\rho_{00} = 0$ – выстроенность спинов. Возможны только случаи рождения мезонов с $+1$ и -1 проекциями спина;

$\rho_{00} = 1$ – выстроенность спинов. Векторные мезоны рождаются только с нулевой проекцией спина.

Далее будут приведены существующие экспериментальные данные по измерению выстроенности спинов векторных мезонов, а также теоретическое описание полученных результатов.

3.3 Краткий обзор существующих экспериментальных данных по выстроенности спинов

Выстроенность спинов векторных мезонов измерялась, в основном, в экспериментах на ускорителе LEP в CERN при аннигиляции электрон-позитронной пары в Z^0 полюсе. В этих экспериментах наблюдалась выстроенность спинов ρ^0 , ω , K^{*0} , ϕ и $D^{*\pm}$ векторных мезонов при значениях $x_E \rightarrow 1$, где x_E – отношение энергии мезона к энергии пучка, а так же отсутствие выстроенности спинов для $\rho^\pm$ и B^* мезонов [41, 42, 43] (см. третью колонку таблицы 3.1). В эксперименте ЭКСЧАМ наблюдалась выстроенность спинов $K^{*\pm}$ мезонов в нейтрон-углеродных соударениях, измерения производились относительно оси, перпендикулярной плоскости рождения $K^{*\pm}$ [44].

Коллаборацией BEBC WA59 [45] на (анти)нейтринном пучке от ускорителя SPS CERN измерялась выстроенность спинов ρ^0 мезонов, рождающихся в $\bar{\nu}(\nu)\text{Ne}$ взаимодействиях по каналу заряженного тока при $x_F > 0$ и $z > 0,4$, где переменная Фейнмана $x_F \equiv 2p_z^*/W$, p_z^* – проекция импульса векторного мезона на направление движения центра масс адронной системы, W – полная энергия адронной системы, $z = E_m/E_{had}$ – доля адронной энергии, уносимая мезоном. При этом наблюдалась выстроенность спинов ρ^0 мезонов в антинейтринных взаимодействиях и отсутствие выстроенности (в пределах статистических ошибок) в нейтринных взаимодействиях (см. таблицу 3.1).

Внимательное изучение таблицы 3.1 указывает на отсутствие выстроенности спинов для всех векторных мезонов, кроме $D^{*\pm}$, $K^{*\pm}$ и K^{*0} (при больших значениях x_E [43]), значение ρ_{00} параметров для которых отличается от значения $1/3$ более чем на 3 стандартных отклонения.

Таблица 3.1: Результаты измерения выстроенности спинов векторных мезонов в различных экспериментах.

Мезон	ρ_{00}	Результаты	Комментарии
$\rho^\pm$	0,398	$0,373 \pm 0,052$ (OPAL)	$0,3 < x_E < 0,6$
ρ^0	0,498	$0,43 \pm 0,05$ (DELPHI)	$x_E > 0,4$
ω	0,405	$0,142 \pm 0,114$ (OPAL)	$0,3 < x_E < 0,6$
K^{*0}	0,504	$0,46 \pm 0,08$ (DELPHI)	$x_E > 0,4$
		$0,66 \pm 0,11$ (OPAL)	$x_E > 0,7$
ϕ	0,557	$0,54 \pm 0,06 \pm 0,05$ (OPAL)	$x_E > 0,7$
		$0,55 \pm 0,10$ (DELPHI)	
$D^{*\pm}$	0,415	$0,40 \pm 0,02 \pm 0,01$ (OPAL)	$x_E > 0,5$
B^*	0,567	$0,32 \pm 0,04 \pm 0,03$ (DELPHI)	$0 < x_E < 1$
		$0,33 \pm 0,06 \pm 0,05$ (ALEPH)	
		$0,36 \pm 0,06 \pm 0,07$ (OPAL)	
K^{*+}		$0,424 \pm 0,011$ (ЭКСЧАРМ)	перпендикулярно плоскости рождения K^*
K^{*-}		$0,393 \pm 0,025$ (ЭКСЧАРМ)	
ρ^0		$0,65 \pm 0,18 \pm 0,10$ (BEBC, $\bar{\nu}\text{Ne}$)	$x_F > 0, z > 0,4$
		$0,41 \pm 0,13 \pm 0,07$ (BEBC, νNe)	

3.4 Теоретическое описание экспериментальных данных

Используя измерения, выполненные в экспериментах на LEP (см. предыдущий параграф), авторами работы [38] была создана модель, описывающая зависимость ρ_{00} параметра от переменной x_F , которую они применили для предсказания этой зависимости в других процессах с образованием векторных мезонов.

В данной модели параметр ρ_{00} выражается через поляризации формирующих векторный мезон лидирующего кварка и антикварка, образовавшегося в результате фрагментации струны, (все выводы также справедливы и для случая с лидирующим антикварком):

$$\rho_{00}(f) = \frac{1 - P_f P_z}{3 + P_f P_z}, \quad (3.6)$$

где P_z - поляризация антикварка относительно направления движения лидирующего кварка, P_f - продольная поляризация лидирующего кварка с ароматом f (при аннигиляции e^+e^- пары в Z^0 полюсе средние поляризации лидирующих кварков равны $P_f = -0,94$ для $f = d, s$ и b ; $P_f = -0,67$ для $f = u$ и c [46, 47]). Далее было сделано предположение о том, что поляризация антикварка линейно зависит от поляризации лидирующего кварка:

$$P_z = -\alpha P_f \quad (3.7)$$

Используя соотношения (3.6) и (3.7), зависимость ρ_{00} параметра от переменной x_F записывается в следующем виде (здесь предполагается, что значение ρ_{00} параметра для

мезонов, не содержащих лидирующий кварк, равно $1/3$) [38, 48]:

$$\rho_{00}^V(x_F) = \sum_f \frac{1 + \alpha P_f^2}{3 - \alpha P_f^2} \frac{\langle n(x_F|a, f) \rangle}{\langle n(x_F) \rangle} + \frac{1}{3} \frac{\langle n(x_F|b) \rangle}{\langle n(x_F) \rangle}, \quad (3.8)$$

где $\langle n(x_F|a, f) \rangle$ – среднее число векторных мезонов содержащих лидирующий кварк (случай “а”); $\langle n(x_F|b) \rangle$ – среднее число векторных мезонов не содержащих лидирующий кварк (случай “б”); $\langle n(x_F) \rangle = \sum_f \langle n(x_F|a, f) \rangle + \langle n(x_F|b) \rangle$ – полное число векторных мезонов. Средние числа векторных мезонов $\langle n(x_F|a, f) \rangle$ и $\langle n(x_F|b) \rangle$ определяются механизмами адронизации и вычисляются с помощью программы JETSET, моделирующей адронизацию струны [8].

Авторы [38] аппроксимировали функцией (3.8) экспериментально измеренные значения ρ_{00} параметра для различных векторных мезонов, образовавшихся при аннигиляции электрон-позитронной пары в Z^0 полюсе (см. третью колонку таблицы 3.1), и получили значение параметра $\alpha = 0,51$, при котором данные наилучшим образом описываются этой функцией, за исключением ω и B^* мезонов (см. вторую колонку таблицы 3.1).

Используя модель (3.8) со значением параметра $\alpha = 0,51$, измеренного в экспериментах на LEP, *Льянгом и другими* [48] были сделаны предсказания значений параметра ρ_{00} для векторных мезонов, рождённых в нейтринных взаимодействиях по каналу заряженного тока в области энергий эксперимента NOMAD. При этом было также сделано предположение о минимальном влиянии остатка нуклона-мишени на выстроенность спинов векторных мезонов, рождённых в области фрагментации тока.

Результаты, полученные для ρ_{00}^V в реакции $\nu_\mu p \rightarrow \mu^- V X$ при $E_\nu = 43,8$ ГэВ в областях фрагментации тока и мишени, представлены на рис. 3.3 [48].

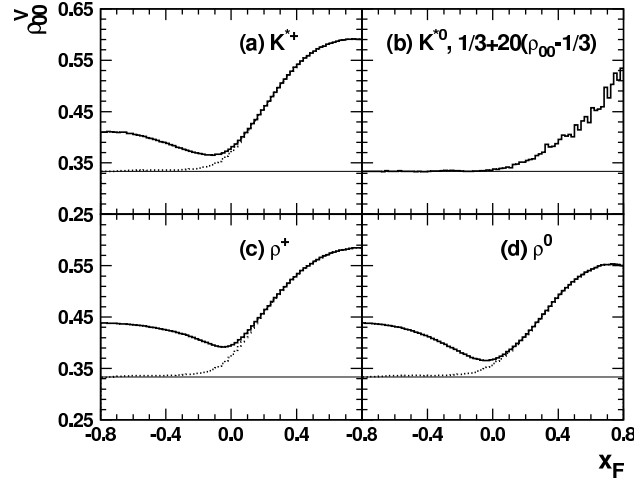


Рис. 3.3: Зависимость параметра ρ_{00}^V от x_F для различных векторных мезонов при рассеянии нейтрино с энергией 43,8 ГэВ на протоне: $\nu_\mu p \rightarrow \mu^- V X$. Сплошная линия соответствует результату с учётом вклада фрагментации мишени, точечная линия – без учёта влияния дикваркового остатка на выстроенность спинов векторных мезонов.

Описанная выше модель не лишена некоторых недостатков: ρ_{00} параметр зависит от поляризаций кварка и антикварка, входящих в мезон, что является не верным, так

как он должен зависеть только от взаимной ориентации спинов кварков, то есть от их корреляции. Предположение о том, что при фрагментации струны мезоны рождаются с равными вероятностями иметь ту или иную проекцию спина на ось движения также является необоснованным и, наконец, модель, развитая для e^+e^- столкновений, должна быть модифицирована для случая нейтринных взаимодействий (различные энергии, влияние дикваркового остатка). Далее будет рассказано о том, каким образом можно проверить вышеизложенные утверждения.

3.5 Рождение векторных $K^*(892)^\pm$ мезонов в нейтринных взаимодействиях

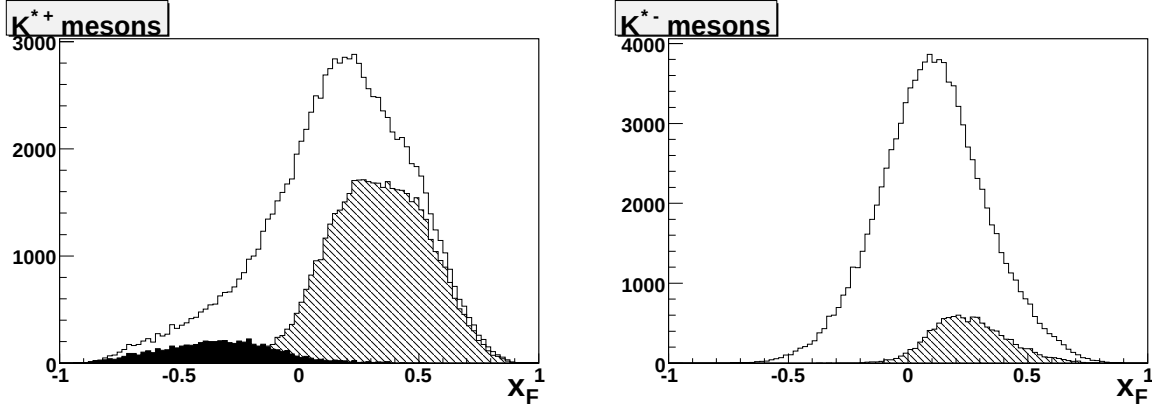


Рис. 3.4: Предсказание распределения по переменной x_F для K^{*+} мезонов (слева) и K^{*-} мезонов (справа), рождённых в процессе фрагментации дикварка (закрашенная площадь) и кварка (заштрихованная площадь) в нейтринных взаимодействиях по каналу заряженного тока. Остальные K^* мезоны рождаются в процессе фрагментации струны.

Доминирующим процессом при взаимодействии нейтрино с нуклоном по каналу заряженного тока является рассеяние нейтрино на левом d -кварке с образованием левополяризованного u -кварка, который затем может фрагментировать в векторный $K^{*+}(u\bar{s})$ мезон² ($J^P = 1^-$): $\nu_\mu d \rightarrow \mu^- K^{*+} X$. Проекция спина K^{*+} мезона на направление его движения определяется проекцией спина $\bar{s}$ -кварка, образовавшегося в результате фрагментации струны и формирующего вместе с лидирующим u -кварком векторный мезон. При этом число K^{*+} векторных мезонов, содержащих лидирующий u -кварк приблизительно равно числу K^{*+} , образовавшихся в результате фрагментации струны (см. левый рис. 3.4). С другой стороны, выход реакции $\nu_\mu d \rightarrow \mu^- K^{*-} X$ с образованием $K^{*-}(s\bar{u})$ векторного мезона, содержащего лидирующий s -кварк, очень мал (образование лидирующего s -кварка проходит через распад c -кварка), то есть K^{*-} мезоны образуются в основном из фрагментации струны (см. правый рис. 3.4). Следовательно, анализируя проекции спинов K^* мезонов на направление их движения в различных кинематических областях, можно изучать свойства фрагментации кварков, в частности, определить поляризацию образовавшихся в результате фрагментации струны $\bar{s}$ -кварков относительно

²Здесь и далее мы будем подразумевать состояние с массой $K^*(892)$.

направления спина лидирующего u -кварка и экспериментально проверить зависимость выстроенности спинов от поляризации выбитого кварка.

Процедура выделения сигнала K^* мезонов и измерения выстроенности их спинов будет описана в главе 8.

3.6 Выводы

В этой главе было показано, что измерение выстроенности спинов векторных мезонов позволяет изучить спиновые свойства фрагментации кварков в адроны и проверить различные модели механизмов адронизации.

Была рассмотрена модель, созданная Льянгом и др. [38] и предсказывающая зависимость выстроенности спинов (ρ_{00} параметра) от переменной x_F для векторных мезонов, рождающихся во взаимодействиях нейтрино с нуклоном по каналу заряженного тока.

В следующей части нами будет описана установка NOMAD, с помощью которой изучались взаимодействия нейтрино с веществом. Образование нейтринного пучка для этого эксперимента происходило в результате сброса протонов с энергией 450 ГэВ от ускорителя SPS в CERN на бериллиевую мишень.

Мы также представим краткое описание выделения нейтринных взаимодействий по каналу заряженного тока и идентификации нейтральных странных частиц. Далее будет приведён анализ по экспериментальному изучению свойств рождения странных частиц, описанных во введении к настоящей диссертации.

Часть II

Реконструкция и моделирование событий в эксперименте NOMAD

Введение

Изучение физических эффектов, связанных с прецизионными измерениями, такими как поиск нейтринных осцилляций, исследование множественного рождения нейтральный странных частиц, измерение выстроенности спинов K^* мезонов, измерение поляризации $\Lambda^0/\bar{\Lambda}^0$ гиперонов и др., предъявляет особые требования к *детектору* нейтринных³ взаимодействий:

- высокая точность измерения импульсов заряженных частиц в широкой области их энергий;
- идентификация мюонов, электронов и фотонов с высокой эффективностью и чистотой, необходимая для правильного восстановления кинематики события;
- хорошее разрешение по различным кинематическим переменным, необходимым для физического анализа;
- герметичность (необходимо для качественного измерения кинематики события).

Кроме того, необходимы эффективная *программа реконструкции* нейтринных событий и *алгоритм идентификации* нейтральных странных частиц, который был бы способен идентифицировать эти частицы с высокой чистотой и эффективностью. Основными требованиями к программе реконструкции и алгоритму идентификации служат следующие:

- восстановление траекторий заряженных частиц;
- измерение импульсов и энергии заряженных и нейтральных частиц;
- правильное восстановление кинематики события;
- идентификация нейтральных странных частиц с высокой эффективностью и чистотой;
- стабильность процедуры идентификации по отношению к возможному отклонению числа фоновых событий в данных от теоретически предсказанного.

Ошибки, связанные с аппаратной неточностью измерения детектором, а также вызванные неизбежными погрешностями программ реконструкции и идентификации, искажают истинные распределения физических величин. Для корректного учёта разрешения детектора применяется детальное моделирование физических процессов, происходящих в детекторе, по методу Монте-Карло (разыгрывание событий с использованием генератора случайных чисел с соответствующими весами для физических величин) и на стадии анализа вводятся соответствующие поправки. Необходимым условием оправданного использования моделированных событий (МС) для введения поправок, является как можно более точное воспроизведение важных для текущего анализа распределений кинематических переменных в МС и данных.

³Для краткости всюду, если не будет явно оговорено обратное, под нейтринными мы будем понимать также и антинейтринные взаимодействия.

В данной части диссертации последовательно в главах 4, 5 и 6 детально описываются детектор NOMAD, реконструкция и идентификация нейтральных странных частиц, настройка программы моделирования нейтринных взаимодействий и сравнение многих кинематических переменных для разыгранных событий и экспериментальных данных после реконструкции и идентификации частиц.

Глава 4

Описание установки NOMAD

4.1 Введение

Детекторы NOMAD¹ (Neutrino Oscillation MAgnetic Detector) [2] и CHORUS² (CERN Hybrid Oscillation apparatus) [49] были сконструированы для экспериментального поиска появления тау-нейтрино (ν_τ) в пучке широкого спектра от ускорителя SPS в CERN, состоящим преимущественно из ν_μ . Активная часть установки NOMAD представляет собой набор дрейфовых камер с суммарной эффективной массой 2,7 тонны и низкой средней плотностью (98,6 кг/м³), что очень близко к плотности жидкого водорода. Детектор находится внутри магнита, обеспечивающего магнитное поле 0,4 Т, которое служит для определения импульсов заряженных частиц по кривизне их траекторий. Эффекты многократного рассеяния приводят к незначительным искажениям траектории частиц из-за низкой плотности вещества детектора. За набором дрейфовых камер следуют детектор переходного излучения для идентификации электронов, электромагнитный и адронный калориметры и система мюонных камер.

Предложенный метод проведения эксперимента является дополнительным по отношению к методике использования ядерных эмульсий для обнаружения τ^- распадов, выбранной коллаборацией CHORUS [49].

4.2 Пучок нейтрино

Детектор NOMAD находился в западной зоне CERN (WANF) и подвергался 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. 4.1.

Нейтрино образуются в распадах вторичных π и K мезонов, возникающих при взаимодействиях протонов с энергией 450 ГэВ с бериллиевой мишенью. Вторичные пионы и каоны фокусируются парой коаксиальных магнитных линз в вакуумный распадный канал длиной 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 адронов до установки NOMAD - 620 м.

¹ *странник* (англ.)

² *хор* (англ.)

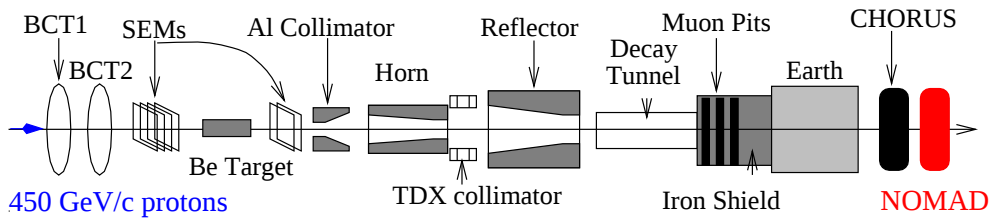


Рис. 4.1: Схематический вид основных элементов, служащих для создания нейтринного пучка.

Цикл ускорителя SPS повторялся каждые 14,4 с. Протоны извлекались из ускорителя за два 4 мс сброса, разделенных промежутком 2,6 с. После оптимизации пучка была достигнута рекордная интенсивность: до $1,5 \times 10^{13}$ протонов в каждом из сбросов.

На рис. 4.2 показан расчётный энергетический спектр и состав нейтринного пучка, полученный с помощью детального GEANT [4] моделирования распадного канала. Потoki нейтрино даются в расчёте на 10^9 протонов на мишень (protons on target - p.o.t.).

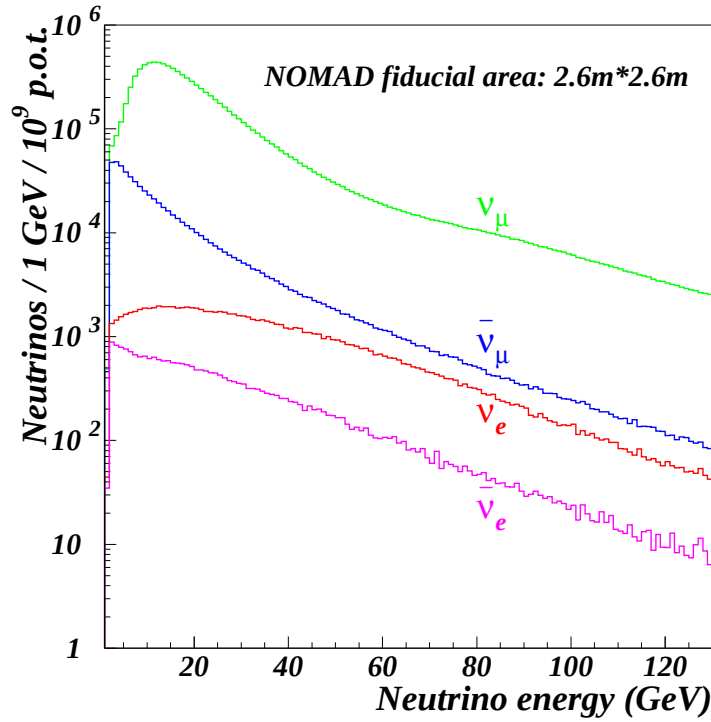


Рис. 4.2: Расчётный энергетический спектр и состав нейтринного пучка в поперечном сечении (разрезе) детектора NOMAD.

Параметры различных компонентов нейтринного пучка приведены в таб. 4.1 [50]. Основные неоднозначности при моделировании возникают из-за неточного знания выходов π и K мезонов при адронных взаимодействиях в бериллиевой мишени, которые были улучшены измерениями коллаборации SPY [51], что позволило уточнить состав нейтринного пучка.

Таблица 4.1: Средняя энергия и состав нейтринного пучка. Ожидаемое число взаимодействий заряженного тока (ЗТ) в эффективном объёме детектора NOMAD (для $2,4 \times 10^{19}$ p.o.t.).

Тип нейтрино	Пучок		Взаимодействия ЗТ		Число ν событий ЗТ
	$\langle E_\nu \rangle$ (ГэВ)	Относ. состав	$\langle E_\nu \rangle$ (ГэВ)	Относ. состав	
ν_μ	24,3	1,0	47,5	1,0	$1,15 \times 10^6$
$\bar{\nu}_\mu$	17,2	0,0678	42,0	0,024	$0,39 \times 10^5$
ν_e	36,4	0,0102	58,2	0,015	$0,17 \times 10^5$
$\bar{\nu}_e$	27,6	0,0027	50,9	0,0015	$0,22 \times 10^4$

4.3 Установка NOMAD

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

4.3.1 Система координат детектора

Детектор NOMAD показан схематически на рис. 4.3 (вид сбоку) и рис. 4.4 (вид сверху). Он состоит из набора поддетекторов, которые располагаются внутри магнита объёмом $7,5 \times 3,5 \times 3,5$ м³. Магнитное поле горизонтально, перпендикулярно направлению нейтринного пучка и имеет величину 0,4 Т.

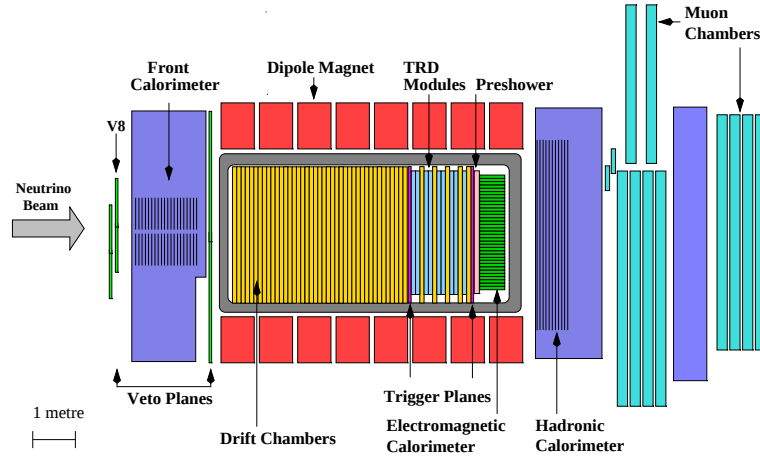


Рис. 4.3: Детектор NOMAD (вид сбоку).

Система координат детектора определена следующим образом (см. рис. 4.3): ось X направлена вглубь рисунка и совпадает с направлением магнитного поля, ось Y направлена вверх, а ось Z горизонтальна и дополняет систему координат до правой, приблизительно совпадая с направлением нейтринного пучка. Надо отметить, что пучок нейтрино составляет угол $42,5278$ мрад (или $2^\circ 26' 12''$) с осью Z в YZ плоскости.

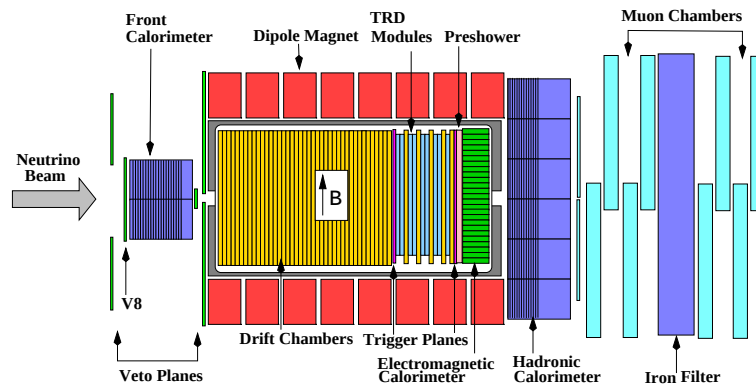


Рис. 4.4: Детектор NOMAD (вид сверху).

Однако, для анализа будет использована система координат, в которой ось Z совпадает с направлением нейтринного пучка.

4.3.2 Система вето

Система вето (veto - V) состоит из набора сцинтилляционных счётчиков [52], перекрывающих область $5 \times 5 \text{ м}^2$ перед детектором NOMAD. Они 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 железной поддержки 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 объёме детектора после реконструкции вершины события.

Эффективность системы вето непрерывно проверялась и была найдена постоянной на уровне 96-97%.

4.3.3 Передний калориметр

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

Передний калориметр состоит из 23 железных слоев, разделенных промежутками, заполненными сцинтилляторами. Поперечное сечение калориметра, пересекаемое пучком нейтрино, составляет $175 \text{ см} \times 190 \text{ см}^2$ (см. рис. 4.5). Детектор имеет общую массу 17,7 т и длину, эквивалентную 5 длинам ядерного взаимодействия.

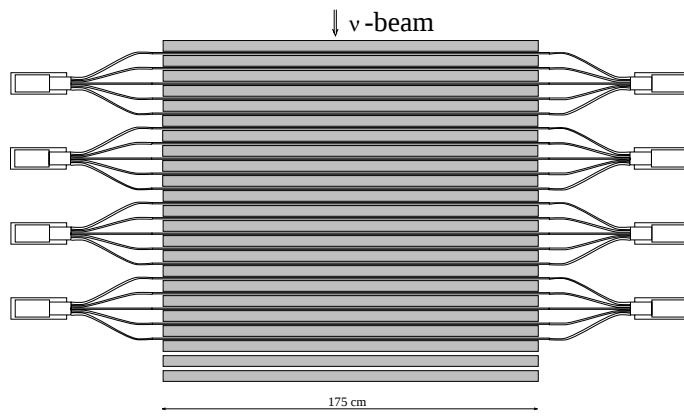


Рис. 4.5: Вид сверху на передний калориметр.

4.3.4 Дрейфовые камеры

Дрейфовые камеры (Drift Chambers - DC), которые являются одновременно мишенью для нейтринных взаимодействий и трековым детектором [36], представляют собой основную часть детектора NOMAD. Они были сконструированы с учётом 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.

Каждая камера (рис. 4.6) состоит из четырёх панелей, разделенных 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.

Принципиальная схема работы дрейфовых камер выглядит следующим образом. Заряженные частицы, пролетая сквозь вещество дрейфовых камер, ионизуют газ, за-

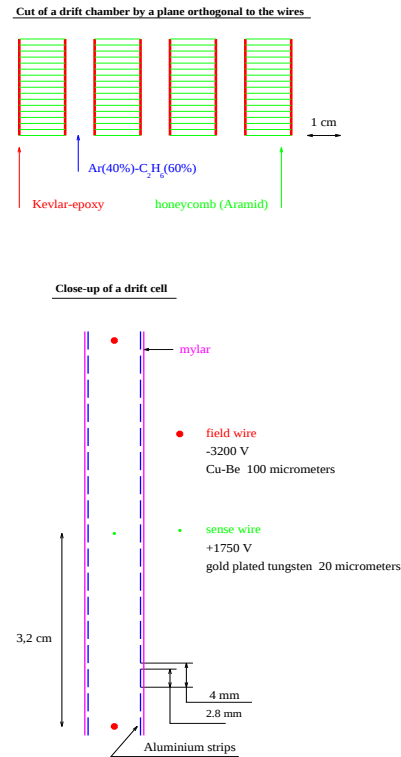


Рис. 4.6: Схематический вид дрейфовых камер установки NOMAD.

ключённый между стенками дрейфовых камер. Ионы и электроны, появившиеся в результате, дрейфуют к проволочкам, на которые подано высокое напряжение. Время дрейфа оцифровывается и сохраняется для последующего анализа. Эта информация используется для построения треков заряженных частиц.

Чтобы определять координаты трека (X и Y), три дрейфовых промежутка оборудованы сигнальными проволочками, составляющими углы $+5$, 0 и -5 градусов по отношению к направлению магнитного поля (разрешение по координатам, в зависимости от угла полета частицы, составляет от 150 до 650 микрон).

Суммарное число камер в полном детекторе - 49 , что соответствует 147 плоскостям. Причем внутри мишенной части установки находится 44 камеры, а пять остальных установлены индивидуально в области детектора переходного излучения и обеспечивают прослеживание треков до электромагнитного калориметра.

Количество вещества в каждой камере соответствует $0,02$ радиационной длины взаимодействия. Эффективная масса системы дрейфовых камер в поперечной области $2,6 \times 2,6 \text{ м}^2$ составляет $2,7$ т. Мишенная часть установки NOMAD близка к изоскалярной ($N_n : N_p = 47,56\% : 52,43\%$) [36].

Специальная процедура юстировки [53] 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 геометрического положения проволочек. Процедура юстировки состоит в определении всех величин, которые используются при этих вычислениях:

- геометрическое положение 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 время цифрового преобразователя (ВЦП).

Распределение отклонений (невязки), полученное после тщательной процедуры юстировки по определению геометрического положения проволочек и соотношения время-расстояние, приведено на рис. 4.7. Ширина этого распределения ~ 150 мкм подтверждает хорошее пространственное разрешение системы дрейфовых камер установки NOMAD. Зависимость разрешения от дрейфового расстояния и угла показана на рис. 4.8. 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:

$$\frac{\sigma_p}{p} \approx \frac{0,05}{\sqrt{L}} \oplus \frac{0,008 \times p}{\sqrt{L^5}}, \quad (4.1)$$

где p - импульс трека в ГэВ и L - его длина в метрах. Первый член является вкладом от многократного рассеяния, тогда как второй определяется пространственным разрешением камер. Для трека с импульсом 10 ГэВ/с, вклад от многократного рассеяния является доминирующим, если длина трека превышает $1,3$ м.

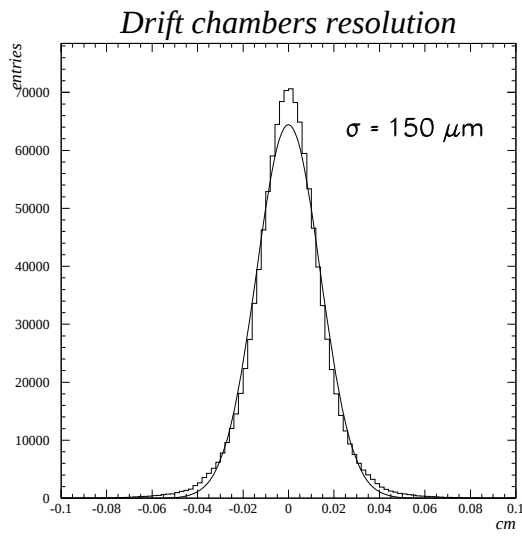


Рис. 4.7: Расстояние между отсчётом и треком после реконструкции в дрейфовых камерах.

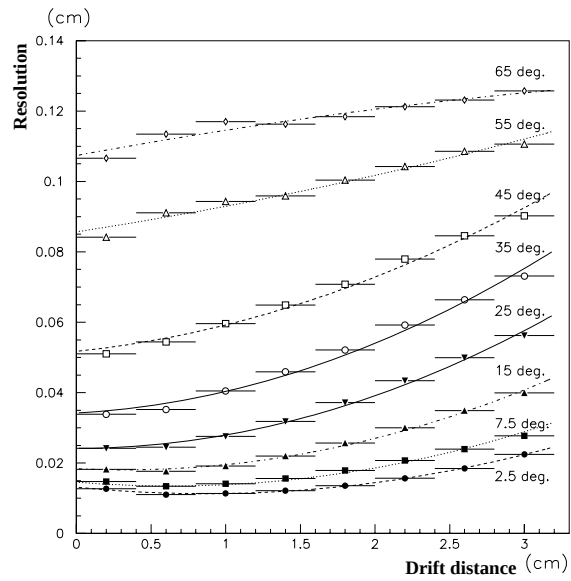


Рис. 4.8: Зависимость разрешения дрейфовых камер от дрейфового расстояния и угла.

4.3.5 Триггерные плоскости

Две триггерные плоскости установлены в детекторе NOMAD для отбора нейтринных взаимодействий в эффективном объёме установки. Первая плоскость (T_1) следует за активной мишенью, а вторая (T_2) расположена сразу за областью детектора переходного излучения. Обе плоскости перекрывают область $280 \text{ см} \times 286 \text{ см}$ и состоят из 32 сцинтилляционных счётчиков, просматриваемых фотоумножителями (с временным разрешением 1 нс), которые ориентированы параллельно магнитному полю. Поле в 0,4 Т уменьшает отклик этих фотоумножителей только на 30%. Для отбора “полезных” взаимодействий, требуется совпадение сигналов с обеих плоскостей. Средняя эффективность триггерных счётчиков определена с использованием экспериментальных данных и соответствует $(97,5 \pm 0,1)\%$.

4.3.6 Детектор переходного излучения

Детектор переходного излучения (Transition Radiation Detector - TRD) разрабатывался для отделения электронов от адронов с уровнем подавления фона лучше 10^3 при 90% эффективности идентификации электронов [54]. Детектор установлен сразу после первой триггерной плоскости и состоит из 9 индивидуальных модулей. Каждый из них включает радиатор, сопровождающийся детектирующей плоскостью. Первые 8 модулей детектора переходного излучения спарены в 4 дублета.

Чтобы обеспечить точную экстраполяцию треков из мишенных дрейфовых камер в калориметр, пять дополнительных дрейфовых камер помещаются в области детектора переходного излучения: одна после каждого дублета и одна после последнего модуля (см. рис. 4.3, 4.4 и 4.9).

Калибровка данного поддетектора непрерывно осуществляется с помощью радиоак-

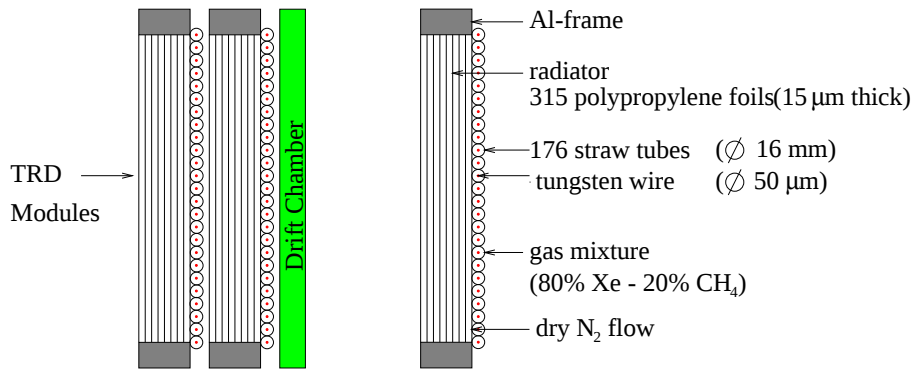


Рис. 4.9: Схематический вид сверху на модуль детектора переходного излучения.

тивного источника ^{55}Fe ($E_\gamma=5,89$ 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 детектора переходного излучения.

Идентификация электронов в этом поддетекторе основана на различии в энергосодержании в трубках для частиц с разными Лоренц-факторами $\gamma = E/m$ (см. рис. 4.10). Заряженные частицы с $\gamma < 500$ выделяют энергию в газовой смеси ксенон – метан преимущественно за счёт 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. В результате, при пересечении радиатора электроном образуются несколько фотонов в кэВ-ной области энергий ($\langle N_\gamma \rangle \sim 3$ с $\langle E_\gamma \rangle \sim 14$ кэВ для электрона с импульсом 10 ГэВ/с).

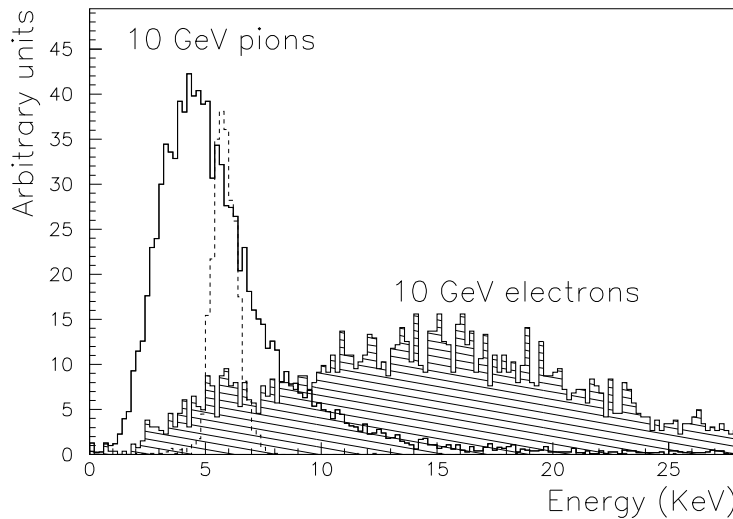


Рис. 4.10: Отклик трубки детектора переходного излучения на 10 ГэВ-ный пион и электрон (измерения на тестовом пучке). Пунктирная линия соответствует сигналу от источника ^{55}Fe (5,89 кэВ).

Около 60% всех фотонов, испущенных в радиаторе, поглощаются в детектирующих плоскостях из-за большого сечения поглощения ксеноном фотонов с энергией в несколько 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 $1/\gamma$).

4.3.7 Детектор ливней

Детектор ливней (preshower - PRS), который расположен перед электромагнитным калориметром, формируется из двух плоскостей пропорциональных трубок и используется для определения координат фотонов в электромагнитном калориметре и содействует идентификации электронов. Его структура помогает расшифровать сигналы в блоках электромагнитного калориметра, вызванных смежными частицами. После реконструкции кластеров, соответствующих заряженным трекам, остальное энерговыделение может быть приписано фотонам³.

4.3.8 Электромагнитный калориметр

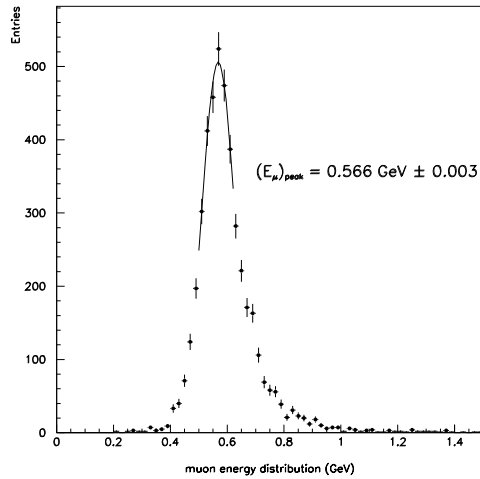


Рис. 4.11: Энерговыделение в электромагнитном калориметре, вызванное мюонами, пересекающими детектор во время набора данных. Сигналы поправлены с учётом зависимости энерговыделения от угла мюона по отношению к плоскости калориметра.

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, измерение его энергии, а также определение нейтральной компоненты поперечного импульса требует наличия электромагнитного калориметра с большими поперечными размерами и с хорошим энергетическим разрешением. Кроме того, электромагнитный калориметр (electromagnetic calorimeter - ECAL), использованный вместе с детектором ливней, должен улучшить (по крайней мере на два порядка) чистоту отбора электронов, предусмотренную детектором переходного излучения [55].

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. Результаты на тестовом пучке $m_\pi = 133,7 \pm 1,2$ МэВ и $\sigma_m = 16$ МэВ.

Отклик калориметра на мюоны соответствует среднему энерговыделению $0,502 \pm 0,003$ ГэВ. Он был найден стабильным в пределах $\pm 1\%$ на протяжении всего перио-

³ $\sim 70\%$ фотонов конвертируют в детекторе ливней.

да набора данных, что обеспечивает хорошую проверку устойчивости работы калориметра. Рис. 4.11 демонстрирует типичное энергосодержание, соответствующее мюонам, пересекающим электромагнитный калориметр.

4.3.9 Адронный калориметр

Адронный калориметр (hadron calorimeter - HCAL) используется для уточнения измерений недостающего поперечного импульса путём 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.

Адронный калориметр представляет собой калориметр из железа и сцинтилляторов. Детектор NOMAD располагается на железных опорах ('I') по обе стороны магнита. Дальняя (по направлению пучка) колонна была заполнена сцинтилляторами для формирования адронного калориметра с поперечными размерами 3,6 м в ширину и 3,5 м в высоту.

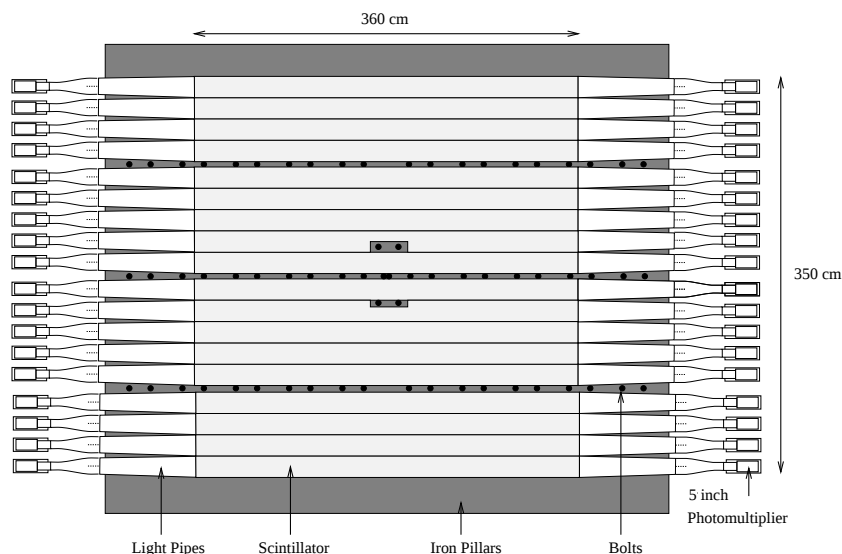


Рис. 4.12: Вид по пучку на адронный калориметр.

Опоры 'I' состоят из 23 железных участков. Шесть из этих модулей формируют стенку размерами 5,4 м шириной, 5,8 м высотой и 1,5 м от переднего до заднего края, которая 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 адронного калориметра приведен на рис. 4.12. Активными элементами калориметра являются сцинтилляционные плоскости, свет с которых направляется на фотоумножитель, расположенный на конце каждого модуля.

Сигналы с каждого фотоэлемента используются для измерения энергии и координаты, а также определения временных характеристик события. Энергосодержание в данном модуле получается из геометрического усреднения сигналов с двух фотоэлементов, а горизонтальная координата энергосодержания определяется длиной затухания в сцинтилляторе и отношением сигналов с фотоэлементов. Рис. 4.13 демонстрирует разницу

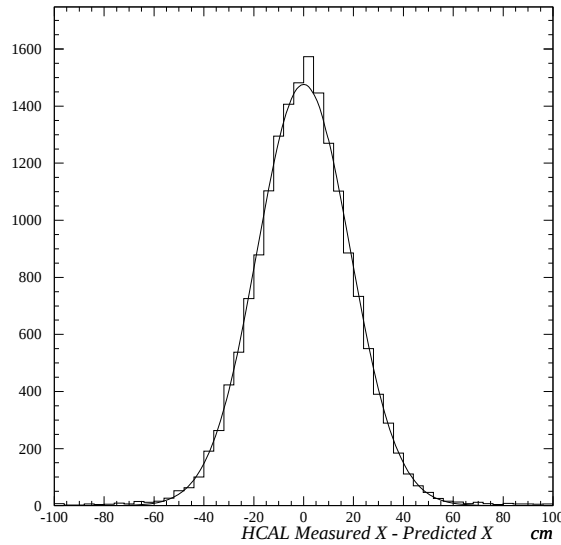


Рис. 4.13: Координатное разрешение для мюонов, проходящих через отдельный модуль адронного калориметра.

между предсказанной координатой и результатом измерения в адронном калориметре для мюонов, проходящих через отдельный модуль; типичное координатное разрешение ~ 20 см. Вертикальная координата определяется по форме энергосигнала и его распределению между модулями. Существует большая вероятность, что адроны преобразуются в адронный ливень приблизительно в $2,1 \lambda_{int}$ вещества до адронного калориметра.

Таким образом, общая адронная энергия должна быть взвешенной суммой энерговыделений в адронном и электромагнитном калориметрах.

4.3.10 Мюонные камеры

Мюонный детектор установки NOMAD состоит из 10 дрейфовых камер, использованных ранее в эксперименте UA1. Каждая камера имеет активную область $3,75 \times 5,55 \text{ м}^2$ с двумя плоскостями дрейфовых трубок в горизонтальном и двумя в вертикальных направлениях.

Камеры комбинируются в пары (модули) для реконструкции сегментов трека. Первая мюонная станция состоит из трёх модулей и расположена за адронным калориметром. За ней следует железный поглотитель толщиной 80 см и вторая мюонная станция из двух модулей (см. рис. 4.3 и 4.4).

Камеры обслуживаются газовой смесью аргон : этан (40% : 60%). Качество их работы непрерывно контролируется с помощью высокоэнергетичных мюонов, проходящих через детектор. Среднее пространственное разрешение для отсчётов лежит в области от 350 мкм до 600 мкм в зависимости от качества газовой смеси (рис. 4.14).

Средняя эффективность камер составляет 92,5%, а основным источником неэффективности (6,5%) является наличие мёртвых зон между дрейфовыми трубками.

Сегменты треков восстанавливаются отдельно в каждой из станций (3 или 4 отсчёта

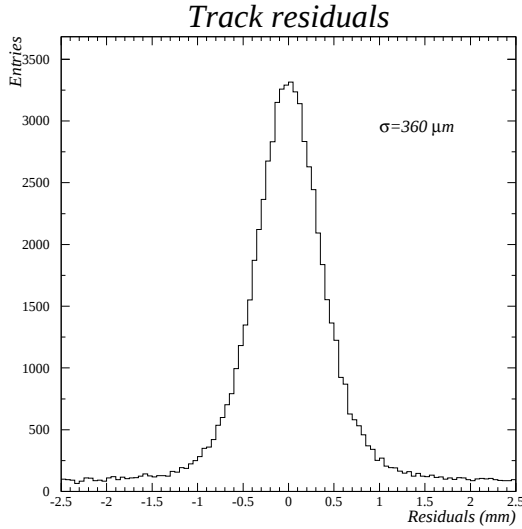


Рис. 4.14: Разрешение для сегментов в мюонных камерах, содержащих 4 отсчёта, при хорошем качестве газовой смеси.

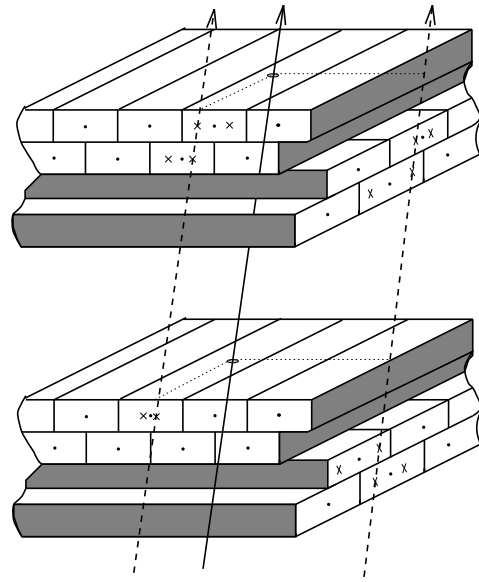


Рис. 4.15: Разрез модуля мюонных камер показывает геометрию дрейфовых трубок и характерное расположение отсчётов при прохождении мюона (основная линия) и реконструированные сегменты в проекциях (пунктирные линии).

на проекцию), см. рис. 4.15. Измеренная эффективность реконструкции сегментов трека равна 97%.

Мюоны идентифицируются, если они проходят более 8 длин взаимодействия вещества поглотителя (λ_{int}) и достигают мюонной станции 1, или $13 \lambda_{int}$ для мюонной станции 2. Порог на импульс для достижения мюонных камер (с вероятностью 50%) составляет 2,3 ГэВ/с для станции 1 и 3,7 ГэВ/с для станции 2.

Геометрически, вероятность попадания мюона в любую из двух станций $\sim 98\%$. Это число относится к мюонам, рождающимся в нейтринных взаимодействиях по каналу заряженного тока, с учётом усреднения по координате первичной вершины в мишенной части детектора NOMAD, и не включает те мюоны, которые останавливаются в веществе поглотителя.

4.4 Триггеры и набор данных

Следующие триггеры были использованы для анализа нейтринных взаимодействий в детекторе NOMAD [56]:

- $\bar{V} \times T_1 \times T_2$. Этот триггер позволяет проводить анализ нейтринных взаимодействий в дрейфовых камерах мишенной части установки. По крайней мере по одному отсчёту должно быть в триггерных плоскостях T_1 и T_2 . Для того, чтобы отбросить события с мюонами, пересекающими всю длину детектора, требуется отсутствия отсчёта в счётчиках вето (V). Частота срабатывания для этого триг-

гера $\sim 5,5/10^{13}$ *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 энергосделением больше 3 *mip* (минимальная ионизирующая частица) вызывают срабатывание этого триггера. События с мюонами, пересекающими передний калориметр, отбрасываются подмножеством системы вето V_8 . Около 6,5 нейтринных взаимодействий происходит в переднем калориметре 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* энергосделения в переднем калориметре. Частота срабатывания для этого триггера $\sim 1,5/10^{13}$ *p.o.t.*
- $\overline{T}_1 \times \overline{T}_2 \times ECAL$. Электромагнитный калориметр также использован в качестве мишени для нейтринных взаимодействий. Разные физические проблемы могут быть изучены, используя события, отобранные этим триггером; среди них $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ и $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ осцилляции. Энергосделение больше чем $\sim 1,5$ *mip* в электромагнитном калориметре запускает этот триггер, имеющий среднюю частоту срабатывания $\sim 2/10^{13}$ *p.o.t.*
- СЛУЧАЙНЫЙ. Случайный триггер, который позволяет изучать загрузку детектора, был сконструирован при помощи задержки $\overline{V} \times T_1 \times T_2$ триггера на 23 мкс (соответствует 1 обороту SPS).

Приблизительно 15 триггеров, соответствующих кандидатам на нейтринные взаимодействия, записывались 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 счётчиков.

Одним из триггеров является выбор электронов (от распада мюона или испускания δ -электрона), которые используются для изучения поведения электронов в детекторе. 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%.

4.5 Моделирование событий

На рис. 4.16 схематически представлена последовательность использования различных пакетов компьютерных программ для моделирования нейтринных взаимодействий в установке NOMAD.

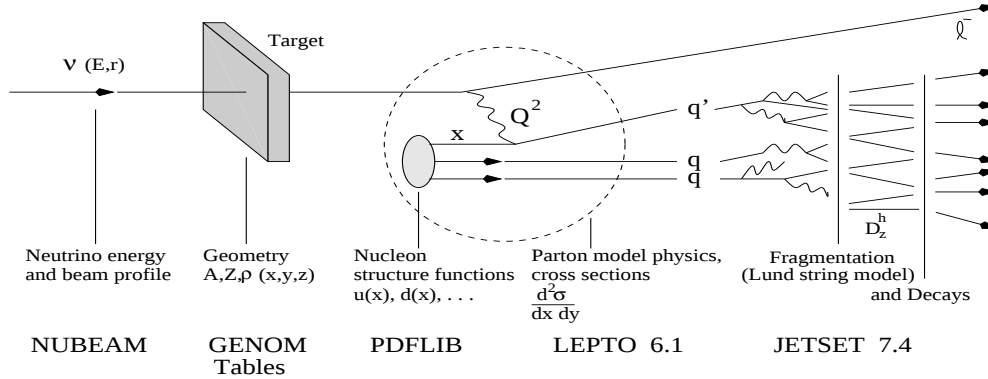


Рис. 4.16: Схема использования различных пакетов компьютерных программ для моделирования нейтринных взаимодействий в установке NOMAD [57].

Расчёт спектров налетающих нейтрино (пакет NUBEAM [50]) выполнен с помощью моделирования взаимодействий протонов с бериллиевой мишенью в рамках пакета FLUKA [3] с последующей транспортировкой вторичных частиц через распадный канал с помощью программы GEANT [4].

Генератор событий NOMAD (пакет NEGLIB [58]) используется для моделирования нейтринных (включая ν_τ) взаимодействий по каналам заряженного и нейтрального токов в приближении кварк-партонной модели с учётом КХД-эволюции структурных функций. Эта программа основана на использовании пакета LEPTO 6.1 [5] со следующими изменениями и дополнениями [59, 60]:

- приняты во внимание: масса вылетающего заряженного лептона и масса нуклона мишени;
- учтена поляризация вылетающего заряженного лептона;
- проведено моделирование распадов поляризованного τ -лептона;
- были устранены ограничения на область допустимых кинематических переменных (Q^2 , W^2 , ν). Это позволило добиться лучшего согласия между экспериментальными данными и смоделированными событиями;
- устранена ошибка в LEPTO пакете, связанная с отсутствием рассеяния на морских u и d кварках [60];
- могут быть использованы различные параметризации для Ферми-движения нуклонов внутри ядра (рис. 4.17).

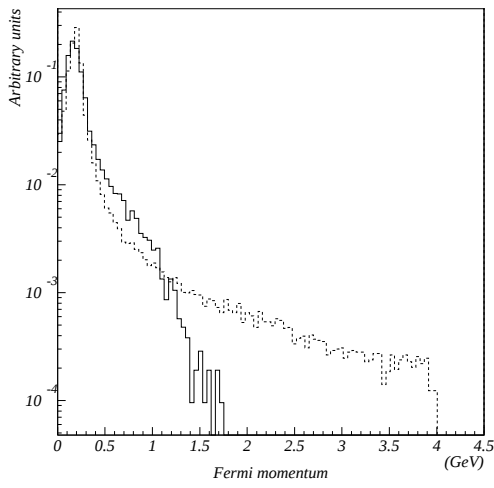


Рис. 4.17: Две параметризации Ферми-движения нуклона в ядре, которые использовались в пакете NEGLIB: Guo et al. - Irvine [61] (сплошная линия) и Bodek - Ritchie [62] (пунктир).

Программа полностью моделирует событие, используя энергетический спектр налетающих нейтрино. Адронизация образовавшихся партонов в наблюдаемые частицы выполнена в рамках струнной модели Лунд [7] с помощью программы JETSET 7.4 [8]. Внутрядерные перерасеяния моделировались программой HADRIN, основанной на модели Формирования Внутрядерного Каскада (FZIC) [9] и входящей в программу DPMJET [10]. Функции плотности партонов в нуклоне необходимы для определения состава нуклона в процессе вычисления сечения. Изначально, в эксперименте NOMAD использовалась GRV-НО параметризация [63] (из пакета PDFLIB [21]), справедливая в области $10^{-5} \leq x < 1$ и $0,3 \leq Q^2 \leq 10^8$ ГэВ²/с², затем была использована параметризация [6], справедливая в области $10^{-7} \leq x < 1$ и $0,8 \leq Q^2 \leq 10^8$ ГэВ²/с².

Было замечено, что для лучшего описания поведения адронной струи, наблюдаемого в реальных данных эксперимента NOMAD, энергетический порог E_{min} , при котором процесс фрагментации перестает создавать кварк-антикварковые пары, должен быть понижен вплоть до 0,1 ГэВ [64, 65].

Трассировка вторичных частиц через установку, их взаимодействия и распады, отклик различных частей установки моделируются с помощью программы GENOM [66], основанной на универсальном пакете для моделирования физических процессов GEANT.

4.6 Выводы

В данной главе мы рассмотрели принципиальную схему установки NOMAD, включая все важные поддетекторы. Задача, поставленная перед коллаборацией NOMAD, предъявила особые требования к детектору нейтринных взаимодействий. Мы убедились в том, что созданная установка отвечает необходимым требованиям и представляет собой уникальный инструмент для изучения нейтринных взаимодействий с качеством реконструкции событий сравнимым с качеством реконструкции в пузырьковых камерах. За время работы детектора с 1995 по 1998 годы было продемонстрировано, что качество работы различных частей детектора находится в хорошем согласии с ожидаемым.

В следующей главе мы подробно опишем процессы реконструкции нейтринных событий и идентификации нейтральных странных адронов, после чего, основываясь на полученных данных, будет рассказано об адекватности описания моделированными событиями экспериментальных данных и приведена процедура настройки программы генерации нейтринных взаимодействий в эксперименте NOMAD.

Глава 5

Реконструкция нейтринных событий и идентификация V^0 -вершин

5.1 Введение

Исследование физических процессов, происходящих внутри установки, требует восстановления картины взаимодействия в целом, то есть восстановления кинематики события, реконструкции треков и идентификации заряженных частиц, идентификации нейтральных частиц, точек вторичных взаимодействий рождённых частиц с веществом мишени, распадов частиц внутри установки и так далее.

Первым шагом полной реконструкции события является построение треков частиц на основе отсчётов, оставленных частицами в дрейфовых камерах. В § 5.2 рассматривается процесс реконструкции треков, их ассоциаций с соответствующими вершинами, и восстановление кинематики события на основе пакета программ, специально разработанных для эксперимента NOMAD [67, 68, 69].

Следующим шагом является идентификация нейтральных странных частиц (§ 5.3), распавшихся в детекторе на две противоположно заряженные частицы, оставившие два реконструированных трека, исходящих из одной вершины. Такие события получили название V^0 -события. Мы рассмотрим способ идентификации V^0 -вершин в эксперименте NOMAD, основанный на предположении о различных гипотезах распада, исходя из его кинематических свойств, и идентификации распада на основе полученных значений χ^2 (детальное описание данного метода, используемого в настоящей диссертации, можно найти в [70]).

5.2 Реконструкция ν_μ взаимодействий по каналу заряженного тока

5.2.1 Реконструкция заряженных треков

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

информации всех поддетекторов установки NOMAD.

Для хорошего измерения кинематики события необходима программа восстановления треков с высокой точностью и эффективностью, так чтобы измеренный импульс частицы не отклонялся заметно от его истинного значения. Требование хорошего импульсного разрешения особенно актуально для анализа выстроенности спинов, поскольку качество измерения угловых характеристик распадов $K^* \rightarrow K_S^0 \pi$ и $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ напрямую зависит от точности восстановления импульсов частиц.

Стратегия поиска и построения треков в эксперименте NOMAD состоит из четырёх этапов: построение триплетов, нахождение траектории в виде винтовой линии, отбор отсчётов и построение трека.

Построение триплетов

Каждая дрейфовая камера в установке NOMAD состоит из трёх измерительных плоскостей, две из которых повернуты в плоскости XY на $\pm 5^\circ$ относительно оси Y. Это сделано для улучшения измерения трёхмерной координаты трека. Измеряемые координаты называются U, Y, V (триплет) и определены по отношению к координатам детектора согласно:

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

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

Наиболее чувствительный критерий для выбора отсчётов, принадлежащих одному треку - это величина:

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

которая пропорциональна углу наклона трека в (XZ) плоскости ($tg\gamma$) и расстоянию между двумя измерительными плоскостями (Δz). Накладывая критерии на Δ , решается вопрос о том, какие отсчёты принадлежат одному треку и делается первая попытка решить “вверх-вниз” неоднозначность, которая присутствует при использовании дрейфовых камер, так как до реконструкции трека точно не известно с какой стороны от сигнальной проволоки пролетела частица.

Нахождение траектории в виде винтовой линии

Наличие трёх триплетов позволяет проверить, лежат ли они вдоль траектории, соответствующей винтовой линии движения заряженной частицы в постоянном магнитном поле, и вычислить параметры этой траектории.

Выбранные параметры винтовой линии - $X, Y, 1/R, tg\lambda, \phi, t_0$ (рис. 5.1), где X и Y - координаты, λ - угол наклона, ϕ - угол в (YZ) плоскости, отрицательный для треков, направленных вверх, R - радиус (с учётом знака) в (YZ) плоскости, t_0 - время, которое вычитается из времени дрейфа при вычислении дрейфового расстояния. Необходимость введения последнего параметра объясняется неопределённостью во времени срабатывания триггера и дополнительной возможностью аппроксимировать треки, не соответствующие времени основного триггера. При 6 параметрах, необходимых для построения траектории частицы в магнитном поле, у нас имеется 9 измерений в трёх камерах, следовательно, существует 3 возможных критерия проверить, принадлежат ли данные отсчёты одному треку. На практике оказалось, что достаточно использовать критерий, что все три триплета находятся на одной линии вдоль оси X.

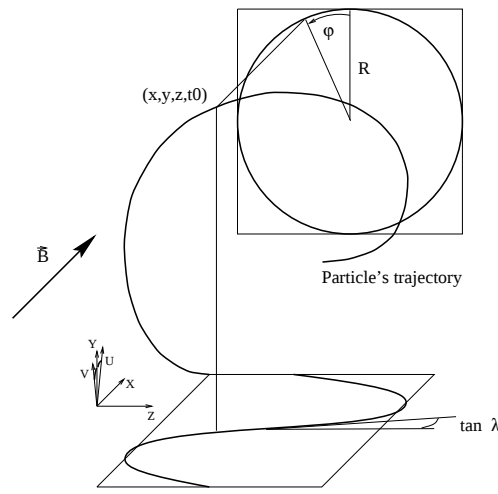


Рис. 5.1: *Определение параметров, которые служат для описания траектории заряженной частицы в установке NOMAD.*

Выбор отсчётов и поиск трека

Используя параметры винтовой линии, можно выбрать отсчёты вдоль траектории. При наличии трёх камер, в которых были построены триплеты, программой реконструкции начинается конструирование трека. Параметры винтовой линии вычисляются, если 3 триплета находятся на одной линии вдоль X в пределах допустимого отклонения. Если трек удовлетворяет критериям качества, то он добавляется к списку треков, в противном случае этот кандидат разрушается и рассматривается следующая совокупность отсчётов.

Нахождение параметров траектории

Решив задачу распознавания образов, можно приступить к аппроксимации созданных треков с целью определения их параметров, то есть импульсов заряженных частиц. Для выполнения этой задачи был использован фильтр Кальмана [71]. Фильтр Кальмана - это математическое название, присвоенное методу оценки параметров с помощью пошаговой методики наименьших квадратов. Идея фильтра Кальмана состоит в определении вектора параметров трека в данной измерительной плоскости, используя векторы параметров во всех предыдущих плоскостях дрейфовых камер. Таким образом, фильтр Кальмана позволяет выявлять отсчёты, не принадлежащие треку, а также осуществлять интерполяцию и экстраполяцию трека в другие поддетекторы. Одна итерация процедуры аппроксимирования треков проходит в 3 этапа: фильтрация вперёд, назад и сглаживание. Последний этап обеспечивает наилучшую возможную оценку параметров трека в любой измерительной плоскости. Критерием сходимости является изменение χ^2 трека между 2 итерациями.

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

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

где p_n - функция плотности вероятности для χ^2 распределения с n степенями свободы. Для правильно восстановленных треков $\mathcal{P}$ равномерно распределена в интервале от 0 до 1. Наличие плохо восстановленных треков приводит к избытку событий в области $\mathcal{P} \rightarrow 0$. Определив параметры трека, описанные в § 5.2.1, можно определить импульс и знак заряда частицы согласно:

$$p(\text{ГэВ}) = 0,003 \cdot B(T) \cdot R(\text{см})/\cos\lambda.$$

При аппроксимации треков учитывались ионизационные потери и потери электронов и позитронов на тормозное излучение. В результате описанной выше процедуры, распределение χ^2/NDF ($\chi^2/\text{число степеней свободы}$) имеет среднее значение ~ 1 и распределение $\mathcal{P}(\chi'^2 > \chi^2)$ выглядит равномерным, свидетельствуя о том, что качество реконструкции треков практически не зависит от пройденного частицей пути в детекторе (рис. 5.2).

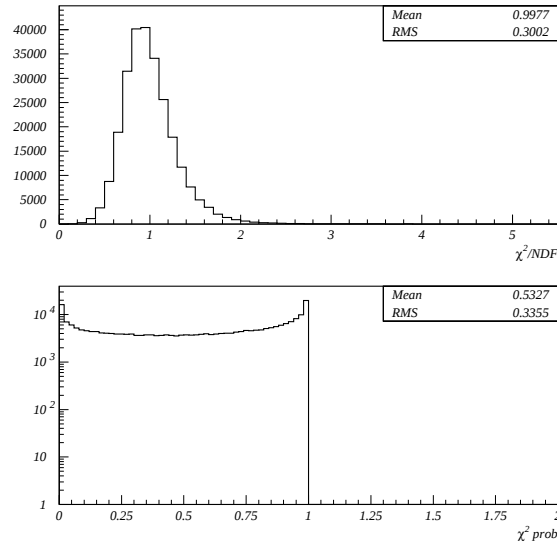


Рис. 5.2: Распределение χ^2 и вероятности χ^2 для мюонных треков из экспериментальных данных.

5.2.2 Реконструкция вершин

Вершиной называется точка, из которой исходит один или более треков, или же трек имеет излом, что могло бы быть результатом вторичного взаимодействия частицы с веществом детектора. Вершины подразделяются на несколько типов:

- *первичные* - вершины, в которых произошло нейтринное взаимодействие;
- *вторичные* - вершины, в которых родившиеся в первичной вершине частицы провзаимодействовали с веществом детектора, либо же в результате распада заряженной частицы появилась нейтральная частица, не оставившая трека;
- V^0 - вершины, из которых исходят два заряженных трека противоположного знака.

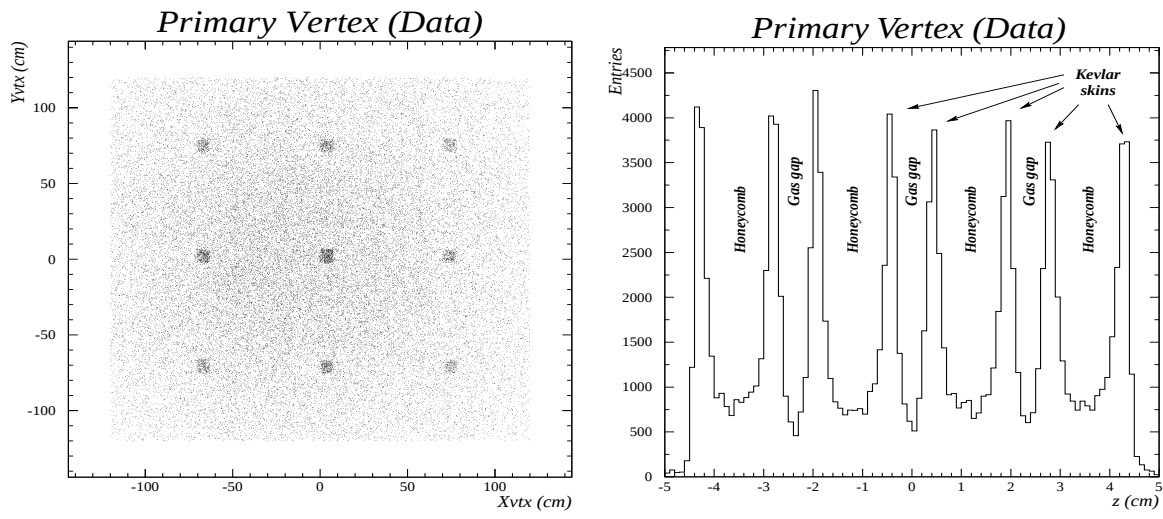


Рис. 5.3: Распределение координат первичной вершины в плоскости XY (левый рис.), и по направлению нейтринного пучка (правый рис.).

После этапа восстановления треков наступает стадия реконструкции вершин [72], основными задачами которой являются следующие:

- определение топологии события (решение о том, какие треки должны быть включены в вершину);
- определение положения вершины и параметров каждого трека в вершине;
- предварительное определение типа вершины.

Для реконструированной вершины вычисляются значения χ^2 и $\mathcal{P}(\chi'^2 > \chi^2)$ по аналогии с реконструкцией треков. Эта информация также позволяет не принимать в рассмотрение плохо реконструированные вершины.

Кратко суммируем результаты процедуры реконструкции вершин. 9 плотных точек в плоскости XY отображают максимальную плотность взаимодействий в детекторе, что соответствует стальной поддержке (левый рис. 5.3). Если проследить за Z координатой первичной вершины, то можно прийти к выводу, что большинство взаимодействий происходит в панелях дрейфовых камер (правый рис. 5.3). Пространственное разрешение реконструкции первичной вершины оказывается достаточно хорошим: достигается разрешение 600 мкм, 90 мкм, 860 мкм для X , Y , Z координат соответственно (см. рис. 5.4). Наилучшее разрешение достигается для Y координаты, что объясняется ориентацией измерительных проволок в дрейфовых камерах вдоль оси X .

5.2.3 Идентификация событий заряженного тока

Взаимодействием нейтрино по каналу заряженного тока называется такое взаимодействие, в результате которого нейтрино рассеивается на нуклоне посредством обмена заряженным W -бозоном с образованием мюона. Необходимым критерием идентификации этого взаимодействия является наличие мюона, выходящего из первичной вершины

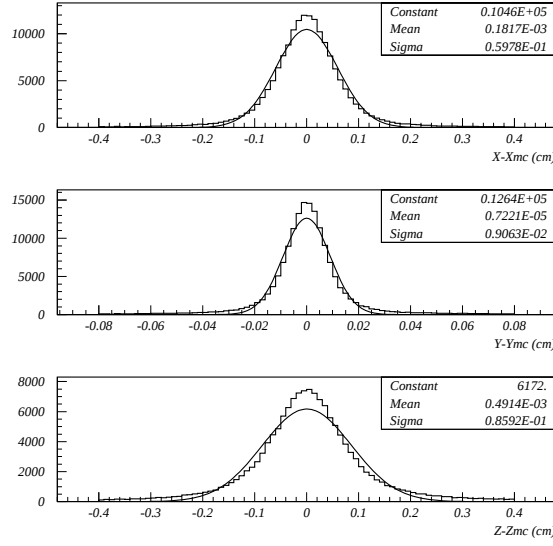


Рис. 5.4: Пространственное разрешение при реконструкции вершины в ν_μ взаимодействиях в наборе МС: достигается разрешение 600 мкм, 90 мкм, 860 мкм для X, Y, Z координат соответственно.

и достигшего первой и второй мюонных станций. Благодаря присутствию мюона (в отличие от взаимодействия по каналу нейтрального тока [1]), представляется возможным измерить энергию налетающего нейтрино.

Восстановление энергии нейтрино

В нашем анализе использовались три способа вычисления энергии нейтрино.

Полная видимая энергия

$$E_\nu = E_\mu + \sum E_c + \sum E_n,$$

где E_μ – энергия мюона, $\sum E_c$ – сумма энергий всех реконструированных заряженных треков (предполагая массу пиона для неидентифицированных частиц), $\sum E_n$ содержит энергию всех идентифицированных нейтральных распадов, фотонных конверсий, выделенную энергию в адронном калориметре.

Учёт недостающего поперечного импульса

$$E_\nu = p_L^\mu + p_L^{had} \frac{p_T^\mu}{p_T^{had}},$$

где p_L^μ и p_L^{had} – продольные (вдоль оси пучка нейтрино) компоненты импульсов мюона и адронной струи, p_T^μ и p_T^{had} соответственно – поперечные компоненты. Этот метод [73] учитывает вклад в энергию нейтрино от нереконструированных треков (например, нейтральных адронов), используя информацию о недостающем поперечном импульсе, в предположении, что суммарный импульс нереконструированных треков коллинеарен импульсу реконструированной адронной струи.

$$E_\nu = E_\mu \frac{\sin \gamma + \sin \theta + \sin(\theta + \gamma)}{2 \sin \gamma},$$

где E_μ - энергия мюона, а θ, γ - углы вылета мюона и адронной струи по отношению к оси пучка нейтрино. Этот метод обсуждается в [74].

На рис. 5.5 приведены распределения по переменной $(E_\nu^{rec} - E_\nu^{sim})/E_\nu^{sim}$, вычисленные тремя разными методами восстановления энергии нейтрино. Можно сделать вывод, что все три метода дают хорошее разрешение. В качестве основного метода восстановления энергии нейтрино в нашем анализе принят метод полной видимой энергии, как дающий наименьшее смещение и лучшее разрешение.

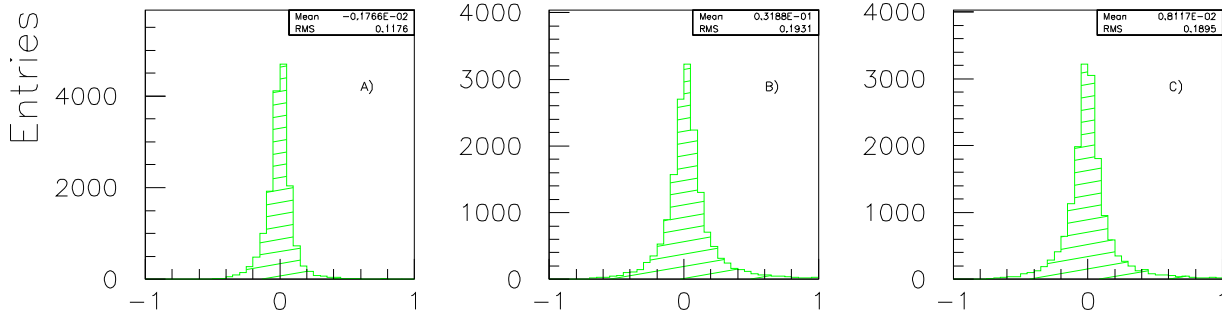


Рис. 5.5: Разрешение по энергии нейтрино, рассчитанные по методам: A) полной видимой энергии; B) с учётом недостающего поперечного импульса; C) двойного угла.

Отбор нейтринных взаимодействий

Необходимым условием при идентификации нейтринного события заряженного тока является наличие реконструированного и идентифицированного трека мюона, выходящего из первичной вершины. Фоном к событиям заряженного тока являются события нейтрального тока, в которых один из адронов в адронной струе распался с образованием мюона, либо же ν_e , $\bar{\nu}_\mu$, $\bar{\nu}_e$ события по каналу заряженного тока, в которых лептон был неправильно идентифицирован как мюон.

Для выделения ν_μ взаимодействий по каналу заряженного тока мы использовали следующие критерии, накладываемые на нейтринные взаимодействия:

- первичная вершина должна находиться в эффективном объёме детектора NOMAD: $|X, Y| < 120$ см, $5 < Z < 395$ см (данное условие необходимо для более точного восстановления кинематики события и импульсов треков);
- необходимость присутствия в первичной вершине идентифицированного мюона (μ^-);
- из первичной вершины должно выходить как минимум два заряженных трека (включая мюон);
- квадрат реконструированной массы адронов должен быть положительным: $W^2 > 0$ ГэВ²;
- реконструированная энергия нейтрино должна быть меньше 300 ГэВ.

Результаты реконструкции нейтринных событий

Результаты процедуры реконструкции и отбора нейтринных событий в эффективном объёме (ЭО) детектора приведены в таблице 5.1 для набора моделированных событий и экспериментальных данных.

Таблица 5.1: *Результаты идентификации нейтринных событий в данных и моделированных событиях.*

	МС			Данные
	ν_μ вз. ЗТ	$\bar{\nu}_\mu$ вз. ЗТ	ν_μ вз. НТ	–
Смоделировано в ЭО	2721971	388994	1022262	–
Идентифицировано как				
ν_μ ЗТ	2321741	4088	8059	1127382
$\bar{\nu}_\mu$ ЗТ	3087	321472	844	54405
ν_μ НТ	333267	23200	967500	735982
ϵ (%)	$85,30 \pm 0,08$	$82,64 \pm 0,20$	$94,64 \pm 0,13$	–

Для полноты картины мы привели также информацию для $\bar{\nu}_\mu$ событий заряженного тока и ν_μ событий нейтрального тока, хотя в настоящем анализе эти наборы данных использоваться не будут. Тем не менее, эта информация нужна для вычисления чистоты набора ν_μ событий заряженного тока в данных, так как из-за эффектов реконструкции и идентификации происходит перетекание (переход) некоторой доли событий из других наборов в изучаемый нами набор. Используя данные таблицы 5.1, информацию о числе взаимодействий нейтрино различных ароматов (см. таблицу 4.1), а так же различие в сечениях взаимодействия заряженного и нейтрального токов, нами были вычислены следующие значения для чистоты наборов событий в данных: 99,6% ν_μ событий заряженного тока, 95,5% $\bar{\nu}_\mu$ событий заряженного тока, 72,1% ν_μ событий нейтрального тока. Наблюдается высокая чистота (отношение правильно идентифицированных событий к общему числу событий) ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$ событий заряженного тока в данных. Набор ν_μ событий нейтрального тока в данных содержит примесь нейтринных событий другого типа на уровне 30%. В целом можно заключить, что в нашем анализе мы используем набор событий, идентифицированный с высокими эффективностью и чистотой.

Следующим шагом является идентификация нейтральных странных частиц в детекторе NOMAD.

5.3 Идентификация V^0 -вершин

Нейтральные странные частицы (Λ^0 , K_S^0 , $\bar{\Lambda}^0$) обладают двумя замечательными свойствами, позволяющими с достаточной лёгкостью идентифицировать их и накопить большую статистику, необходимую для детального проведения анализа при изучении свойств их рождения:

- за своё время жизни, нейтральные странные частицы проходят в среднем 30-40 см и распадаются в эффективном объёме детектора NOMAD;

- вероятности распада нейтральных странных частиц на две заряженные частицы довольно большие: 0,686 для $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ и 0,639 для $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$ и $\bar{\Lambda}^0 \rightarrow \bar{p}\pi^+$.

Рис. 5.6 иллюстрирует способность детектора NOMAD и программы реконструкции треков и вершин наблюдать распады нейтральных странных частиц (V^0 -вершины).

Наша задача - идентифицировать 4 типа V^0 -вершин: распады $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$, $\bar{\Lambda}^0 \rightarrow \bar{p}\pi^+$, $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ и конверсию фотона в кулоновском поле ядра $\gamma \rightarrow e^+e^-$ с разрешением неоднозначности в пользу той или иной гипотезы.

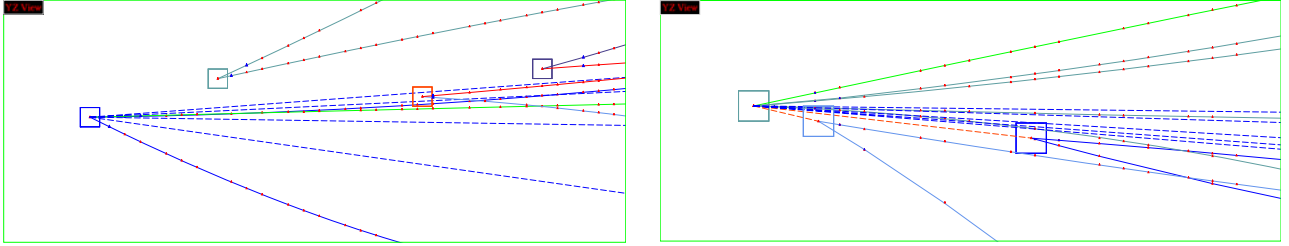


Рис. 5.6: Реконструированное событие в данных, содержащее 3 вершины V^0 типа, идентифицированных как распад K_S^0 (левый рис.). 2 вершины V^0 типа, идентифицированных как распад Λ^0 и $\bar{\Lambda}^0$ (правый рис.).

В эксперименте NOMAD в интересующей нас области импульсов нейтральных странных частиц невозможно отличить протон от π^+ мезона, поэтому любой метод идентификации V^0 распада, с необходимостью, должен быть основан на кинематических критериях. Для этой цели мы располагаем следующим набором кинематических переменных:

- импульсы положительно и отрицательно заряженных треков $p^\pm$, а также образованные из них переменные: p_T^{int} - модуль поперечной компоненты импульсов $p^\pm$ по отношению к их сумме P_V , $P_L^\pm$ - продольная компонента импульсов, и параметр асимметрии $\alpha = \frac{P_L^+ - P_L^-}{P_L^+ + P_L^-}$;
- инвариантная масса m_{inv} , $c\tau$, где τ - время жизни V^0 частицы в её системе покоя.

Необходимо заметить, что доля нейтральных странных частиц среди всех реконструированных частиц V^0 типа составляет чуть более 10%: 5% Λ^0 , 7,8% K_S^0 , 0,5% $\bar{\Lambda}^0$. Подавляющий фон происходит от $\gamma \rightarrow e^+e^-$ конверсий, от вторичных взаимодействий нейтронов, пионов, и от случайных ассоциаций двух треков в одну вершину со свойствами V^0 . Поэтому, сначала необходимо подавить как можно сильнее фон к нужным нам событиям. На рис. 5.7 приведены распределения в данных и моделированных событиях по инвариантной массе положительно и отрицательно заряженных треков в предположении K_S^0 , Λ^0 и $\bar{\Lambda}^0$ распадов до идентификации V^0 вершин, при условии её нахождения в эффективном объёме установки NOMAD. Приведённые распределения с очевидностью демонстрируют существование сигнала от распадов K_S^0 , Λ^0 и $\bar{\Lambda}^0$ в данных.

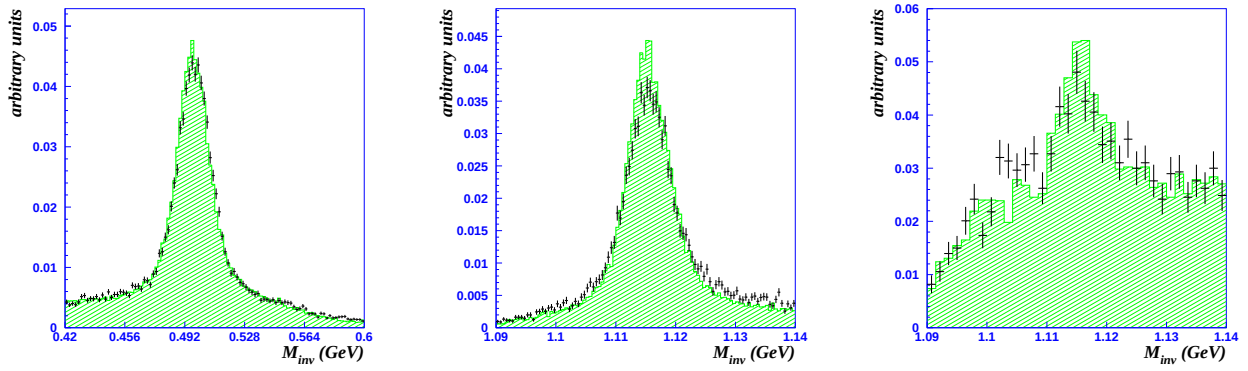


Рис. 5.7: Распределение по инвариантной массе K_S^0 мезонов (слева), Λ^0 (в центре) и $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов (справа) до идентификации. $m_K = 0,498$ ГэВ, $m_\Lambda = m_{\bar{\Lambda}} = 1,116$ ГэВ (PDG).

5.3.1 Предварительный отбор V^0 -вершин

Дискриминирующие переменные

Для эффективного подавления фона полезно найти такие переменные, в терминах которых поведение сигнала и фона различно. Мы использовали следующие переменные:

Координаты реконструированной вершины V^0 распада (x_v, y_v, z_v).

Из геометрических соображений очевидно, что эффективность реконструкции V^0 вершины уменьшается с приближением к краю системы дрейфовых камер, поэтому имеет смысл избавиться от таких событий наложив условие, чтобы реконструированные координаты V^0 вершины находились внутри некоторого эффективного объёма дрейфовых камер.

Расстояние, пройденное частицей до распада по её “внутренним часам” (с τ).

По определению

$$\tau = d \frac{M}{P_V}, \quad (5.1)$$

где d - расстояние, пройденное частицей до распада, M - её масса, P_V - модуль импульса V^0 . Распределение по переменной τ для сигнала должно быть экспоненциальным:

$$\frac{dN}{N} \sim e^{-\tau/\tau_V},$$

где τ_V - среднее время жизни V^0 , тогда как распределение для γ конверсий и комбинаторного фона не зависит существенно от расстояния до первичной вершины.

Поперечная компонента полного импульса двух исходящих заряженных треков, относительно направления вылета V^0 (линия, соединяющая первичную и V^0 вершины) (P_T^{dirv}).

Рис. 5.8 иллюстрирует смысл переменной P_T^{dirv} как условие на коллинеарность восстановленного вектора импульса V^0 и геометрического направления его движения. Фоновые частицы должны иметь более широкое распределение по этой переменной из-за вторичных взаимодействий, случайных ассоциаций двух треков в одну вершину, или же отдачи части импульса ядру в случае γ конверсий. Это условие так же отделяет бóльшую часть V^0 событий, произошедших в результате взаимодействия первичных частиц с веществом дрейфовых камер.

Внутренний поперечный импульс продуктов распада V^0 (P_T^{int}).

Эта переменная, являясь инвариантом преобразования Лоренца вдоль импульса V^0 , содержит важную информацию о максимально возможном импульсе продуктов распада в системе покоя V^0 :

$$p^* = \frac{\sqrt{(M^2 - (m_+ + m_-)^2)(M^2 - (m_+ - m_-)^2)}}{2M}.$$

С помощью критерия, накладываемого на P_T^{int} , можно подавить фон от γ конверсий, так как для них характерны очень малые значения P_T^{int} .

Вероятность иметь данный χ^2 для реконструированной V^0 -вершины ($Prob(\chi^2)$).

Вероятность иметь данный χ^2 для реконструированной V^0 -вершины, вычисленная согласно § 5.2.2, является важным критерием качества восстановления V^0 -вершины. Большая часть фоновых событий имеет $Prob(\chi^2) \approx 0$.

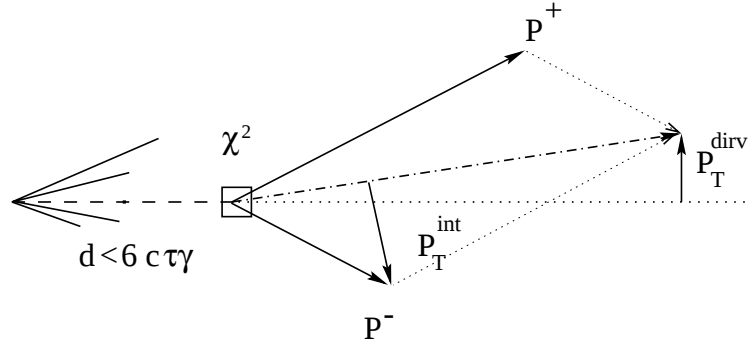


Рис. 5.8: Пояснения к критериям отбора V^0 -событий.

Рис. 5.9 иллюстрируют распределения по x_v , y_v , z_v , P_T^{dirv} , $P(\chi^2)$, $c\tau$, P_T^{int} для V^0 -событий. Хорошо видно, что большую часть фоновых событий можно отбросить без какой бы то ни было идентификации, просто накладывая условия на вышеперечисленные переменные.

Условия отбора

Оптимальными, с точки зрения сохранения как можно большей полезной статистики при отбрасывании как можно большего числа фоновых событий, были выбраны следующие условия отбора [70]:

- вершина V^0 должна находиться в эффективном объёме детектора NOMAD:
 $|X, Y| < 120$ см, $5 < Z < 395$ см;
- $P(\chi^2) > 0,01$;
- $p_T^{dirv} < 100$ МэВ/с;
- $p_T^{int} > 20$ МэВ/с;
- $c\tau < 6c\tau_\gamma$.

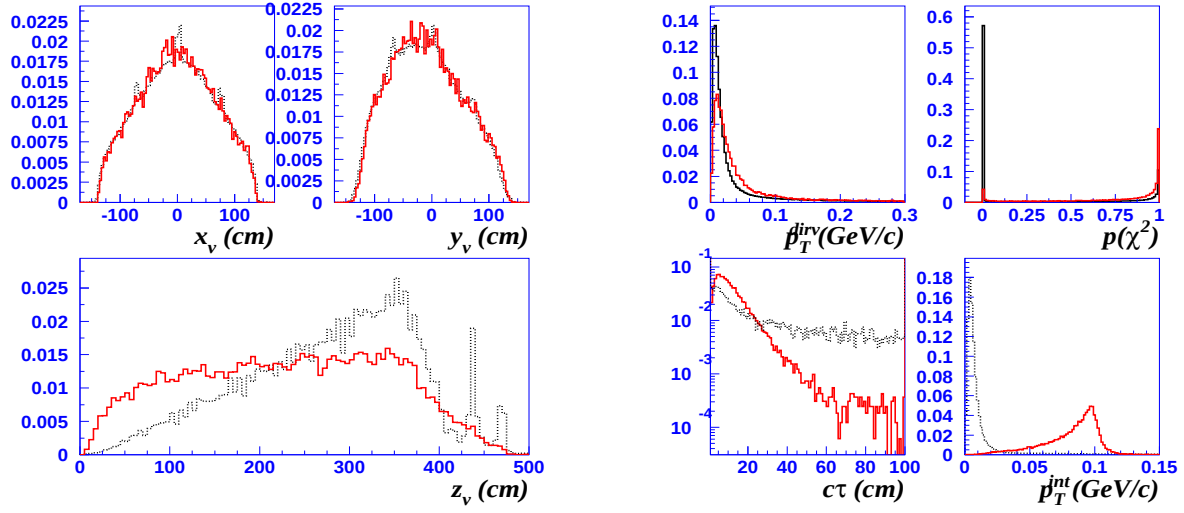


Рис. 5.9: Распределения по переменным $x_v, y_v, z_v, P_T^{dirv}, P(\chi^2), ct, P_T^{int}$ V^0 событий для Λ^0 гиперонов (сплошная линия) и для фона (пунктирная линия).

Выбирая “оптимальные” критерии для подавления фона, нужно отдавать себе отчёт в том, что любые другие, несколько отличающиеся от них критерии, так же должны иметь право на существование. Другими словами, любой анализ, использующий подобные критерии отбора, должен продемонстрировать свою стабильность по отношению к изменению используемых критериев. Внимание этому вопросу будет уделено в §§ 7.2 и 8.3.

5.3.2 Идентификация V^0 -вершин

Использование критериев отбора позволяет в существенной степени подавить фон от вторичных взаимодействий, случайных ассоциаций и γ конверсий. Следующим шагом, который нужно сделать, это идентифицировать нейтральные странные частицы на основе кинематических критериев. Существует несколько методов идентификации V^0 частиц, в основе каждого из них лежат особенности V^0 распада. В нашем анализе идентификация V^0 -распадов ($\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-, K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-, \bar{\Lambda}^0 \rightarrow \bar{p}\pi^+$ и для гипотезы фотонной конверсии $\gamma \rightarrow e^+e^-$) была проведена с использованием метода, основанного на выборе значения функции χ^2 в предположении нескольких гипотез распада, который позволяет извлечь максимум информации о кинематике распада (см. подробнее в [75, 76, 77, 78]). Законы сохранения энергии-импульса использовались для проверки того, удовлетворяют ли исследуемой гипотезе измеренные импульсы выходящих из V^0 вершины треков, а также направление движения V^0 частицы. Процедура идентификации включает в себя 2 этапа (более подробно о данном методе идентификации и его применении для эксперимента NOMAD рассказывается в [70], здесь мы приведём только основные моменты):

1. вычисление для каждой V^0 -вершины 4 значений χ_α^2 для различных гипотез ($\alpha = \Lambda^0 \rightarrow p\pi^-, K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-, \bar{\Lambda}^0 \rightarrow \bar{p}\pi^+, \gamma \rightarrow e^+e^-$);
2. идентификация типа V^0 распада на основе полученных значений χ_α^2 .

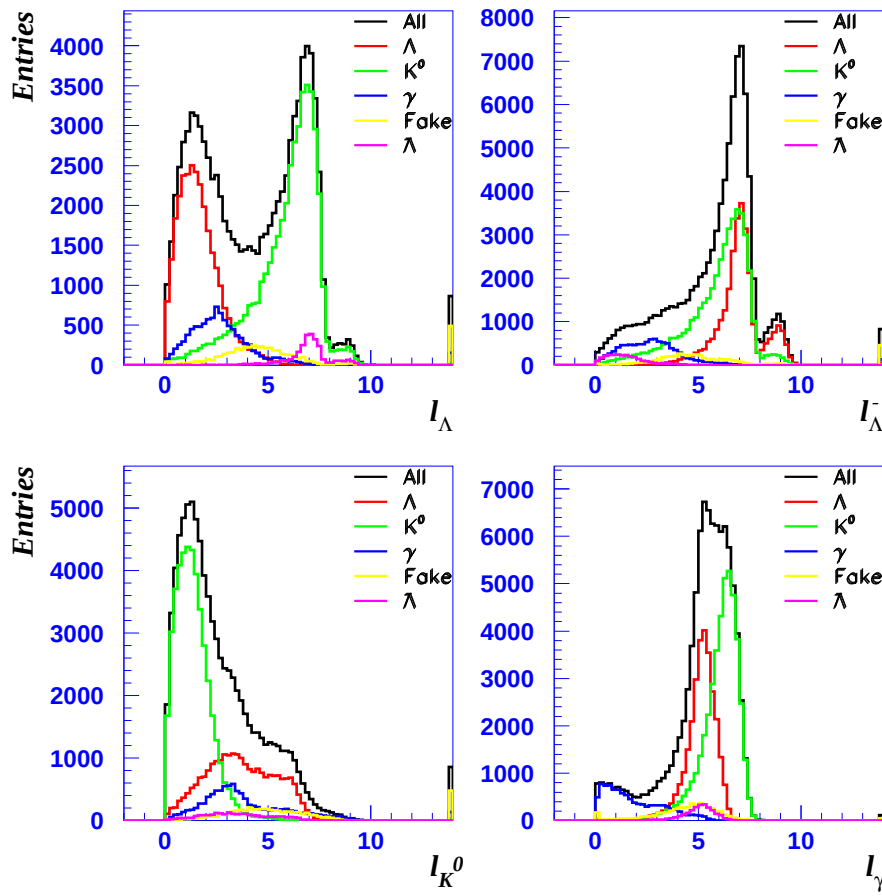


Рис. 5.10: Распределения l_α для моделированных событий.

Качественно, идея идентификации на основе χ_α^2 распределений очень проста. Естественно ожидать, скажем, что для Λ^0 гиперонов значение $\chi_{\Lambda^0}^2$, соответствующее гипотезе $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$, будет малой величиной, тогда как все остальные гипотезы будут менее вероятны, чем будут соответствовать большие значения χ_α^2 ($\alpha = K_S^0, \bar{\Lambda}^0, \gamma$). Получившиеся распределения χ_α^2 имеют довольно длинные “хвосты”, поэтому для целей идентификации удобнее перейти к переменным:

$$\chi_\alpha^2 \rightarrow l_\alpha = \ln(1 + \chi_\alpha^2).$$

На рис. 5.10 приведены распределения l_α для разыгранных V^0 распадов в предположении различных гипотез V^0 . Из рис. 5.10 можно сделать следующие выводы:

- бóльшую часть событий можно идентифицировать как соответствующие V^0 распады, накладывая критерии на l_α , поскольку распределения по этим переменным различны для разных V^0 распадов.
- остаётся часть событий для которых распределения l_α пересекаются, что приводит к существованию неоднозначно идентифицированных событий.

Распределения на рис. 5.10, являясь одномерными, не учитывают корреляции между переменными l_α , поэтому идентификация только на основе этих распределений была бы неэффективной. Гораздо более мощным методом идентификации является нахождение

областей в 4-х мерном пространстве l_α , соответствующих настоящим V^0 распадам. Для поиска соответствующих областей в принципе можно использовать различные подходы, как то: составление функции правдоподобия, нейронные сети, геометрический поиск. Мы использовали последний из-за его простоты.

Ключевым принципом при идентификации V^0 было нахождение оптимума между взаимоисключающими требованиями: максимально возможной чистотой и статистикой идентифицированных событий. Процедура идентификации при данных условиях состояла из двух шагов:

- мы выбираем поднабор *однозначно идентифицированных* V^0 с высокой чистотой (98% для K_S^0 , 97% для Λ^0 , 90% для $\bar{\Lambda}^0$), требуя, чтобы часть однозначно идентифицированных V^0 в конечном наборе V^0 составляла не менее 90%;
- затем мы добавляем поднабор *неоднозначно идентифицированных* V^0 , разрешая неоднозначности между Λ^0/K_S^0 и $\bar{\Lambda}^0/K_S^0$ в пользу максимально возможной чистоты.

Такой подход позволил нам свести часть перепутанных событий в конечном наборе идентифицированных событий к $\sim 10\%$. Чтобы не иметь возможной статистической зависимости, весь набор моделированных событий был поделён поровну: первая половина служила для нахождения нужных нам областей в 4-х мерном пространстве l_α , а вторая использовалась для независимой проверки чистоты и эффективности алгоритма идентификации.

5.3.3 Результаты идентификации V^0

Принципиально важными параметрами любой процедуры идентификации являются её эффективность и чистота.

Эффективность

Три источника влияют на эффективность отбора нужных V^0 событий: эффективность реконструкции V^0 вершин (ϵ_r), эффективность отбрасывания фона (ϵ_s), эффективность идентификации оставшихся V^0 (ϵ_i). Определим эти величины согласно:

$$\epsilon_r = \frac{\text{Количество реконструированных } V^0 \rightarrow h^+ h^- \text{ событий}}{\text{Количество симулированных } V^0 \rightarrow h^+ h^- \text{ событий}},$$

$$\epsilon_s = \frac{\text{Количество отобранных } V^0 \rightarrow h^+ h^- \text{ событий}}{\text{Количество реконструированных } V^0 \rightarrow h^+ h^- \text{ событий}},$$

$$\epsilon_i = \frac{\text{Количество идентифицированных } V^0 \rightarrow h^+ h^- \text{ событий}}{\text{Количество отобранных } V^0 \rightarrow h^+ h^- \text{ событий}}.$$

Глобальная эффективность реконструкции и идентификации определяется как:

$$\epsilon = \epsilon_r \times \epsilon_s \times \epsilon_i = \frac{\text{Количество идентифицированных } V^0 \rightarrow h^+ h^- \text{ событий}}{\text{Количество симулированных } V^0 \rightarrow h^+ h^- \text{ событий}}.$$

Это число определяет часть событий, которую возможно реконструировать и идентифицировать из первоначального набора V^0 в эксперименте NOMAD.

Чистота

Чистота идентификации несёт в себе информацию о части *правильно* идентифицированных событий в полном наборе V^0 , и определяется согласно:

$$P = \frac{\text{Число идентифицированных } V^0 \rightarrow h^+h^- \text{ распадов правильного типа}}{\text{Число идентифицированных } V^0 \rightarrow h^+h^- \text{ распадов}}$$

Результаты реконструкции и идентификации Λ^0 , K_S^0 и $\bar{\Lambda}^0$ в ν_μ событиях заряженного тока приведены в таблице 5.2 [70].

На основании результатов идентификации V^0 можно сделать следующие выводы:

- Эффективность идентификации V^0 в ν_μ событиях заряженного тока высока ($\epsilon_i \sim 87\%$ для Λ^0).
- Λ^0 и K^0 идентифицированы с высокой чистотой в ν_μ событиях заряженного тока, при этом набор Λ^0 гиперонов состоит из 95,9% настоящих Λ^0 , 2,3% K_S^0 , 0,2% γ -конверсии и 1,6% остального фона. Набор K_S^0 состоит из 97,2% настоящих K_S^0 , 1,7% Λ^0 , вклад от γ -конверсий, $\bar{\Lambda}^0$ и случайно реконструированных событий составляет 1,1%.

В наборе $\bar{\Lambda}^0$, рождающихся в ν_μ взаимодействиях по каналу заряженного тока, содержится 89,7% настоящих $\bar{\Lambda}^0$, 5,4% K_S^0 и 5,0% γ -конверсий и случайно реконструированных треков.

Интересной выглядит иерархия в эффективности реконструкции для Λ^0 (29,5%), $\bar{\Lambda}^0$ (44,1%). Заметим ещё раз, что эффективность реконструкции V^0 не имеет никакого отношения к идентификации V^0 , и относится только к возможности программы реконструкции восстановить V^0 вершину. Объяснение этого эффекта заключается в разной средней энергии рождающихся Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0$, что приводит, соответственно, к иерархии средних импульсов продуктов распада данных V^0 ($\langle p_\pi^{\Lambda^0} \rangle = 0,65$ ГэВ/с, $\langle p_\pi^{\bar{\Lambda}^0} \rangle = 1,3$ ГэВ/с). Эффективность реконструкции треков, в свою очередь, сильно зависит от импульса трека (для импульсов < 1 ГэВ/с).

Наконец, последнее замечание касается чистоты и эффективности идентификации набора $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов. Относительно малый выход $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов при неизменном фоне приводит к меньшим ϵ_i , $P_{\bar{\Lambda}}$ (по сравнению с Λ^0).

Таблица 5.2: *Результаты идентификации V^0 событий в ν_μ взаимодействиях заряженного тока в данных и моделированных событиях.*

Набор событий		МС			Данные	
N (ν_μ ЗТ)		2321741			1127382	
Тип V^0	Λ^0	K_S^0	$\bar{\Lambda}^0$	Λ^0	K_S^0	$\bar{\Lambda}^0$
Всего смод.	185010	239128	12679	—	—	—
Смод. в ЭО	151192	187619	9534	—	—	—
Рек. и идент.	25808	41533	1981	8087	15074	649
Состав						
Λ^0	24740	707	1	—	—	—
K_S^0	606	40387	107	—	—	—
$\bar{\Lambda}^0$	0	97	1777	—	—	—
“случайные V^0 ”*	462	342	96	—	—	—
ε_r (%)	29,5	36,3	44,1	—	—	—
ε_s (%)	67,0	67,3	65,7	—	—	—
ε_i (%)	86,6	93,1	72,0	—	—	—
ε (%)	17,1	22,8	20,9	—	—	—
Чистота (%)	95,9	97,2	89,7	—	—	—

* V^0 , состоящие из конверсий фотонов в e^+e^- пары, рассеяния нейтронов и случайных объединений заряженных треков в V^0 события.

5.4 Выводы

В этой главе мы рассмотрели вопрос реконструкции и идентификации ν_μ взаимодействий по каналу заряженного тока: построение треков частиц и восстановление кинематики события. Этот набор событий в данных реконструирован с высокой эффективностью ($\sim 85\%$) и обладает малой примесью фоновых событий ($\sim 0,4\%$).

Кроме того, в этой главе мы описали используемый в нашем анализе метод идентификации нейтральных странных частиц (Λ^0 , K_S^0 , $\bar{\Lambda}^0$), распавшихся на два заряженных трека, исходящих из одной вершины. Полученные наборы идентифицированы с высокой чистотой и представляют собой статистику, более чем в 30 раз превышающую числа событий в предыдущих экспериментах, выполненных на пузырьковых камерах [79, 80, 81].

Следующая глава диссертации посвящена настройке параметров генератора нейтринных взаимодействий в эксперименте NOMAD, основанной на результатах, полученных в данной главе. Нами также будет приведено детальное сравнение распределений всех важных кинематических переменных в данных и моделированных событиях.

Глава 6

Настройка программы моделирования нейтринных взаимодействий

6.1 Введение

Как уже говорилось в самом начале диссертации, в настоящее время в физике высоких энергий для описания явлений, происходящих внутри установки, широко используется метод моделирования событий, с помощью которого решаются практически все задачи, связанные с реконструкцией и анализом данных:

- вычисление эффективности восстановления кинематических переменных (необходимо для корректного учёта искажений различных физических распределений);
- реконструкция и идентификация частиц (эффективность и уровень подавления фона);
- изучение систематических ошибок.

Таким образом, некоторые результаты могут напрямую зависеть от точности и правильности моделирования событий. Процесс моделирования можно разделить на две независимые задачи¹: моделирование отклика детектора на событие (данная задача, вообще говоря, не является 100 % решаемой, ввиду невозможности учёта всех физических процессов, происходящих внутри установки и связанных с регистрацией частиц) и моделирования непосредственно самого взаимодействия нейтрино с нуклоном (сечение взаимодействия, тип кварка, на котором происходит рассеяние, фрагментация кварков в адроны), что, к большому сожалению, также не является на сегодняшний день решённой задачей. При моделировании взаимодействия наибольшей популярностью пользуется модель Лунд фрагментации струны, однако, она содержит огромное число параметров, которые не являются универсальными и могут зависеть от некоторых факторов (например, от энергии взаимодействия). Поэтому, для каждого эксперимента необходимо иметь свой набор параметров, адекватно описывающий данные в интересующей нас кинематической области. Одной из задач настоящей диссертации является настройка параметров фрагментации струны на основе результатов, полученных для выходов странных частиц в эксперименте NOMAD. Данный набор параметров

¹В данном случае мы рассматриваем только моделирование нейтринных взаимодействий внутри установки, пропуская цепочку моделирования нейтринного пучка.

в дальнейшем может быть также применён к будущим нейтринным экспериментам со схожим энергетическим спектром нейтринного пучка.

Далее будет показано несоответствие экспериментальным данным изначально использованной в эксперименте NOMAD версии программы моделирования событий, а также её настраивание по переменным, необходимым для нашего дальнейшего анализа. Затем мы приведём сравнение данных и моделированных событий с настроенными параметрами фрагментации струны.

6.2 Вычисление выходов нейтральных странных частиц

Определим выход (множественность) адрона сорта h (с числом адронов N_h) по отношению к числу ν_μ взаимодействий по каналу заряженного тока ($N_{\nu_\mu CC}$) следующим образом:

$$\mathcal{T}_h = \frac{N_h}{N_{\nu_\mu CC}}. \quad (6.1)$$

Правильная оценка величины $\mathcal{T}_h$ является достаточно тонким вопросом. Дело в том, что адроны в детекторе рождаются как в первичной вершине, так и в результате вторичных взаимодействий частиц, родившихся в первичной вершине, с веществом установки. Выходы вторичных адронов зависят от плотности и атомного состава вещества установки и, таким образом, варьируются от эксперимента к эксперименту. Автору настоящей работы не известно, делались ли в предыдущих нейтринных экспериментах попытки изучить и учесть эти эффекты при вычислении выходов частиц. При вычислении поправок для выходов нейтральных странных частиц в данных, использовались только моделированные события с первичными адронами. Учёт вторичных адронов в эксперименте NOMAD приводит к увеличению выходов на 20-30%.

Измеренный выход для каждой частицы V^0 типа определяется следующим образом:

$$\mathcal{T}_{V^0} = \frac{N_{V^0}}{\epsilon_{V^0} \times Br(V^0 \rightarrow h^+ h^-)} \cdot \frac{\epsilon_{\nu_\mu CC}}{N_{\nu_\mu CC}}, \quad (6.2)$$

где N_{V^0} число реконструированных и идентифицированных V^0 частиц из числа $N_{\nu_\mu CC}$ реконструированных и идентифицированных ν_μ событий заряженного тока с эффективностью $\epsilon_{\nu_\mu CC}$, ϵ_{V^0} – глобальная эффективность реконструкции и идентификации V^0 частиц, которая также учитывает вклад от V^0 , родившихся в эффективном объёме детектора NOMAD, но распавшихся за его пределами, $Br(V^0 \rightarrow h^+ h^-)$ – вероятность распада V^0 частицы на пару заряженных адронов.

6.3 Сравнение данных с предсказанием программы моделирования событий

Используя процедуру идентификации нейтральных странных частиц в эксперименте NOMAD, подробно описанную в § 5.3, мы обнаружили, что предсказания выходов

нейтральных странных частиц программой моделирования завышены в 1,3 – 1,5 раза (см. таблицу 6.1)².

Таблица 6.1: *Интегральные выходы нейтральных странных частиц (в %) в данных и моделированных событиях.*

Частица	МС	Данные	МС/Данные
K_S^0	$11,41 \pm 0,03$	$8,99 \pm 0,08$	$1,27 \pm 0,01$
Λ^0	$9,04 \pm 0,02$	$6,21 \pm 0,08$	$1,46 \pm 0,02$
$\bar{\Lambda}^0$	$0,73 \pm 0,02$	$0,52 \pm 0,02$	$1,41 \pm 0,08$

Анализируя данные эксперимента NOMAD мы обнаружили, что нейтральные странные частицы, в зависимости от числа и типа V^0 в одном нейтринном взаимодействии, присутствуют в 9 различных комбинациях (каналах), которые произошли из более чем 26 каналов (см. таблицу 6.2) [84]. В этой таблице количество событий в наборе моделированных событий нормировано на число ν_μ взаимодействий по каналу заряженного тока в данных. Из таблицы видно, что отношение МС/Данные различно для разных каналов.

Таблица 6.2: *Количество реконструированных событий V^0 -типа и каналов с множественным рождением V^0 в данных и наборе моделированных событий, нормированных на число ν_μ взаимодействий по каналу заряженного тока в экспериментальных данных. X не содержит нейтральные странные частицы.*

Тип V^0	Количество рек. событий		МС/Данные
	МС	Данные	
Λ^0	10693	7343	$1,46 \pm 0,02$
K_S^0	18001	14182	$1,27 \pm 0,01$
$\bar{\Lambda}^0$	839	596	$1,41 \pm 0,08$
<u>Каналы</u>			
$\Lambda^0 X$	10019	7023	$1,43 \pm 0,02$
$K_S^0 X$	16606	13309	$1,25 \pm 0,01$
$\bar{\Lambda}^0 X$	734	547	$1,34 \pm 0,08$
$K_S^0 K_S^0 X$	405	296	$1,37 \pm 0,10$
$\Lambda^0 K_S^0 X$	548	262	$2,09 \pm 0,16$
$\Lambda^0 \bar{\Lambda}^0 X$	80	36	$2,23 \pm 0,45$
$K_S^0 \bar{\Lambda}^0 X$	21	13	$1,64 \pm 0,58$
$\Lambda^0 \Lambda^0 X$	17	11	$1,59 \pm 0,61$
$K_S^0 K_S^0 K_S^0 X$	2	2	$0,85 \pm 0,89$

В дополнение к этому, также наблюдается большая неточность в предсказании программой моделирования относительных выходов V^0 , являющихся продуктами распада тяжёлых странных адронов (см. таблицу 6.3) [34].

²Числа идентифицированных V^0 событий, представленных в этой главе, несколько отличаются от приведённых в пункте 5.3.3, что является следствием постоянного улучшения анализа и применения дополнительных критериев отбора как к данным, так и к моделированным событиям. Результаты, полученные в пункте 5.3.3 оставлены в этом виде для согласия с опубликованными ранее работами [34, 70, 82, 83]. За существующее разногласие автор приносит свои извинения.

Таблица 6.3: Поправленные на эффективность относительные выходы (в %) наблюдаемых распадов K_S^0 и Λ^0 , являющихся продуктами распадов тяжёлых странных адронов, в данных и наборе моделированных событий.

Отношение	МС	Данные	МС/Данные
$N(K^{*+} \rightarrow K_S^0 \pi^+)/N(K_S^0)$	31,0	$14,1 \pm 0,9$	$2,2 \pm 0,4$
$N(K^{*-} \rightarrow K_S^0 \pi^-)/N(K_S^0)$	13,5	$8,9 \pm 0,8$	$1,5 \pm 0,4$
$N(\Sigma^{*+} \rightarrow \Lambda \pi^+)/N(\Lambda)$	16,9	$4,4 \pm 1,0$	$3,8 \pm 1,3$
$N(\Sigma^{*-} \rightarrow \Lambda \pi^-)/N(\Lambda)$	4,2	$2,1 \pm 0,7$	$2,0 \pm 1,2$
$N(\Sigma^0 \rightarrow \Lambda \gamma)/N(\Lambda)$	12,8	$5,8 \pm 2,4$	$2,2 \pm 1,1$
$N(\Xi^- \rightarrow \Lambda \pi^-)/N(\Lambda)$	1,6	$4,4 \pm 2,5$	$0,4 \pm 0,4$

Следует заметить, что адекватное описание выходов странных частиц необходимо для правильного предсказания поляризации Λ^0 гиперонов [60], правильного учёта эффективностей восстановления событий V^0 типа и более точного измерения выстроенности спинов векторных K^* мезонов.

Наконец, два важных распределения в данных, описывающих поведение нейтральных странных частиц внутри адронной струи – x_F и z_V , недостаточно хорошо предсказываются программой моделирования нейтринных взаимодействий. Средние значения распределений по x_F немного смещены в область фрагментации мишени (см. рис. 6.1). Причиной этих расхождений может являться неверное предсказание выходов нейтральных странных частиц, произошедших из распадов тяжёлых странных гиперонов и резонансов, а так же отсутствие учёта внутриядерных перерасеяний.

На рис. 6.2 представлены разногласия между экспериментальными данными и предсказанием программы моделирования нейтринных взаимодействий для распределений по полному заряду и множественности заряженных треков, выходящих из первичной вершины. Данные расхождения критичны для измерения угла Вайнберга [85], а также правильного учёта эффективности при выделении сигнала от векторных $K^{*\pm}$ мезонов.

Таким образом, суммируя всё вышеизложенное, можно сделать заключение, что программа моделирования ν_μ взаимодействий, с выбранными по умолчанию параметрами, не совсем адекватно описывает экспериментальные данные, поэтому, настраивая параметры фрагментации струны в программе JETSET и параметры модели формирования внутриядерного каскада, можно добиться лучшего согласия в:

- а) выходах странных частиц;
- б) предсказании числа событий различных комбинаций с множественным рождением нейтральных странных частиц;
- в) распределении по множественности первичных заряженных треков;
- г) описании распределений V^0 по переменным x_F и z .

То есть необходимо настроить большой набор различных параметров процесса фрагментации, ответственных за тот или иной эффект. Процедура настройки и набор соответствующих параметров будут представлены в следующем параграфе.

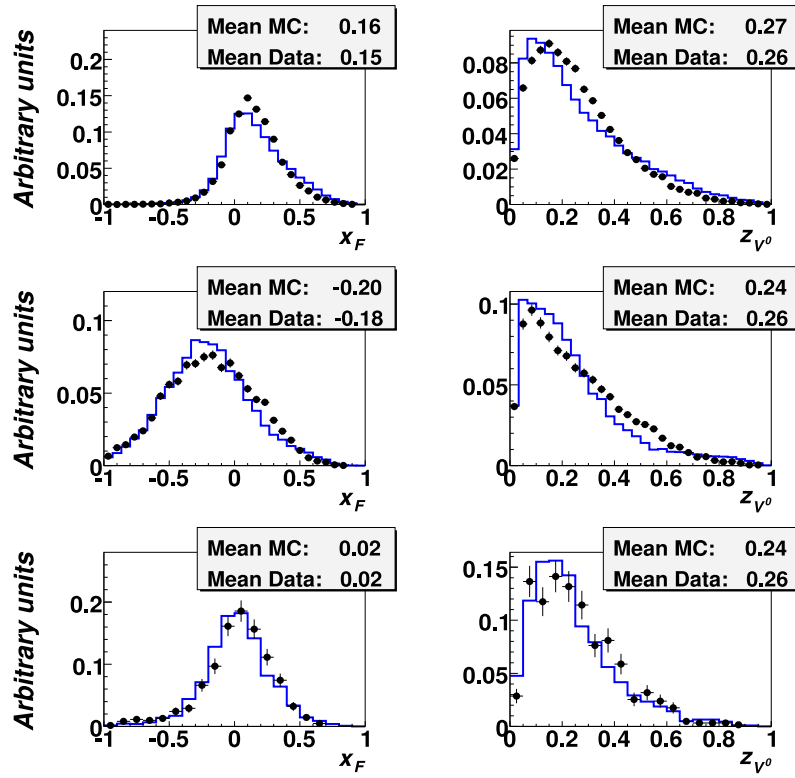


Рис. 6.1: Распределения реконструированных переменных x_F и z_{V^0} для идентифицированных K_S^0 (вверху), Λ^0 (по середине) и $\bar{\Lambda}^0$ (внизу) в ν_μ событиях заряженного тока в данных (точки с ошибками) и МС (гистограммы).

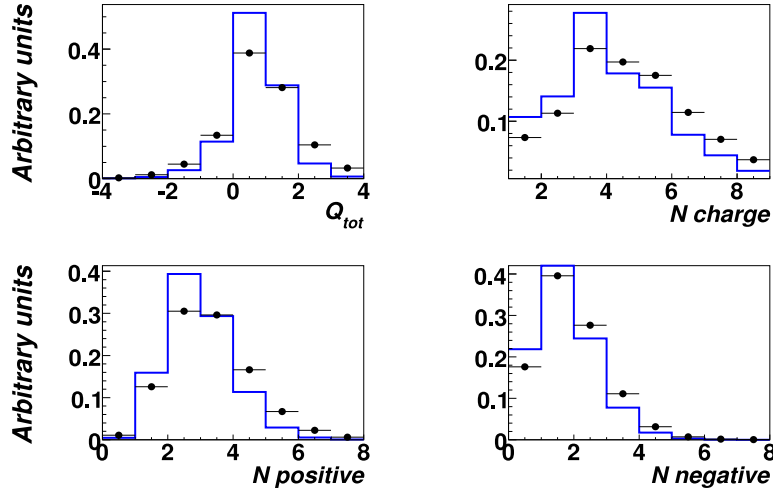


Рис. 6.2: Распределения по полному заряду и множественности заряженных треков, выходящих из первичной вершины в ν_μ событиях заряженного тока в данных (точки с ошибками) и наборе моделированных событий (гистограммы).

6.4 Настройка параметров фрагментации струны

6.4.1 Параметры модели Лунд

Расхождения между данными и моделированными событиями, описанными в § 6.3, можно уменьшить с помощью изменения параметров фрагментации струны программы JETSET [8]. При этом следует не упускать из виду, что улучшения для описания распределений по одним переменным могут привести к ухудшению согласия для других, то есть при настройке программы генерации нейтринных взаимодействий необходимо следить за всеми интересующими нас распределениями и, по возможности, добиваться некоего компромисса в “конфликтных” ситуациях.

В качестве подгоняемых величин нами использовались выходы странных частиц, а также выходы $\rho^0(770)$, $f_0(980)$ и $f_2(1270)$ мезонов, измеренные в эксперименте NOMAD в работе [86] (см. таблицу 6.4). Для дополнительной проверки использовались значения выходов различных каналов с одиночным и множественным рождением V^0 .

Параллельно, в работе [85] проводилась настройка параметров фрагментации струны и внутриядерного каскада для корректного описания программой моделирования распределения по полной адронной энергии события и множественности заряженных треков, выходящих из первичной вершины.

Таблица 6.4: Измеренные выходы $\rho^0(770)$, $f_0(980)$ и $f_2(1270)$ резонансов в эксперименте NOMAD. Ошибки включают в себя статистические и систематические неопределённости.

Резонансы	$\rho^0(770)$	$f_0(980)$	$f_2(1270)$
Выходы	$0,195 \pm 0,019$	$0,018 \pm 0,004$	$0,038 \pm 0,009$

Для настройки выходов странных адронов и резонансов рассматривались следующие параметры фрагментации струны программы JETSET:

- PARJ(1): $\mathcal{P}(qq)/\mathcal{P}(q)$, подавление рождения пары дикварк-антидикварк в цветовом поле по сравнению с рождением кварк-антикварковой пары;
- PARJ(2): $\mathcal{P}(s)/\mathcal{P}(u)$, подавление рождения пар s -кварков в поле по сравнению с рождением пары u - или d -кварков;
- PARJ(3): $(\mathcal{P}(us)/\mathcal{P}(ud))/(\mathcal{P}(s)/\mathcal{P}(d))$, подавление рождения странных дикварков, дополнительно к обычному подавлению странных кварков;
- PARJ(4): $(1/3)\mathcal{P}(ud_1)/\mathcal{P}(ud_0)$, подавление дикварков со спином 1 по сравнению с дикварками со спином 0 (опуская коэффициент 3, возникающий от учёта спина);
- PARJ(5): параметр, определяющий относительный выход барионов для конфигураций $BM\bar{B}$ и $B\bar{B}$ в модели “попкорн”, грубо оцениваемый как $\mathcal{P}(BM\bar{B})/(\mathcal{P}(B\bar{B}) + \mathcal{P}(BM\bar{B})) = PARJ(5)/(0,5 + PARJ(5))$;
- PARJ(6): дополнительное подавление при наличии пары $s\bar{s}$, разделяющей B и $\bar{B}$ в конфигурации $BM\bar{B}^3$;

³Как выяснилось позже, данный параметр не влияет на выходы странных адронов.

- PARJ(7): дополнительное подавление при наличии странного мезона M в конфигурации $B\bar{M}\bar{B}$;
- PARJ(11): вероятность того, что лёгкий мезон (содержащий только u - и d -кварки) имеет спин 1 (вероятность иметь спин 0 равно $1 - PARJ(11)$), если он был получен при фрагментации;
- PARJ(12): вероятность того, что странный мезон имеет спин 1;
- PARJ(14): вероятность того, что мезон со спином 0 имеет орбитальный угловой момент 1 для полного спина=1;
- PARJ(15): вероятность того, что мезон со спином 1 рождается с орбитальным угловым моментом 1 для полного спина=0;
- PARJ(16): вероятность того, что мезон со спином 1 рождается с орбитальным угловым моментом 1 для полного спина=1;
- PARJ(17): вероятность того, что мезон со спином 1 рождается с орбитальным угловым моментом 1 для полного спина=2.

6.4.2 Процедура минимизации

В итоге мы имеем 13 параметров (1-ая группа), которые потенциально могут влиять на выходы странных адронов и резонансов, и 9 параметров (2-ая группа), влияющих на множественность заряженных частиц, выходящих из первичной вершины и на распределение по энергии адронной струи [85]. Однако, одновременная подгонка всех параметров может потребовать огромного объёма вычислительных ресурсов, и, чтобы избежать этого, настройка программы моделирования нейтринных взаимодействий была разделена на несколько шагов.

На первом этапе исследовалась зависимость выходов странных адронов и резонансов от параметров фрагментации (на уровне генератора событий), которые представлены на рисунках В.1, В.2, В.3 и В.4 приложения В. На основе этой информации, варьированием параметров первой группы, настраивались выходы странных адронов, после чего, генерировался набор моделированных событий с новыми параметрами (с трассировкой треков частиц через установку и полной реконструкцией) и далее подбирались параметры второй группы, не влияющие на выходы странных частиц, для корректного описания множественности первичных заряженных треков и распределения по энергии адронной струи.

Ввиду изменения эффективности реконструкции нейтринных и V^0 событий, что является следствием изменения кинематики события, к которому приводит настройка параметров, полная процедура настройки повторялась несколько раз.

6.4.3 Новый набор параметров фрагментации струны

Найденные параметры фрагментации струны представлены в таблице 6.5. В этой таблице так же приведены значения, полученные коллаборацией ALEPH [87] аналогичным путём для e^+e^- взаимодействий при высоких энергиях. Различие между параметрами, найденными коллаборацией ALEPH и в текущем анализе, можно объяснить различной областью энергии взаимодействия, разным набором распределений, по которым производилась настройка, а так же существующей корреляцией между параметрами,

используемыми (или неиспользуемыми) при настройке генератора событий в этих двух экспериментах.

Таблица 6.5: *Новый набор PARJ параметров программы JETSET, настроенный для эксперимента NOMAD.*

Параметры	Значение	JETSET	ALEPH [87]	NOMAD
Параметры, настроенные в текущем анализе				
PARJ(1)	$\mathcal{P}(qq)/\mathcal{P}(q)$	0,1	$0,106 \pm 0,002$	0,06
PARJ(2)	$\mathcal{P}(s)/\mathcal{P}(u)$	0,3	$0,285 \pm 0,004$	0,19
PARJ(3)	$(\mathcal{P}(us)/\mathcal{P}(ud))/(\mathcal{P}(s)/\mathcal{P}(d))$	0,4	$0,71 \pm 0,04$	0,13
PARJ(4)	$(1/3)\mathcal{P}(ud_1)/\mathcal{P}(ud_0)$	0,05	–	0,003
PARJ(5)	$\mathcal{P}(BM\bar{B})/(\mathcal{P}(B\bar{B}) + \mathcal{P}(BM\bar{B}))$	0,5	–	0,90
PARJ(7)	подавление стр. мезона в $BM\bar{B}$	0,5	–	0,22
PARJ(11)	$\mathcal{P}(s=1)_{u,d}$	0,5	$0,55 \pm 0,02$	0,43
PARJ(12)	$\mathcal{P}(s=1)_s$	0,6	$0,47 \pm 0,02$	0,66
PARJ(14)	$\mathcal{P}(S=0, L=1, J=1)$	0	0,12	0,17
PARJ(15)	$\mathcal{P}(S=1, L=1, J=0)$	0	0,04	0,10
PARJ(16)	$\mathcal{P}(S=1, L=1, J=1)$	0	0,12	0,17
PARJ(17)	$\mathcal{P}(S=1, L=1, J=2)$	0	0,20	0,26
Параметры, настроенные в работе [85]				
PARJ(21)	σ_q (ГэВ)	0,36	$0,37 \pm 0,002$	0,410
PARJ(23)	–	0,01	–	0,15
PARJ(32)	E_{min} (ГэВ)	1	–	0,10
PARJ(33)	E_{rem} (ГэВ)	0,8	–	0,10
PARJ(41)	a	0,30	0,40	1,5
PARJ(42)	b (ГэВ ⁻²)	0,58	0,796	0,9
PARJ(45)	a_{qq}	0,5	–	0,25

6.4.4 Зависимость выходов странных адронов от параметризации структурных функций

При генерации событий используются функции плотности партонов в нуклоне, которые необходимы для определения состава нуклона в процессе вычисления сечения. В пакете PDFLIB [21] содержится большое количество параметризаций структурных функций нуклонов, полученных в различных экспериментах в широком интервале значений квадрата переданного 4-х импульса. Поэтому, выбор той или иной параметризации для эксперимента NOMAD, применимой при малых значениях Q^2 , должен быть обоснован. В таблице 6.6 представлена относительная разница между выходами частиц, полученными при использовании параметризации [6] (параметризация, полученная с использованием данных эксперимента NOMAD) и другими (для нового набора PARJ параметров). Данные результаты были получены на уровне генератора событий. Из этой таблицы видно, что относительная разница между выходами не превышает 8%.

Таблица 6.6: *Относительная разница в выходах (в %) для странных адронов, полученных при использовании параметризации [6] структурных функций и другими параметризациями, применимыми при малых значениях Q^2 .*

Адроны	MRS(A) low Q^2 [19]	CTEQ 4lQ [20]	GRV HO [63]	GRV 94 HO [88]	GRV 98 HO [89]
Λ	-2,45	-2,32	-1,30	-3,01	-3,35
K_S^0	1,92	3,01	-1,94	-3,23	-5,48
$\bar{\Lambda}$	-0,98	-0,98	0,39	0,39	-0,39
K^{*+}/K_S^0	-0,52	-0,87	-0,61	-0,96	-0,83
K^{*-}/K_S^0	-0,81	-0,12	-0,30	0,07	-0,16
Σ^0/Λ	-0,94	-0,57	0,40	-0,19	-0,26
Σ^{*+}/Λ	0,33	0,01	1,49	-0,33	3,12
Σ^{*-}/Λ	0,42	-1,50	-0,78	-1,14	-2,94
Ξ^-/Λ	2,48	-0,83	6,06	-0,28	4,96
$\rho^0(770)$	-0,90	-1,06	-0,56	-0,56	-0,82
$f_0(980)$	-0,54	-1,18	-0,69	0,10	-0,83
$f_2(1270)$	-1,21	-1,31	-0,68	0,00	-0,97

6.4.5 Неоднозначность в выборе параметров

Полученный набор JETSET-параметров фрагментации струны является очень важной частью текущего анализа и может быть использован при моделировании событий в будущих нейтринных экспериментах. Тем не менее, существует некоторая неопределённость в полученных результатах из-за возможной корреляции между параметрами. Чтобы устранить её, необходимо знать выходы p , $\pi^\pm$ и других частиц, однако эта информация является недоступной для нас в данный момент времени.

В следующем параграфе будет представлено сравнение моделированных событий с настроенными параметрами фрагментации струны (далее – новый набор МС) с экспериментальными данными.

6.5 Реконструированные переменные в данных и новом наборе МС

В этом параграфе будет рассмотрен важный вопрос соответствия нашего нового набора моделированных событий экспериментальным данным (далее, если специально не будет оговорено, под набором МС мы будем подразумевать набор с настроенными параметрами фрагментации струны). Целью такой процедуры является доказательство правомерности использования набора МС для анализа данных. Для этого требуется провести детальное сравнение всех важных физических переменных после того, как разыгранные события и экспериментальные данные прошли стадии реконструкции событий и идентификации нейтральных странных частиц. Чтобы избежать дополнительных возможных ошибок использовался одинаковый формат записи событий в данных и моделированных событиях.

Будем сравнивать распределения переменных в данных и наборе МС описывающие различные процессы при моделировании нейтринных взаимодействий:

- глобальные переменные νN взаимодействия (E_ν , E_{jet} , W^2 , Q^2 , x_{Bj} , y_{Bj} , Q_{tot});
- множественность и импульсное распределение заряженных треков, выходящих из первичной вершины;
- рождение V^0 (P_V , расстояние, пройденное V^0 до распада d , время жизни τ);
- поведение V^0 в адронной струе (x_F , z).

6.5.1 Дополнительные условия отбора нейтринных взаимодействий

В дополнение к критериям отбора нейтринных взаимодействий по каналу заряженного тока, представленных в пункте 5.2.3, были применены дополнительные условия на квадрат переданного 4-импульса и полную видимую энергию адронной струи: $Q^2 > 0,8 \text{ ГэВ}^2$, $E_{jet} > 3 \text{ ГэВ}$. При моделировании нового набора нейтринных взаимодействий использовалась параметризация [6] структурных функций нуклона, также было добавлено описание внутриядерного каскада [22], входящего в программу DPMJET [10]. Все эти условия обеспечивают лучшее согласие между смоделированными событиями и данными.

Таблица 6.7: Результаты отбора и идентификации V^0 , рождающихся в ν_μ событиях заряженного тока в эффективном объёме детектора для данных и МС.

Набор событий		МС		Данные		
ν_μ взаимодействия						
Смоделировано		2559182		–		
Рек. и идент.		1974666		785232		
ε (%)		77, 16 $\pm$ 0, 03		–		
Тип V^0	Λ^0	K_S^0	$\bar{\Lambda}^0$	Λ^0	K_S^0	$\bar{\Lambda}^0$
Смоделировано	90273	149380	7465	–	–	–
Рек. и идент.	18431	35745	1570	7448	14396	612
Состав						
Λ^0	17239	492	0	–	–	–
K_S^0	538	34712	81	–	–	–
$\bar{\Lambda}^0$	1	89	1343	–	–	–
“случайные”	653	352	146	–	–	–
ε (%)	20, 4 $\pm$ 0, 1	23, 9 $\pm$ 0, 1	21, 0 $\pm$ 0, 5	–	–	–
Чистота (%)	93, 5 $\pm$ 0, 2	97, 1 $\pm$ 0, 1	85, 5 $\pm$ 0, 9	–	–	–

В программе реконструкции событий (для данных и МС) были сняты все ограничения на реконструкцию взаимодействий с большой множественностью, изначально введённые для ускорения процесса обработки события. Из данных исключены некоторые

события, во время набора которых возникали проблемы с качеством работы поддетекторов.

В таблице 6.7 представлены результаты идентификации V^0 , рождающихся в ν_μ взаимодействиях по каналу заряженного тока в эффективном объёме детектора для нового набора моделированных событий и данных. Из этой таблицы видно, что чистота отбора нейтральных странных частиц понизилась из-за увеличения вклада от “случайных” V^0 , состоящих из конверсий фотонов в e^+e^- пары, рассеяния нейтронов и случайных объединений заряженных треков в V^0 события (ср. с таблицей 5.2). Повторная настройка процедуры идентификации V^0 для нового набора МС не производилась.

6.5.2 Глобальные кинематические переменные

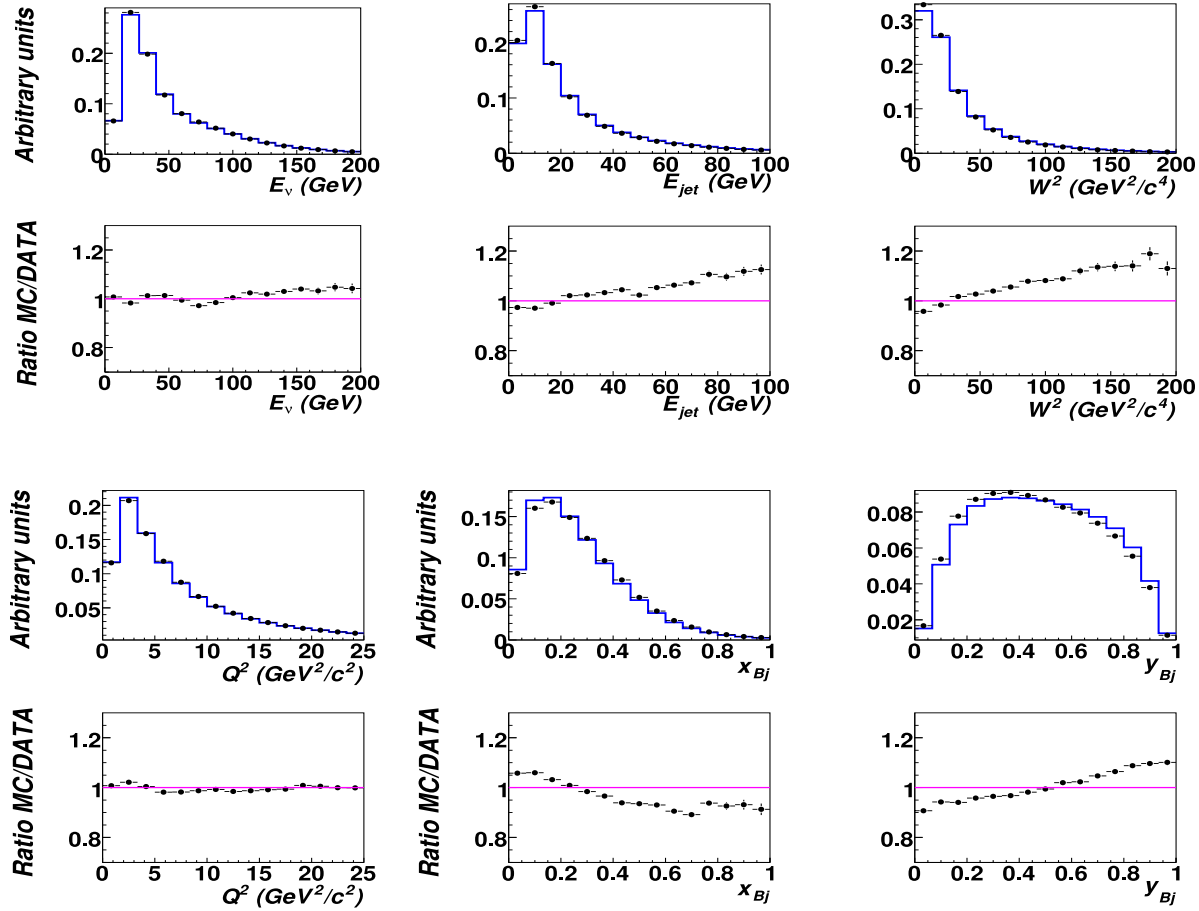


Рис. 6.3: Распределения реконструированных переменных E_ν , E_{jet} , W^2 , Q^2 , x_{Bj} и y_{Bj} в ν_μ событиях заряженного тока в данных (точки с ошибками) и МС (гистограммы). Так же показано отношение МС/Данные.

Сравнение глобальных реконструированных переменных E_ν , E_{jet} , W^2 , Q^2 , x_{Bj} и y_{Bj} в ν_μ событиях заряженного тока в данных и наборе МС приведено на рис. 6.3. Из этих гистограмм видно достаточно хорошее согласие между распределениями в данных и моделированных событиях, которые не ухудшились (а для переменных x_{Bj} и y_{Bj} даже улучшились) вследствие настройки параметров фрагментации струны.

Распределение по переменной y_{Bj} – доле первоначальной энергии лептона, уносимой адронами, должно быть равномерным, однако, в данных и моделированных событиях мы видим искажения в распределении по этой переменной при $y_{Bj} \rightarrow 0$ и $y_{Bj} \rightarrow 1$, которые вызваны эффектами реконструкции: при $y_{Bj} \rightarrow 0$ – энергия адронной струи мала, поэтому соответствующие треки плохо реконструируются и такие события теряются; при $y_{Bj} \rightarrow 1$ – мала энергия мюона, что приводит к его потере при реконструкции и идентификации и, соответственно, такие события невозможно идентифицировать как события заряженного тока.

Следует отметить улучшение для распределений по множественности заряженных треков выходящих из первичной вершины, по которым так же настраивались параметры фрагментации струны в дополнительном анализе [85] (см. рис. 6.5.2). На этом рисунке так же приведено сравнение экспериментальных данных с моделированными событиями по переменной Q_{tot} , где Q_{tot} – сумма электрических зарядов всех треков, выходящих из первичной вершины. Ожидаемые значения $Q_{tot} = 1$ (для $\nu_\mu p$ взаимодействий) и $Q_{tot} = 0$ (для $\nu_\mu n$ взаимодействий). Потери низкоэнергетичных треков приводят к распределениям по переменной Q_{tot} в данных и моделированных событиях. Предсказанное программой моделирования распределение по Q_{tot} находится в прекрасном согласии с экспериментом. В таблице 6.8 приведена более подробная информация по этой переменной.

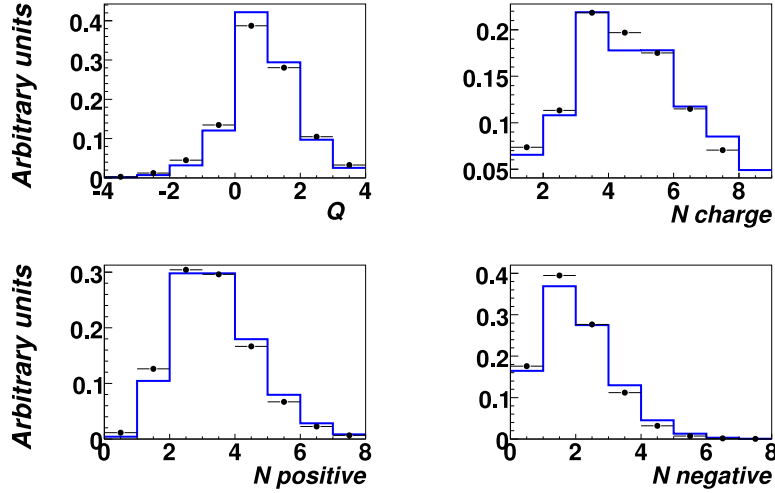


Рис. 6.4: Распределения по полному заряду и множественности заряженных треков, выходящих из первичной вершины в ν_μ событиях заряженного тока в данных (точки с ошибками) и МС (гистограммы).

Таблица 6.8: $N(Q_{tot} = 1) : N(Q_{tot} = 0)$ отношение для моделированных и реконструированных событий

	Моделированные события	Реконструированные события	
	МС	МС	Данные
$N(Q_{tot} = 1) : N(Q_{tot} = 0)$	36,4 : 63,6	42,1 : 57,9	42,4 : 57,6

6.5.3 Интегральные выходы странных адронов и их зависимость от кинематических переменных

Интегральные выходы нейтральных странных частиц, а также относительные выходы нейтральных странных частиц, являющихся продуктами распада тяжёлых странных адронов представлены в таблицах 6.9 и 6.10. Из этих таблиц видно, что программа моделирования достаточно хорошо описывает выходы в данных, и это неудивительно, ведь именно по этим величинам производилась настройка параметров фрагментации струны. В новом наборе МС наблюдается хорошее согласие и для зависимости выходов нейтральных странных частиц от различных кинематических переменных (см. рис. 6.5, 6.6 и 6.7). Сравнение числа событий V^0 в различных каналах приведено в таблице 7.2. К сожалению, множественное рождение плохо предсказывается программой моделирования. Это разногласие на данный момент нельзя устранить путём настройки PARJ параметров, так как приведёт к разногласию в выходах странных частиц в данных и моделированных событиях (см. рис. В.1, В.2, В.3 и В.4 приложения В). Более подробно об этом будет сказано в главе 7.

Таблица 6.9: *Интегральные выходы нейтральных странных частиц (в %) в данных и МС.*

Частица	МС	Данные	МС/Данные
K_S^0	$8,51 \pm 0,02$	$8,62 \pm 0,08$	$0,99 \pm 0,01$
Λ^0	$5,52 \pm 0,02$	$5,61 \pm 0,08$	$0,98 \pm 0,02$
$\bar{\Lambda}^0$	$0,46 \pm 0,01$	$0,45 \pm 0,02$	$1,02 \pm 0,06$

Таблица 6.10: *Поправленные на эффективность относительные выходы (в %) наблюдаемых распадов K_S^0 и Λ^0 , являющихся продуктами распадов тяжёлых странных адронов, в данных и МС.*

Отношение	МС	Данные	МС/Данные
$N(K^{*+} \rightarrow K_S^0 \pi^+)/N(K_S^0)$	15,9	$15,3 \pm 1,0$	$1,0 \pm 0,1$
$N(K^{*-} \rightarrow K_S^0 \pi^-)/N(K_S^0)$	9,5	$9,4 \pm 0,8$	$1,0 \pm 0,1$
$N(\Sigma^{*+} \rightarrow \Lambda \pi^+)/N(\Lambda)$	6,4	$5,6 \pm 1,2$	$1,1 \pm 0,3$
$N(\Sigma^{*-} \rightarrow \Lambda \pi^-)/N(\Lambda)$	1,6	$3,0 \pm 1,0$	$0,5 \pm 0,3$

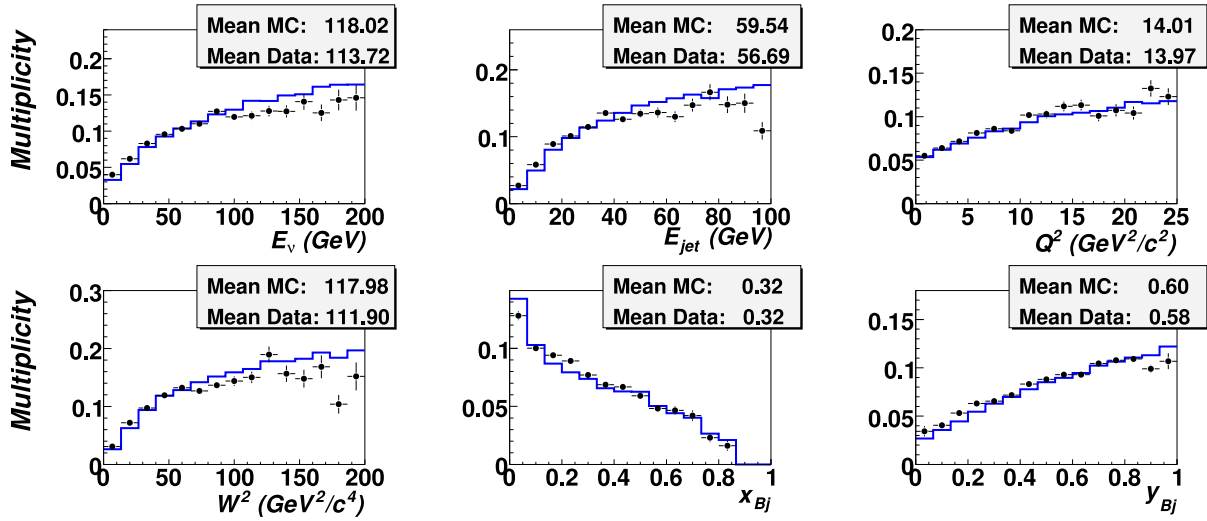


Рис. 6.5: Распределения событий с K_S^0 мезонами в MC (гистограммы) и данных (точки с ошибками) как функция E_ν , E_{jet} , Q^2 , W^2 , x_{Bj} , и y_{Bj} .

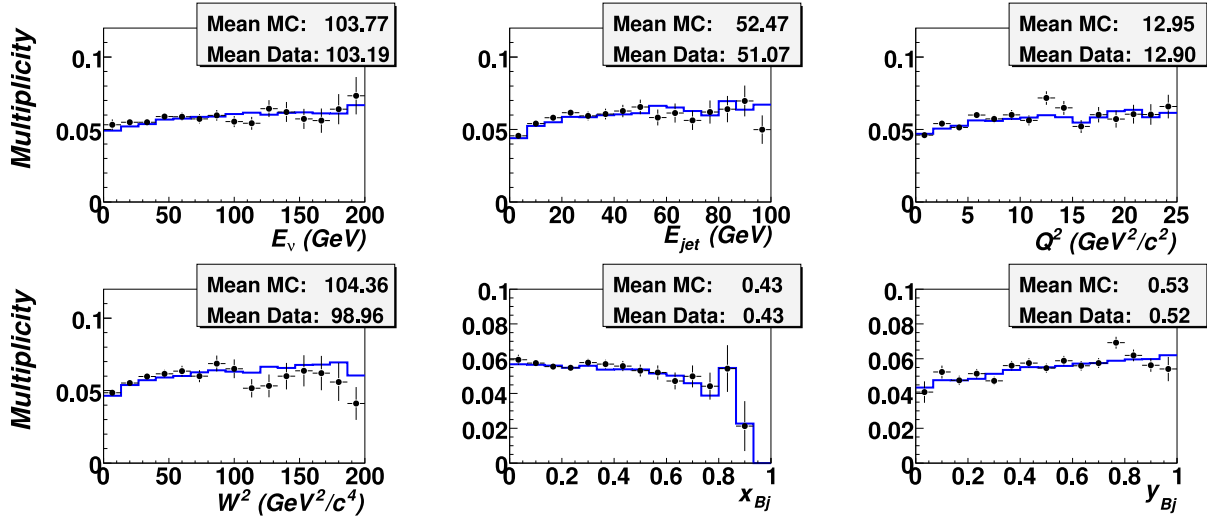


Рис. 6.6: Распределения событий с Λ^0 гиперонами в MC (гистограммы) и данных (точки с ошибками) как функция E_ν , E_{jet} , Q^2 , W^2 , x_{Bj} и y_{Bj} .

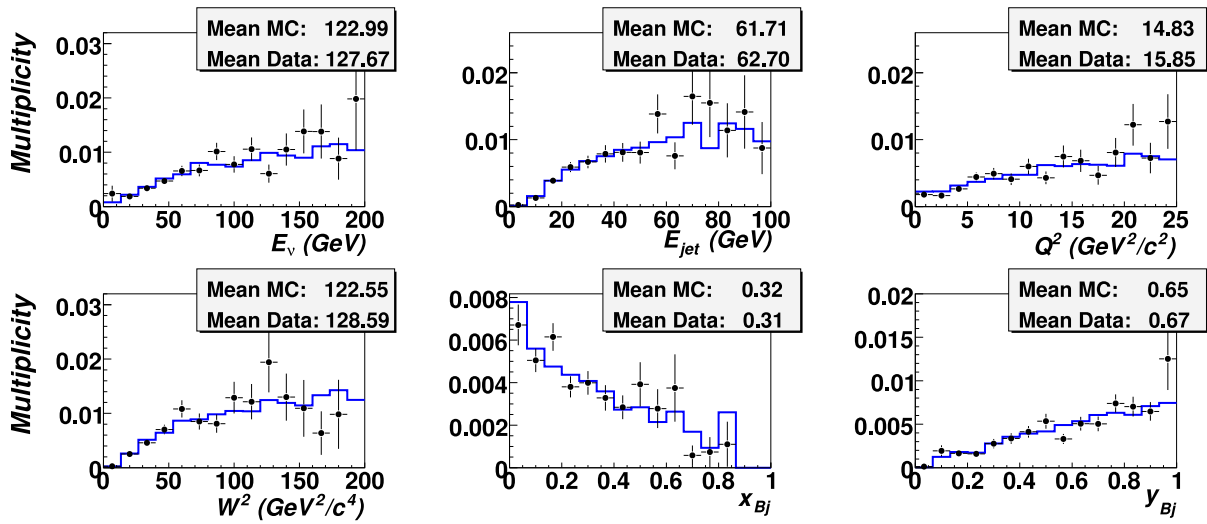


Рис. 6.7: Распределения событий с $\bar{\Lambda}^0$ гиперонами в MC (гистограммы) и данных (точки с ошибками) как функция E_ν , E_{jet} , Q^2 , W^2 , x_{Bj} и y_{Bj} .

6.5.4 Рождение нейтральных странных частиц

Сравнение реконструированных переменных, описывающих рождение V^0 : расстояние, пройденное частицей в детекторе до её распада (d) и st в ν_μ событиях заряженного тока в данных и наборе MC с идентифицированными K_S^0 мезонами, Λ^0 и $\bar{\Lambda}^0$ гиперонами приведено на рис. 6.8. Согласие по этим переменным важно для правильного учёта выходов нейтральных странных частиц, которые могут рождаться вблизи границ эффективного объёма детектора и распасться за его пределами.

Искажение распределений при малом расстоянии, пройденном V^0 частицей, а так же при малых st (выражение для времени жизни частицы st можно получить, воспользовавшись ур. (5.1)) объясняется эффектом реконструкции треков: в этом случае довольно много треков находятся вблизи первичной вершины, и шанс потерять V^0 вершину увеличивается из-за “перепутывания” треков. Тем не менее, этот эффект, равно как и всё распределение по этим переменным, хорошо описывается программой моделирования нейтринных взаимодействий. Видно, что в среднем $\bar{\Lambda}^0$ проходят большее расстояние до распада, чем Λ^0 , что связано с законом сохранения барионного числа⁴ и, как следствие, бóльшим импульсом.

На рис. 6.9 приведены распределения для реконструированных импульсов V^0 , а так же положительно и отрицательно заряженных треков, исходящих из первичной вершины в ν_μ событиях заряженного тока с идентифицированными K_S^0 мезонами, Λ^0 и $\bar{\Lambda}^0$ гиперонами. Согласие между данными и MC для этих переменных особенно важно для правильного учёта эффективности выделения сигнала от тяжёлых странных гиперонов и резонансов методом построения инвариантной массы V^0 и заряженного трека (см. § 8.1). Видно хорошее согласие как формы распределения, так и средних значений импульсов V^0 и заряженных треков для событий, содержащих K_S^0 и $\bar{\Lambda}$, для Λ гиперонов форма распределений находится в приемлемом согласии. Можно заметить, что среднее значение импульса $\bar{\Lambda}^0$ примерно в два раза выше, чем у Λ^0 .

⁴Для рождения $\bar{\Lambda}^0$ гиперона требуется больше энергии, чем при рождении Λ^0 , так как происходит рождение дополнительного бариона.

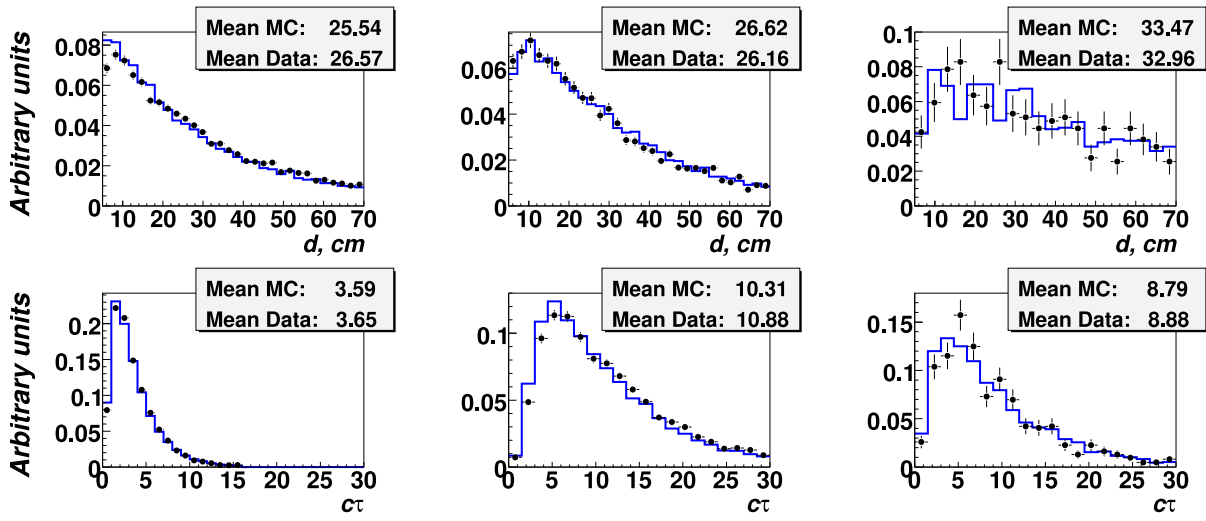


Рис. 6.8: Распределения реконструированных переменных: расстояние, пройденное частицей до её распада (вверху) и ct (внизу) для идентифицированных K_S^0 (слева), Λ^0 (по середине) и $\bar{\Lambda}^0$ (справа) в ν_μ событиях заряженного тока в моделированных событиях (гистограммы) и данных (точки с ошибками).

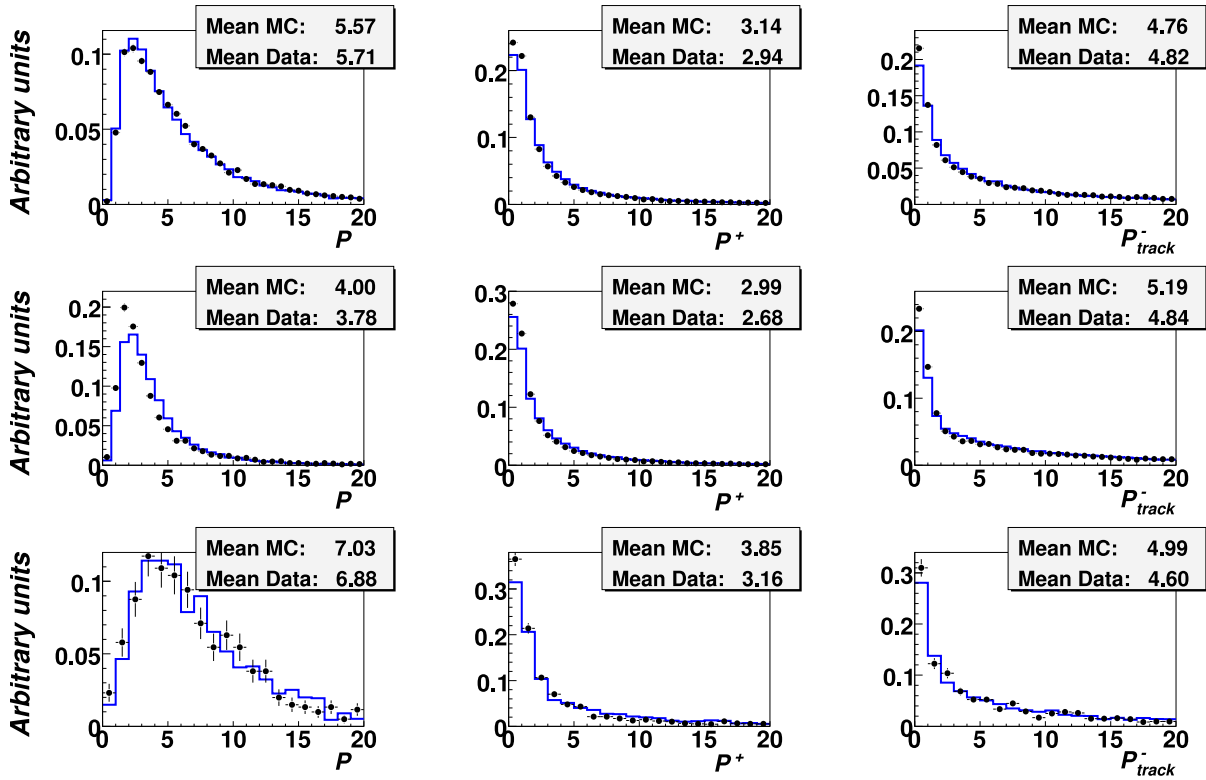


Рис. 6.9: Распределения реконструированных импульсов V^0 , а так же положительно и отрицательно заряженных треков, исходящих из первичной вершины в ν_μ событиях заряженного тока в MC (гистограммы) и данных (точки с ошибками) с идентифицированными K_S^0 (вверху), Λ^0 (по середине) и $\bar{\Lambda}^0$ (внизу).

6.5.5 Переменные, описывающие поведение частицы в адронной струе

Сравнение реконструированных переменных, описывающих поведение V^0 в адронной струе: x_F и z_V , в ν_μ событиях заряженного тока в данных и наборе МС с идентифицированными K_S^0 мезонами, Λ^0 и $\bar{\Lambda}^0$ гиперонами приведено на рис. 6.10.

Переменная x_F хорошо описывается программой моделирования, однако, мы не наблюдаем заметных улучшений в распределениях по этой переменной по сравнению с предыдущей версией МС (ср. с рис. 6.1). Форма распределений доли энергии струи, приходящейся на V^0 (z_V), улучшилась для Λ^0 и $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов, оставаясь в некотором несоответствии для K_S^0 мезонов.

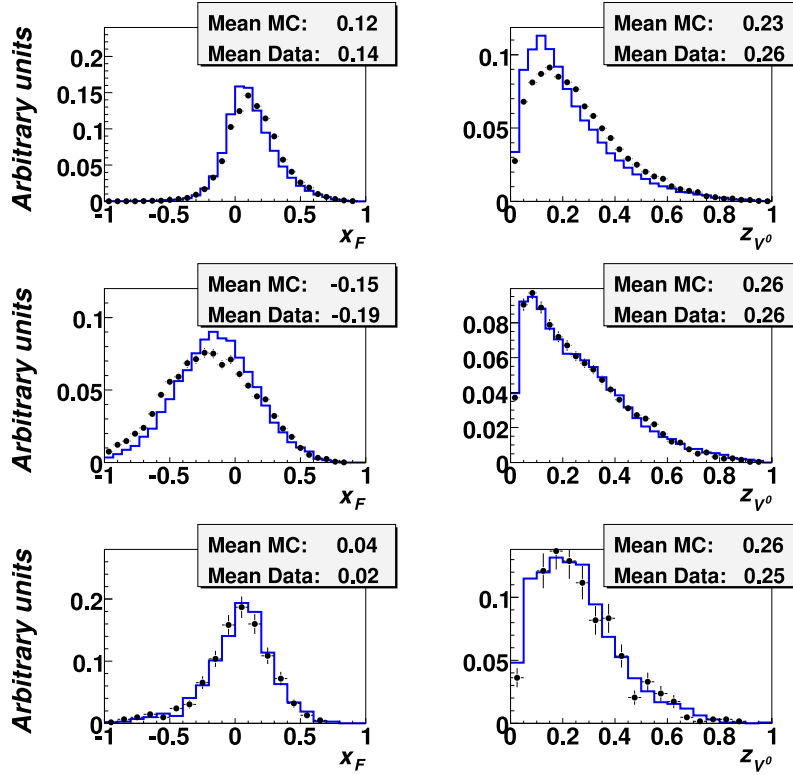


Рис. 6.10: Распределения реконструированных переменных x_F и z_V для идентифицированных K_S^0 (вверху), Λ^0 (по середине) и $\bar{\Lambda}^0$ (внизу) в ν_μ событиях заряженного тока в МС (гистограммы) и данных (точки с ошибками).

6.6 Выводы

В данной главе мы показали, что программа моделирования нейтринных взаимодействий для эксперимента *NOMAD*, основанная на программе *JETSET* с параметрами фрагментации струны выставленными “по умолчанию”, не адекватно описывает экспериментальные данные, в особенности рождение странных частиц (несоответствие на уровне 60%). В текущем анализе мы настроили параметры фрагментации струны, чтобы предсказания выходов странных частиц и резонансов максимально совпадали со значениями, полученными в данных.

Нами был подробно рассмотрен вопрос соответствия новой версии моделированных событий экспериментальным данным. Мы убедились, что набор *MC* достаточно хорошо описывает глобальные характеристики ν_μ взаимодействий по каналу заряженного тока, процессы рождения и распада нейтральных странных частиц. Также было показано, что настроенный набор *MC* хорошо описывает интегральные выходы нейтральных странных частиц и их зависимости от кинематических переменных.

Исходя из вышесказанного, можно считать оправданным использование новой версии параметров при моделировании событий для эксперимента *NOMAD*.

Этот набор параметров может быть использован для моделирования взаимодействий в нейтринных экспериментах, таких как *OPERA* или для будущих экспериментов на пучке нейтринной фабрики.

Следующая часть данной диссертации посвящена детальному анализу данных.

Часть III

Анализ экспериментальных данных

Глава 7

Анализ множественного рождения V^0

В настоящей главе представлено экспериментальное измерение выходов различных каналов¹ с одиночным и множественным рождением нейтральных странных частиц, а так же вычисление параметров рождения странности. Используя полученные результаты можно вычислить выходы странных кварков и антикварков и оценить выходы заряженных странных адронов.

7.1 Экспериментальное измерение выходов различных каналов V^0

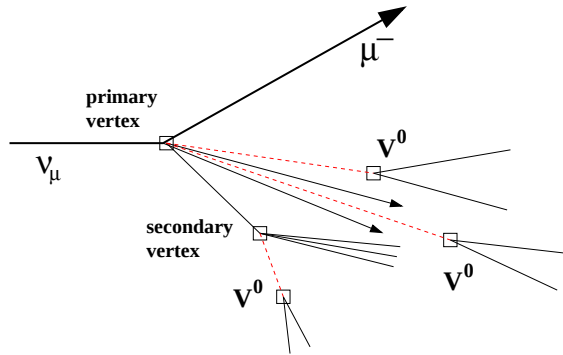


Рис. 7.1: Схематический вид множественного рождения событий V^0 -типа в ν_μ взаимодействиях по каналу заряженного тока.

частиц в канале произошла из вторичного взаимодействия, то этот канал полностью считается “фоном” к основному сигналу). Однако, наши стандартные критерии идентификации странных частиц (детали описаны в § 5.3), подавляют до уровня нескольких процентов вклад от V^0 -событий из вторичных взаимодействий и “случайных” V^0 , состоящих из конверсий фотонов в e^+e^- пары, рассеяния нейтронов и случайных объедине-

Странные частицы могут рождаться как в первичных нейтрино-нуклонных взаимодействиях, так и во взаимодействиях первичных частиц с материалом установки – вторичные взаимодействия (см. рис. 7.1). При этом последние должны быть исключены из дальнейшего анализа, так как являются адрон-адронными взаимодействиями, а предметом нашего изучения служит взаимодействие нейтрино с нуклоном. Из второй колонки таблицы 7.1 видно, что предсказанные выходы V^0 , образовавшихся в результате вторичных взаимодействий не пренебрежимы и составляют 30-40% от общего числа V^0 (в данной таблице если хотя бы одна из идентифицированных нейтральных странных

¹Здесь и далее под каналом мы будем понимать нейтринные события с определённым числом и типом зарегистрированных в них нейтральных странных частиц.

ний заряженных треков в V^0 -события (см. третью и четвёртую колонки таблицы 7.1). То есть, мы можем быть уверены в том, что имеем дело с нейтральными странными частицами, рождёнными в первичной вершине (такая уверенность основана на адекватности описания моделированными событиями экспериментальных данных, сравнение которых было приведено в § 6.5).

Таблица 7.1: Вклад (в %) “случайных” V^0 и V^0 , произошедших из вторичных взаимодействий в наблюдаемые каналы с одиночным и множественным рождением V^0 в наборе разыгранных и реконструированных моделированных событий. X не содержит нейтральные странные частицы.

Тип V^0	Моделированные события	Реконструированные МС	
	Из вт. вз.	Из вт. вз.	“случайные” V^0
Λ^0	$38,1 \pm 0,2$	$2,4 \pm 0,1$	$3,8 \pm 0,1$
K_S^0	$31,5 \pm 0,1$	$1,1 \pm 0,1$	$1,2 \pm 0,1$
$\bar{\Lambda}^0$	$32,2 \pm 0,6$	$2,4 \pm 0,4$	$8,7 \pm 0,8$
<u>Каналы</u>			
$\Lambda^0 X$	$35,4 \pm 0,2$	$2,4 \pm 0,1$	$3,9 \pm 0,2$
$K_S^0 X$	$29,1 \pm 0,2$	$1,1 \pm 0,1$	$1,2 \pm 0,1$
$\bar{\Lambda}^0 X$	$29,6 \pm 0,8$	$2,4 \pm 0,4$	$9,7 \pm 0,9$
$K_S^0 K_S^0 X$	$42,4 \pm 0,6$	$2,5 \pm 0,5$	$1,1 \pm 0,3$
$\Lambda^0 K_S^0 X$	$52,1 \pm 0,5$	$2,9 \pm 0,6$	$1,5 \pm 0,4$
$\Lambda^0 \bar{\Lambda}^0 X$	$36,6 \pm 1,2$	$4,5 \pm 1,9$	$1,5 \pm 1,1$
$K_S^0 \bar{\Lambda}^0 X$	$54,8 \pm 2,8$	$6,5 \pm 3,9$	$2,2 \pm 2,2$
$\Lambda^0 \Lambda^0 X$	$93,2 \pm 2,7$	$9,4 \pm 5,7$	$25,0 \pm 9,9$
$K_S^0 K_S^0 K_S^0 X$	$65,3 \pm 3,2$	< 1	< 1

Для вычисления выходов каналов с одиночным и множественным рождением нейтральных странных частиц введём следующие определения: N и R – наблюдаемые числа и выходы каналов V^0 , F^{true} – вектор выходов каналов нейтральных странных частиц, рождённых в результате ν_μ взаимодействия:

$$R = \begin{pmatrix} R_\Lambda \\ R_{K_S^0} \\ R_{\bar{\Lambda}} \\ R_{K_S^0 K_S^0} \\ R_{K_S^0 \Lambda} \\ R_{\bar{\Lambda} \Lambda} \\ R_{K_S^0 \bar{\Lambda}} \\ R_{\Lambda \Lambda} \\ R_{K_S^0 K_S^0 K_S^0} \end{pmatrix} = \frac{1}{N_{\nu_\mu CC}} \begin{pmatrix} N_\Lambda \\ N_{K_S^0} \\ N_{\bar{\Lambda}} \\ N_{K_S^0 K_S^0} \\ N_{K_S^0 \Lambda} \\ N_{\bar{\Lambda} \Lambda} \\ N_{K_S^0 \bar{\Lambda}} \\ N_{\Lambda \Lambda} \\ N_{K_S^0 K_S^0 K_S^0} \end{pmatrix}, \quad F^{true} = \begin{pmatrix} F_\Lambda \\ F_{K_S^0} \\ F_{\bar{\Lambda}} \\ F_{K_S^0 K_S^0} \\ F_{K_S^0 \Lambda} \\ F_{\bar{\Lambda} \Lambda} \\ F_{K_S^0 \bar{\Lambda}} \\ F_{\Lambda \Lambda} \\ F_{K_S^0 K_S^0 K_S^0} \end{pmatrix}, \quad (7.1)$$

где $N_{\nu_\mu CC}$ – число реконструированных нейтринных взаимодействий по каналу заряженного тока. Надо заметить что R и F^{true} отличаются друг от друга вследствие неэффективности реконструкции V^0 событий, перетекания частиц из одного канала в другой, неточной идентификации и наличия нейтральных мод распада, ненаблюдаемых в

нашем детекторе: $\Lambda \rightarrow n\pi^0$, $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{n}\pi^0$, $K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$. R и F^{true} можно связать друг с другом следующим выражением:

$$R = \frac{N}{N_{\nu\mu CC}} = \frac{1}{\epsilon_{\nu\mu CC}} \cdot \varepsilon \cdot B \cdot F^{true}, \quad (7.2)$$

где $\epsilon_{\nu\mu CC}$ – эффективность реконструкции и идентификации нейтринных взаимодействий по каналу заряженного тока, ε – матрица эффективностей, диагональные элементы которой показывают вероятность реконструкции канала как тот же самый канал (например, реконструкцию моделированного канала K^0K^0 в канал $K_S^0K_S^0X$), в то время как недиагональные элементы показывают вероятность перехода одного канала в другой вследствие плохой реконструкции или идентификации V^0 (например K^0K^0 реконструировался как $K_S^0\Lambda X$ или K_S^0X). B – матрица распадов, элементы которой равны вероятности распада нейтральных странных частиц и их комбинаций на нейтральную или заряженную моду (например, $(Br(\Lambda \rightarrow p\pi), Br(K \rightarrow \pi^+\pi^-)) = 0,639 \times 0,686/2$, где $Br(\Lambda \rightarrow p\pi) = 0,639$, а $Br(K \rightarrow \pi^+\pi^-) = 0,686$, фактор 2 возникает из условия, что набор K^0 состоит из K_S^0 и K_L^0 , но в установке NOMAD мы можем наблюдать только распад K_S^0 компоненты).

Матрица ε вычисляется с помощью программы MC следующим образом:

$$\varepsilon_{ij} = \frac{N_{ij}}{N_j^{sim}} \cdot \frac{N_i^{rec}}{\sum_j N_{ij}}, \quad (7.3)$$

где N_{ij} – число реконструированных событий в наборе моделированных данных в i -ом канале, которые были разыграны как j -ый канал, $N_j^{sim(rec)}$ – число событий в j -ом смоделированном (реконструированном) канале.

Таким образом, вероятность обнаружения нейтринного события с одним реконструированным Λ^0 -гипероном (канал Λ^0X) может быть записана следующим образом:

$$\begin{aligned} R_\Lambda = & \frac{\varepsilon_{\Lambda \rightarrow \Lambda}}{\epsilon_{\nu\mu CC}} Br_\Lambda \{ F_\Lambda + (1 - Br_\Lambda) \cdot (F_{\Lambda\bar{\Lambda}} + 2F_{\Lambda\Lambda}) + (1 - Br_K) F_{K\Lambda} + \dots \} + \\ & + \frac{\varepsilon_{K_S^0 \rightarrow \Lambda}}{\epsilon_{\nu\mu CC}} Br_K \{ F_K + (1 - Br_\Lambda) \cdot (F_{K\Lambda} + F_{K\bar{\Lambda}}) + 2(1 - Br_K) F_{KK} + \dots \} + \\ & + \frac{\varepsilon_{K_S^0 \Lambda \rightarrow \Lambda}}{\epsilon_{\nu\mu CC}} Br_K \cdot Br_\Lambda \{ F_{K\Lambda} + \dots \} + \dots \end{aligned}$$

Подставляя в систему уравнений (7.2) измеренное число событий для каждого канала (см. таблицу 7.2), мы можем решить её относительно выходов каналов с одиночным и множественным рождением нейтральных странных частиц F^{true} (линейные уравнения) и в рамках модели рождения странных частиц (см. § 2.2) относительно параметров рождения странности $r_{s\bar{s}}$, $P_{s\Lambda}$, $P_{\bar{s}\bar{\Lambda}}$, P_{sK^0} , $P_{\bar{s}K^0}$ (нелинейные уравнения). Решение этой системы было реализовано с помощью метода минимизации χ^2 -функционала, описанного в [90], процедурами HESSE и MINOS пакета MINUIT [91]:

$$\chi^2 = 2 \cdot \sum_i \left[\left(N_i^{pred V^0} - N_i^{obs V^0} \right) + N_i^{obs V^0} \ln \left(\frac{N_i^{obs V^0}}{N_i^{pred V^0}} \right) \right], \quad (7.4)$$

где $N_i^{obs V^0}$ – число реконструированных событий в i -ом канале.

Таблица 7.2: Число реконструированных событий V^0 -типа и каналов с множественным рождением V^0 в данных и наборе моделированных событий, нормированных на число ν_μ взаимодействий по каналу заряженного тока в экспериментальных данных. X не содержит нейтральные странные частицы.

Тип V^0	Число реконструированных событий		МС/Данные
	МС	Данные	
Λ^0	7342	7448	$0,99 \pm 0,02$
K_S^0	14239	14396	$0,99 \pm 0,01$
$\bar{\Lambda}^0$	625	612	$1,02 \pm 0,06$
<u>Каналы</u>			
$\Lambda^0 X$	6886	7123	$0,97 \pm 0,02$
$K_S^0 X$	13030	13498	$0,97 \pm 0,01$
$\bar{\Lambda}^0 X$	553	559	$0,99 \pm 0,06$
$K_S^0 K_S^0 X$	399	306	$1,30 \pm 0,10$
$\Lambda^0 K_S^0 X$	371	266	$1,39 \pm 0,11$
$\Lambda^0 \bar{\Lambda}^0 X$	53	39	$1,36 \pm 0,29$
$K_S^0 \bar{\Lambda}^0 X$	18	14	$1,31 \pm 0,46$
$\Lambda^0 \Lambda^0 X$	13	10	$1,27 \pm 0,54$
$K_S^0 K_S^0 K_S^0 X$	3	2	$1,39 \pm 1,29$

7.2 Учёт систематических неопределённостей

Из описанной выше процедуры нахождения выходов каналов нейтральных странных частиц видно, что получаемые результаты корректируются при помощи набора моделированных событий (эффективность реконструкции, идентификации и т.п.), то есть их правильность напрямую зависит от адекватности описания моделированными событиями экспериментальных данных (внимание этому вопросу было уделено в § 6.5). Кроме того, конечные результаты также зависят от критериев отбора, изначально выбранных из субъективных соображений, накладываемых на данные при выделении сигнала, идентификации частиц и т.п. При достаточно точном описании программой МС реальных данных эта зависимость должна быть пренебрежимо малой, но ввиду неидеальности моделирования и неучёта некоторых эффектов, необходимо провести тщательное исследование стабильности результатов по отношению к изменению условий отбора.

Для проверки стабильности полученных результатов мы проварьировали критерии отбора странных частиц в следующих интервалах (статистика внутри этих интервалов меняется на 2-6 %, см. пункт 5.3.1):

- условие на поперечный импульс заряженного трека, выходящего из V^0 -вершины от 0,01 до 0,03 ГэВ/с (это условие подавляет вклад от “случайных” V^0 в данных). Значение “по умолчанию” равно 0,02 ГэВ/с;
- условие на перпендикулярную компоненту импульса V^0 относительно линии, соединяющей первичную и V^0 -вершины от 0,09 до 0,115 ГэВ/с (это условие увеличивает чистоту набора за счёт отбрасывания вторичных взаимодействий). Значение

“по умолчанию” равно 0,1 ГэВ/с;

- условие на χ^2 вероятности реконструкции V^0 -вершины от 0,005 до 0,035 (влияет на качество отбора V^0 -событий). Значение “по умолчанию” равно 0,01;
- условие на время жизни K_S^0 -мезона по его внутренним часам ($c\tau$) от 10 до 40 см. Значение “по умолчанию” равно 16 см;
- условие на время жизни Λ^0 - и $\bar{\Lambda}^0$ -гиперонов по их внутренним часам ($c\tau$) от 40 до 64 см. Значение “по умолчанию” равно 48 см;
- условие на инвариантную массу $\bar{\Lambda}^0$ -гиперона ($|M_{rec} \bar{\Lambda} - M_{true} \bar{\Lambda}| < \Delta M$) варьировалось от 0,02 до 0,04 ГэВ. Значение “по умолчанию” равно 0,025 ГэВ.

Оценка систематической неопределенности $(\Delta x_i)^2$ для каждого параметра определялась как сумма квадратов наибольших отклонений в варьируемых пределах по отношению к полученным результатам (пренебрегая корреляцией между различными условиями). Систематические ошибки для выходов странности и нейтральных странных частиц (модельно-зависимый случай) вычислялись по следующей формуле:

$$\Delta F = \sqrt{\left(\frac{\partial F}{\partial x_1}\right)^2 (\Delta x_1)^2 + \left(\frac{\partial F}{\partial x_2}\right)^2 (\Delta x_2)^2 + \dots} \quad (7.5)$$

7.3 Результаты

7.3.1 Выходы каналов с множественным рождением V^0

Результаты измерения выходов каналов с одиночным и множественным рождением нейтральных странных частиц, параметров рождения странных частиц и выходов странности приведены в таблицах 7.3, 7.4 и 7.5 соответственно. Из таблицы 7.3 (2 и 3 колонки) видно, что найденные выходы находятся в хорошем согласии с выходами, полученными на уровне генератора событий - NEGLIB (без трассировки частиц через вещество установки), что говорит в пользу правильного учёта эффективностей при вычислении выходов каналов. Дополнительным свидетельством этому может служить и то, что выходы, полученные в данных при использовании старой и новой версий МС практически идентичны [84]. К сожалению, программа моделирования нейтринных взаимодействий с новым набором параметров фрагментации струны плохо описывает множественное рождение нейтральных странных частиц. О возможных причинах данного разногласия будет сказано чуть позже.

В таблицах 7.4, 7.5 и 7.6 представлено сравнение результатов, полученных в настоящем анализе и с помощью 15 футовой пузырьковой камеры в лаборатории им. Ферми [35]. В пределах ошибок мы видим хорошее согласие между этими результатами, однако, статистические ошибки в работе [35] выглядят достаточно маленькими для эксперимента со статистикой в 4 раза меньшей чем в нашем анализе. Причиной столь заниженного значения может служить неправильная оценка ошибок при решении системы уравнений.

Доминирующим процессом образования странности при глубоконеупругом взаимодействии нейтрино с веществом по каналу заряженного тока является рождение $s\bar{s}$ пары

Таблица 7.3: Выходы каналов нейтральных странных частиц (в %) в данных и моделированных событиях (ошибки включают статистические и систематические неопределённости). X не содержит нейтральных странных частиц. K^0 включает в себя $K^0 + \bar{K}^0$.

Каналы	МС			Данные	
	NEGLIB	Мод. незав.	Мод. зав.	Мод. незав.	Мод. зав.
$\Lambda^0 X$	2,92	$2,58 \pm 0,31$	$2,70 \pm 0,37$	$3,47 \pm 0,47$	$3,47 \pm 1,04$
$K^0 X$	7,89	$6,81 \pm 1,26$	$6,91 \pm 0,51$	$9,17 \pm 1,60$	$9,44 \pm 2,31$
$\bar{\Lambda}^0 X$	0,15	$0,14 \pm 0,09$	$0,16 \pm 0,04$	$0,21 \pm 0,13$	$0,22 \pm 0,09$
$K^0 K^0 X$	2,81	$3,07 \pm 1,27$	$2,94 \pm 0,68$	$2,62 \pm 1,24$	$2,24 \pm 1,25$
$\Lambda^0 K^0 X$	2,41	$2,63 \pm 0,32$	$2,16 \pm 0,34$	$1,84 \pm 0,46$	$1,52 \pm 0,60$
$\Lambda^0 \bar{\Lambda}^0 X$	0,22	$0,21 \pm 0,07$	$0,10 \pm 0,02$	$0,15 \pm 0,09$	$0,07 \pm 0,03$
$K^0 \bar{\Lambda}^0 X$	0,10	$0,10 \pm 0,07$	$0,15 \pm 0,03$	$0,07 \pm 0,10$	$0,12 \pm 0,06$
$\Lambda^0 \Lambda^0 X$	0,01	$0,02 \pm 0,06$	$0,04 \pm 0,01$	$0,01 \pm 0,24$	$0,08 \pm 0,05$
$K^0 K^0 K^0 X$	0,19	$0,38 \pm 0,49$	$0,27 \pm 0,07$	$0,15 \pm 0,38$	$0,23 \pm 0,15$

Таблица 7.4: Параметры рождения странных частиц (в %) в данных и наборе моделированных событий. Значения для переменных $P_{s\Lambda}$, P_{sK^0} , $P_{\bar{s}\bar{\Lambda}}$ и $P_{\bar{s}K^0}$ были пересчитаны из результатов, полученных в [35] (см. главу 2).

Параметры	МС	Данные	FNAL
$r_{s\bar{s}}$	$10,56 \pm 1,35 \pm 0,10$	$18,65 \pm 3,50 \pm 2,08$	—
$r_{2(s\bar{s})}$	$1,26 \pm 0,35 \pm 0,03$	$4,53 \pm 2,03 \pm 1,20$	—
$P_{s\Lambda}$	$25,92 \pm 2,37 \pm 0,17$	$15,93 \pm 3,20 \pm 2,02$	$23,0 \pm 3,6$
P_{sK^0}	$35,02 \pm 7,40 \pm 0,60$	$23,89 \pm 11,10 \pm 3,73$	$22,3 \pm 2,0$
$P_{\bar{s}\bar{\Lambda}}$	$2,54 \pm 0,33 \pm 0,02$	$1,40 \pm 0,35 \pm 0,20$	$2,3 \pm 4,0$
$P_{\bar{s}K^0}$	$51,65 \pm 5,97 \pm 0,19$	$26,63 \pm 6,82 \pm 3,78$	$47,3 \pm 0,5$

в процессе фрагментации струны (см. таблицу 7.5), следовательно, в каналах с одиночным рождением нейтральной странной частицы оставшийся $s(\bar{s})$ -кварк фрагментирует в заряженный странный адрон, неидентифицируемый нашим детектором, то есть в подавляющем большинстве случаев одиночные V^0 рождаются в паре с заряженными адронами, как это показано в таблице 7.7. Здесь мы пренебрегли случаем рождения трёх и более странных кварков в одном взаимодействии, а также образованием Λ^0 гиперонов из лидирующего s кварка.

Из данной таблицы видно, что выходы каналов с одиночным и множественным рождением V^0 чувствительны к выходам как нейтральных, так и заряженных странных частиц, в особенности к соотношению между выходами $\bar{K}^0/K^-$ и K^0/K^+ мезонов. Таким образом, равенство выходов различных каналов в данных и моделированных событиях является прямым следствием равенства между ними в выходах заряженных и нейтральных странных адронов. Ввиду того, что наша программа моделирования хорошо описывает интегральные выходы нейтральных странных частиц (см. таблицу 6.9), то существующее разногласие в выходах каналов с одиночным и множественным рождени-

Таблица 7.5: Выходы странности (в %) в данных и наборе моделированных событий. Приведены статистические и систематические ошибки, которые не включают ошибки на импульсные распределения кварков в нуклоне и ошибки на элементы матрицы Кабиббо.

Параметры	МС	Данные	FNAL
R_s	$3,67 \pm 0,07 \pm 0,01$	$3,20 \pm 0,23 \pm 0,14$	$5,0 \pm 1,5$
$R_{\bar{s}}$	$0,61 \pm 0,01 \pm 0,01$	$0,53 \pm 0,02 \pm 0,01$	–
$R_{s\bar{s}}$	$13,64 \pm 1,14 \pm 0,09$	$20,40 \pm 2,90 \pm 1,72$	$19,5 \pm 1,4$
$R_{ss\bar{s}}$	$0,44 \pm 0,06 \pm 0,01$	$0,78 \pm 0,15 \pm 0,09$	–
$R_{s\bar{s}\bar{s}}$	$0,26 \pm 0,01 \pm 0,01$	$0,27 \pm 0,02 \pm 0,01$	–
$R_{ss\bar{s}\bar{s}}$	$1,63 \pm 0,38 \pm 0,03$	$4,95 \pm 1,99 \pm 1,18$	–

Таблица 7.6: Выходы каналов с одиночным и множественным рождением нейтральных странных частиц, измеренные в эксперименте NOMAD и в лаборатории им. Ферми [35]. X не содержит нейтральных странных частиц. K^0 включает в себя $K^0 + \bar{K}^0$.

Каналы	NOMAD	FNAL
$\Lambda^0 X$	$3,47 \pm 0,47$	$3,2 \pm 0,3$
$K^0 X$	$9,17 \pm 1,60$	$8,0 \pm 0,8$
$\bar{\Lambda}^0 X$	$0,21 \pm 0,13$	$0,24 \pm 0,06$
$K^0 K^0 X$	$2,62 \pm 1,24$	$1,6 \pm 0,8$
$\Lambda^0 K^0 X$	$1,84 \pm 0,46$	$2,3 \pm 0,4$
$\Lambda^0 \bar{\Lambda}^0 X$	$0,15 \pm 0,09$	$0,09 \pm 0,03$
$K^0 \bar{\Lambda}^0 X$	$0,07 \pm 0,10$	$0,14 \pm 0,05$
$\Lambda^0 \Lambda^0 X$	$0,01 \pm 0,24$	$0,02 \pm 0,07$
$K^0 K^0 K^0 X$	$0,15 \pm 0,38$	$0,6 \pm 0,3$

ем V^0 может быть объяснено несоответствием выходов заряженных странных адронов между данными и МС (см. пункт 7.3.2). Существующее разногласие (см. таблицу 7.3) не может быть устранено на данный момент путём изменения параметров фрагментации струны, использовавшихся при настройке программы моделирования, так как это ухудшит согласие в интегральных выходах нейтральных странных частиц (сравните зависимость от PARJ параметров выходов каналов и интегральных выходов нейтральных странных частиц на рис. В.1, В.2, В.3, В.4, В.5 и В.6 приложения В).

7.3.2 Выходы $K^\pm$ мезонов

Используя полученные результаты по абсолютным выходам странных кварков и относительным вероятностям фрагментации странных кварков в адрон ($1 = P_{s\Lambda} + P_{sK^0} + P_{sX}$, $1 = P_{\bar{s}\bar{\Lambda}} + P_{\bar{s}K^0} + P_{\bar{s}X}$), представленных соответственно в таблицах 7.5 и 7.4, нами были вычислены абсолютные выходы странных частиц, рождающихся в ν_μ взаимодействиях по каналу заряженного тока (см. таблицы 7.8 и 7.9). Из этих таблиц видно, что предсказание выходов странных и антистранных кварков (T_s и $T_{\bar{s}}$) программой моделирования занижены по сравнению с экспериментальными данными в два раза. Выходы

Таблица 7.7: Рождение странных частиц и их вклад в каналы с одиночным и множественным рождением V^0 . (М-мезон, В-барион, $\bar{B}$ -антибарион). X не содержит нейтральные странные частицы.

Каналы	Рождение странных адронов				
	М	ММ	МВ	$M\bar{B}$	$B\bar{B}$
$\Lambda^0 X$			$\Lambda^0 K^+$		$\Lambda^0 \bar{\Sigma}^\pm$
$K^0 X$	$\bar{K}^0$	$\bar{K}^0 K^+$ $K^0 K^-$	$\Sigma^\pm K^0$	$\bar{\Sigma}^\pm \bar{K}^0$	
$\bar{\Lambda}^0 X$				$\bar{\Lambda}^0 K^-$	$\Sigma^\pm \bar{\Lambda}^0$
$K^0 K^0 X$		$K^0 \bar{K}^0$			
$\Lambda^0 K^0 X$			$\Lambda^0 K^0$		
$\bar{\Lambda}^0 K^0 X$				$\bar{\Lambda}^0 \bar{K}^0$	
$\Lambda^0 \bar{\Lambda}^0 X$					$\Lambda^0 \bar{\Lambda}^0$
X	K^-	$K^+ K^-$	$\Sigma^\pm K^+$	$\bar{\Sigma}^\pm K^-$	$\Sigma^\pm \bar{\Sigma}^\pm$

заряженных странных адронов $T_{X(s)}$ и $T_{X(\bar{s})}$, включающие в себя K^- , $\Sigma^\pm$ и K^+ , $\bar{\Sigma}^\pm$, также недооцениваются программой моделирования в три раза. Выходы нейтральных странных частиц в наборе МС, как и следовало ожидать, находятся в хорошем согласии с данными. Следует заметить, что с помощью модели рождения странности можно найти по отдельности выходы K^0 и $\bar{K}^0$ мезонов, что невозможно сделать с помощью нашей безмодельной процедуры измерения выходов V^0 , описанной в § 6.2.

Таблица 7.8: Предсказанные выходы (в %) странных частиц содержащих s -кварк в данных и наборе моделированных событий. Выходы получены на основе модели рождения странности.

Выходы	NEGLIB	МС	Данные
T_Λ	5,87	$5,63 \pm 0,72 \pm 0,05$	$5,63 \pm 1,58 \pm 0,97$
$T_{\bar{K}^0}$	8,18	$7,61 \pm 1,75 \pm 0,14$	$8,44 \pm 4,26 \pm 1,65$
$T_{X(s)}$	9,39	$8,48 \pm 0,86 \pm 0,07$	$21,26 \pm 4,48 \pm 2,57$
T_s	23,43	$21,72 \pm 1,94 \pm 0,15$	$35,33 \pm 6,96 \pm 4,13$

Выходы $\Sigma(\bar{\Sigma})$ гиперонов, вычисленные с помощью программы моделирования на уровне генератора событий, не значительны и оценивается на уровне 20% от выходов $\Lambda^0(\bar{\Lambda}^0)$ гиперонов. То есть выходами $\bar{\Sigma}^\pm$ гиперонов можно полностью пренебречь, считая что $T_{X(\bar{s})}$ соответствует только K^+ мезонам, чего нельзя сказать о величине $T_{X(s)}$, так как непренебрежимый вклад в неё вносят $\Sigma^\pm$ гипероны, поэтому выходы K^- мезонов могут быть оценены с большей погрешностью (из-за неопределённости выходов $\Sigma^\pm$), хотя и не критичной для нашего анализа. Таким образом, в данных мы ожидаем следующие выходы заряженных каонов: 21% для K^- мезонов и 23% для K^+ мезонов, которые более чем в 2 раза превышают выходы нейтральных каонов - $(8,56 \pm 2,88 \pm 1,65)\%$ для

Таблица 7.9: Предсказанные выходы (в %) странных частиц содержащих $\bar{s}$ -кварк в данных и наборе моделированных событий. Выходы получены на основе модели рождения странности.

Выходы	NEGLIB	МС	Данные
$T_{\bar{\Lambda}}$	0,50	$0,47 \pm 0,08 \pm 0,01$	$0,45 \pm 0,15 \pm 0,09$
T_{K^0}	9,03	$9,54 \pm 1,50 \pm 0,08$	$8,56 \pm 2,88 \pm 1,65$
$T_{X(\bar{s})}$	12,53	$8,46 \pm 0,94 \pm 0,07$	$23,14 \pm 5,14 \pm 3,05$
$T_{\bar{s}}$	22,06	$18,48 \pm 1,95 \pm 0,15$	$32,15 \pm 7,03 \pm 4,17$

K^0 и $(8,44 \pm 4,26 \pm 1,65)\%$ для $\bar{K}^0$, в МС выходы заряженных и нейтральных каонов совпадают.

7.4 Эффективность восстановления V^0 -событий

До этого момента мы проводили анализ данных в предположении, что эффективности реконструкции V^0 -событий в данных и МС совпадают, однако это утверждение требует дополнительной проверки. Так, например, отличие количества реконструированных каналов с множественным рождением нейтральных странных частиц в МС и данных могут отличаться как из-за неправильного моделирования рождения этих частиц, так и из-за несоответствия эффективностей их реконструкции. И если одиночные каналы у нас находятся в согласии, то для каналов с множественным рождением этот эффект усиливается из-за того, что эффективность восстановления для них входит в квадрате. Этот вопрос о соответствии эффективностей будет рассмотрен в настоящем параграфе.

Для проверки соответствия эффективностей восстановления V^0 -событий в данных и МС используется информация о нейтральных странных частицах, распадающихся вблизи первичной вершины нейтринного взаимодействия, в результате чего эти треки сливаются с треками, образованными непосредственно в самом взаимодействии, таким образом не используется процедура объединения двух треков в одну вершину (V^0 -событие), которая и может являться причиной несоответствия эффективностей реконструкции таких событий. Однако, долю неопределённости в эту проверку вносит несоответствие восстановления самих треков, а так же несоответствия числа заряженных треков выходящих из первичной вершины. Первое утверждение мы оставляем на совести авторов программы реконструкции, так как они выбирали оптимальные параметры для наиболее точного и правильного восстановления треков, а второе утверждение было нами проверено (см. рис. 6.5.2) и мы можем быть уверены в том, что предсказание распределения количества заряженных треков находится в хорошем согласии с экспериментальными данными.

Исходя из распределений инвариантной массы $\pi^+\pi^-$ и $p\pi^-$ (см. рис. 7.2) мы вычислили следующие значения для отношений эффективностей восстановления V^0 -событий

в МС и данных:

$$(\epsilon_K)_{MC/DATA} = \left(\frac{r(K^{V^0})}{r(K^{PV})} \right)_{MC/DATA} = 0,98 \pm 0,08 \quad (7.6)$$

$$(\epsilon_\Lambda)_{MC/DATA} = \left(\frac{r(\Lambda^{V^0})}{r(\Lambda^{PV})} \right)_{MC/DATA} = 1,05 \pm 0,07 \quad (7.7)$$

где $r(K^{V^0})$ и $r(\Lambda^{V^0})$ - измеренное число K_S^0 и Λ^0 из вторичных вершин, $r(K^{PV})$ и $r(\Lambda^{PV})$ - измеренное число K_S^0 и Λ^0 в первичной вершине. Мы видим, что с точностью 7-8% эффективности восстановления V^0 -вершин в данных и МС совпадают. Эта неопределённость (8%) была включена в систематическую ошибку для всех результатов, представленных в текущей главе.

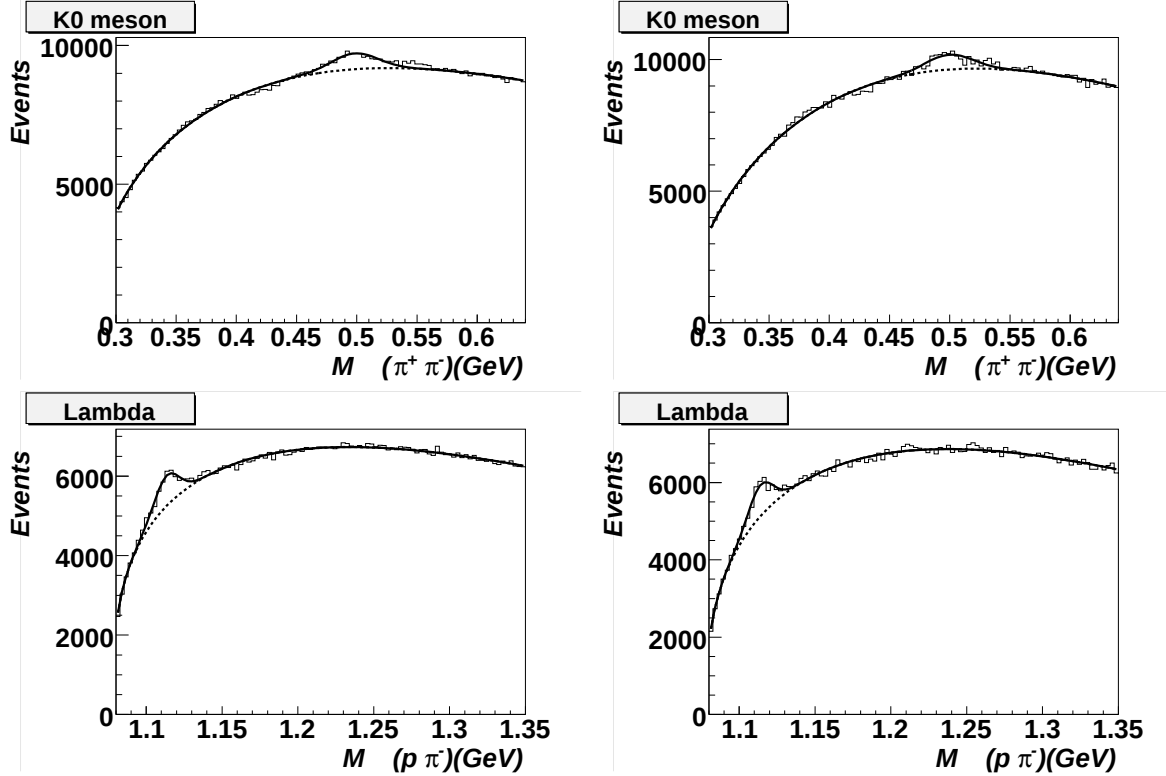


Рис. 7.2: Распределения по инвариантной массе $\pi^+\pi^-$ (вверху) и $p\pi^-$ (внизу) исходящих из первичной вершины в МС (слева) и данных (справа).

7.5 Обсуждение результатов

Полученные в этой главе результаты требуют некоторого разъяснения. Первое что хотелось бы особо отметить, это разногласие в выходах каналов с множественным рождением нейтральных странных частиц между данными и МС и, как следствие, разногласие в выходах заряженных странных каонов. В МС предполагается, что заряженные и нейтральные каоны рождаются с одинаковой вероятностью, так как вероятность рождения $u\bar{u}$ или $d\bar{d}$ пар в процессе фрагментации струны одна и та же,

то есть $s(\bar{s})$ -кварки в равной степени могут подхватить $u(\bar{u})$ - или $d(\bar{d})$ -кварки, образуя при этом заряженный или нейтральный мезон. Ввиду того что в МС все каоны имеют одинаковую вероятность рождения, то следует ожидать следующие соотношения между каналами (см. Таблицу 7.7): $F^{true}(K^0 \Lambda X) = F^{true}(\Lambda X) \equiv F^{true}(\Lambda K^+)$, $2 \cdot F^{true}(K^0 K^0 X) = F^{true}(K^0 X) \equiv F^{true}(K^0 K^-) + F^{true}(\bar{K}^0 K^+)$. Что мы и видим из Таблицы 7.3 (2-4 колонки), здесь следует отметить, что в ν_μ взаимодействиях по каналу заряженного тока K^+ рождаются чаще других странных мезонов, так как в большинстве случаев в результате взаимодействия образуется лидирующий u -кварк, а значит вероятность образовать положительно заряженный K -мезон больше, чем какой-либо другой (этот факт не учитывается в нашей модели рождения странности).

Разногласие в выходах нейтральных и заряженных каонов в данных и МС можно объяснить несоответствием эффективности восстановления V^0 -вершин в данных и МС. Это особенно актуально для эксперимента NOMAD, так как полная эффективность восстановления V^0 -вершины мала (порядка 20%), поэтому небольшие неконтролируемые колебания этой величины приводят к значительным эффектам. Например, если мы допустим, что эффективность восстановления V^0 в данных на 30% в относительных величинах меньше чем в МС (в абсолютных значениях эффективность меняется на 6%, с 0,2 до 0,14), то в этом случае выходы каналов в МС полностью воспроизводят данные.

Однако, если мы обратимся к измерениям произведённым в пузырьковой камере [35], эффективность восстановления нейтральных странных частиц в которой близка к 100%, а значит они менее подвержены флуктуациям, то увидим, что результаты измерения выходов каналов с множественным рождением нейтральных странных частиц близки к результатам, полученным в текущем анализе (см. Таблицу 7.6), при этом не выполняются приведённые выше равенства между каналами, что так же является указанием превышения выходов заряженных каонов над нейтральными. Причиной данного разногласия может быть плохое предсказание рождения s -кварка и распада очарованных частиц (даёт вклад в образование K -мезонов), неправильное предсказание распадов векторных K^* -мезонов на $K\pi$ пару (дело в том, что вероятности распада K^* -мезонов на заряженные/нейтральные мезоны в программе моделирования событий вычисляются исходя из коэффициентов Клебша-Гордана, автору данной диссертации не известно, измерялись ли вероятности этих распадов экспериментально и чему они равны).

Чтобы проверить вышеназванное утверждение о превышении выходов заряженных странных каонов над нейтральными, необходимо независимым способом измерить их выходы. В эксперименте NOMAD это можно сделать двумя способами: идентифицировать каоны в электромагнитном калориметре (по энерговыделению) или сравнить число димюонных событий (событий с двумя зарегистрированными мюонами) в данных и МС. Суть второго метода состоит в следующем: несмотря на относительно большое время жизни, K^- и π^- мезоны могут претерпеть распад в установке NOMAD с образованием отрицательно заряженного мюона с последующей его регистрацией в мюонных камерах, а так как среднее время жизни каона в два раза меньше чем у пиона то можно ожидать, что количество димюонных событий будет определяться выходами отрицательно заряженных каонов. На практике оба этих метода оказались не чувствительны к выходам каонов из-за их малой статистики по сравнению с пионами. Таким образом в эксперименте NOMAD на данном этапе невозможно другим способом доказать превышение выходов заряженных каонов над нейтральными.

7.6 Выводы

В этой главе был представлен анализ множественного рождения V^0 в ν_μ взаимодействиях по каналу заряженного тока, в котором мы измерили выходы нейтральных странных адронов, появляющихся в различных комбинациях. Эти измерения обеспечивают нас информацией о механизме адронизации кварков, которую можно извлечь с помощью простой модели, основанной на модели созданной коллаборацией из лаборатории им. Ферми. Одним из главных полученных результатов стало вычисление полных выходов странных и антистранных кварков, измерение по отдельности выходов K^0 и $\bar{K}^0$ мезонов, а также выходов заряженных странных каонов, изначально неидентифицируемых в эксперименте NOMAD. Эти результаты показывают, что в экспериментальных данных заряженные K мезоны рождаются чаще нейтральных, в то время как в программе моделирования событий эти выходы практически равны, что говорит в пользу того, что модель Лунд не адекватно описывает рождение мезонов.

Значения параметров рождения странных адронов, вычисленные с помощью нашей модели, совпадают по значению с параметрами, вычисленными в работе [35]. К сожалению, данная модель не лишена некоторых недостатков, которых нельзя было избежать даже после значительных улучшений:

- параметр $r_{s\bar{s}}$ (см. определения (2.1) и (2.2)) не эквивалентен фактору подавления странности λ_s , так как он описывает вероятность рождения одной $s\bar{s}$ пары на одно нейтринное взаимодействие (связать параметры $r_{s\bar{s}}$ и λ_s можно лишь в том случае, если мы будем знать среднее число рождённых $q\bar{q}$ пар);
- в модели не принята во внимание множественность рождения $q\bar{q}$ пар;
- не учтён фактор подавления рождения дикварк-антидикварковой пары относительно кварк-антикварковой пары (qq/q), а так же сохранение барионного числа.

Чтобы учесть это, необходимо создать модель, подобную модели Лунд, что выходит за рамки данной диссертации.

Глава 8

Измерение выстроенности спинов $K^*(892)^\pm$ мезонов

Одной из задач настоящей диссертации является измерение выстроенности спинов – преимущественного направления спина на выделенное направление – для векторных K^* мезонов, рождающихся в нейтринных взаимодействиях по каналу заряженного тока. Данное исследование позволяет понять свойства фрагментации кварков в адроны, влияние спина кварка на спиновую ориентацию рождённого в результате фрагментации струны антикварка и проверить различные механизмы адронизации, предложенные, например, в [37, 38].

8.1 Выделение сигнала

Основой процедуры поиска выстроенности спинов является выделение сигнала и вычисление полного числа K^* мезонов, распадающихся по каналу $K^* \rightarrow K^0\pi$ в различных кинематических областях. Для этого применяется метод инвариантной массы: сначала строится инвариантная масса M_{res} комбинации K_S^0 и соответствующего заряженного трека, затем из полученного распределения вычитаются фоновые события, а выделенное таким образом число K^* мезонов поправляется на эффективность отбора, вычисляемую в данной кинематической области с помощью набора моделированных событий.

Для построения M_{res} составляются всевозможные комбинации импульса нейтральной странной частицы с импульсами заряженных треков (подходящего знака), выходящих из первичной вершины, кроме треков мюонов и электронов. Полученные таким образом гистограммы аппроксимируются теоретической функцией, описывающей комбинаторный фон и сигнал. Комбинаторный фон может быть описан любой функцией вида:

$$BG = P_n(M_{res} - M_{min}) \cdot Tail(M_{res}), \quad (8.1)$$

где $P_n(M_{res} - M_{min})$ полином n порядка, обращающийся в ноль при $M_{res} = M_{min}$ (M_{min} – пороговая масса распределения: $M_{min} = M_{V^0} + m_\pi$), и $Tail(M_{res})$ – любая функция, стремящаяся к нулю при $M_{res} \rightarrow \infty$ быстрее соответствующего роста полинома P_n .

Параметризация фона была выбрана в следующей простой форме:

$$BG = a_1 \Delta^{a_2} e^{-(a_3 \Delta + a_4 \Delta^2)}, \quad (8.2)$$

где $\Delta = M_{res} - M_{min}$.

Для описания резонанса была использована функция Брейта-Вигнера:

$$BW(M_{res}) = \frac{\Gamma}{(M_{res}^2 - M_0^2)^2 + M_0^2 \Gamma^2} \left(\frac{M_{res}}{q} \right), \quad \Gamma = \Gamma_0 \left(\frac{q}{q_0} \right)^{2l+1} \frac{M_0}{M_{res}}, \quad (8.3)$$

где M_0 и Γ_0 – масса и ширина резонанса, q – импульс продуктов распада в системе покоя резонанса (q_0 соответствует M_0) и $l = 1$.

Наконец, полученные распределения инвариантных масс описывались функцией вида:

$$\frac{dN}{dm} = BG(\Delta) + a_5 \cdot BW'(M_{res}), \quad (8.4)$$

где функция Брейта-Вигнера BW' была нормирована на единичную площадь, a_5 – искомое число K^* мезонов.

Рис. 8.1 наглядно демонстрирует процедуру выделения сигнала и вычисления полного числа векторных $K^{*\pm}$ мезонов распадающихся на $K_S^0 \pi$ пару (в нашем анализе все результаты приводятся только для моды распада с образованием нейтрального каона, без поправки на число K^* мезонов, распадающихся на заряженные каоны). Детальная информация о количестве $K^{*\pm}$ мезонов, найденных в экспериментальных данных и МС, представлена в таблице 8.1.

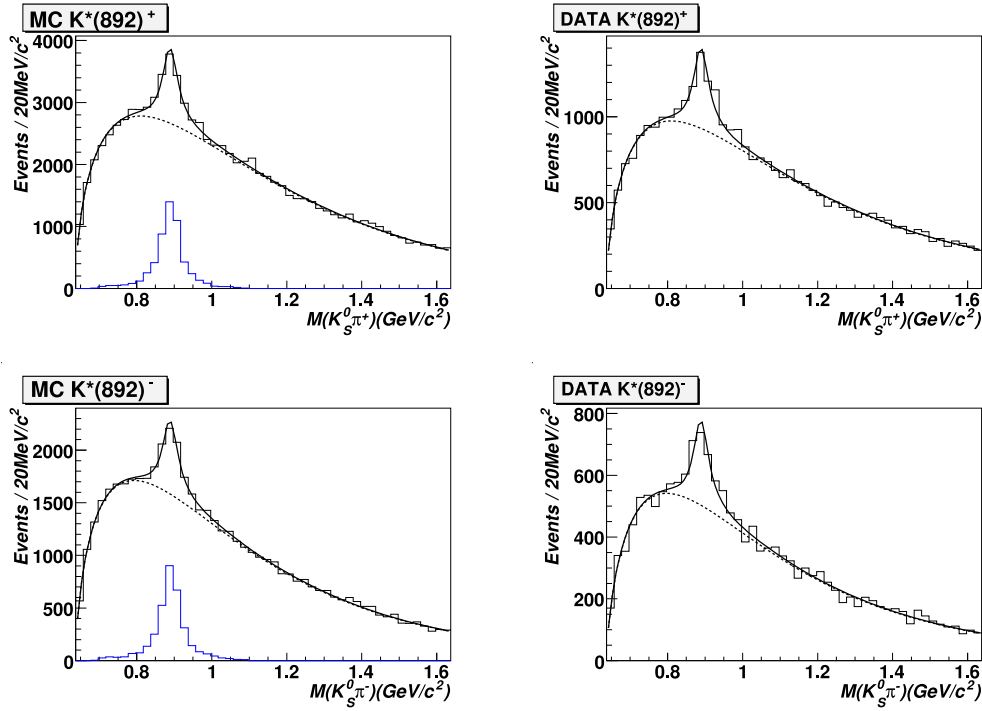


Рис. 8.1: Распределение по инвариантной массе для систем K_S^0 +положительно заряженный трек (вверху) и K_S^0 +отрицательно заряженный трек (внизу) в моделированных событиях (слева) и данных (справа). В МС также показан ожидаемый сигнал от K^* мезонов.

Таблица 8.1: Выделенное число распадов $K^{*+} \rightarrow K_S^0 \pi^+$ и $K^{*-} \rightarrow K_S^0 \pi^-$ в данных и моделированных событиях. Число K^* мезонов в МС нормировано на число ν_μ взаимодействий по каналу заряженного тока в экспериментальных данных.

	$N(K^{*+} \rightarrow K_S^0 \pi^+)$	$N(K^{*-} \rightarrow K_S^0 \pi^-)$
Данные (измерено)	1803 ± 121	1060 ± 89
МС (измерено)	1846 ± 80	1066 ± 61
МС (реконструировано)	2150	1374
МС (смоделировано)	9366	5612
ϵ_r	0,23 $\pm$ 0,01	0,24 $\pm$ 0,01
ϵ_s	0,86 $\pm$ 0,04	0,78 $\pm$ 0,05

8.2 Вычисление выходов K^* мезонов и измерение выстроенности спинов

Выходы K^* мезонов, рождающихся в ν_μ событиях заряженного тока и распадающихся на $K^0 \pi$, вычислялись следующим образом:

$$T_{K^*} = \frac{N_{K^*}}{Br(K) \cdot \epsilon_{K^*}} \cdot \frac{\epsilon_{\nu_\mu CC}}{N_{\nu_\mu CC}}, \quad (8.5a)$$

или для полного числа $K^* \rightarrow K^0 \pi$ распадов:

$$N_{K^*}^{true} = \frac{N_{K^*}}{Br(K) \cdot \epsilon_{K^*}}, \quad (8.5b)$$

где N_{K^*} – число выделенных K^* мезонов в $N_{\nu_\mu CC}$ реконструированных и идентифицированных ν_μ событиях заряженного тока с эффективностью $\epsilon_{\nu_\mu CC} = (77, 15 \pm 0, 03)\%$ (см. § 5.2.3), $Br(K) = 0,686/2$ – вероятность распада $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ (фактор 2 возникает из условия, что набор K^0 состоит из K_S^0 и K_L^0 , но в установке NOMAD мы можем наблюдать только распад K_S^0 компоненты). $\epsilon_{K^*} = \epsilon_r \times \epsilon_s$, где ϵ_r представляет собой эффективность реконструкции распада K^* мезона и включает в себя эффективности реконструкции K_S^0 и π мезонов, ϵ_s – эффективность выделения реконструированных $K^* \rightarrow K_S^0 \pi$ распадов (см. таблицу 8.1).

Для определения числа K^* мезонов и соответствующих выходов в различных кинематических областях сначала строилось распределение по инвариантной массе всех K_S^0 +заряженный трек комбинаций, соответствующих данному кинематическому интервалу:

- для переменных, характеризующих нейтринное взаимодействие (E_ν , Q^2 , W^2), рассматривались только те нейтринные события, которые удовлетворяли нашим критериям;
- значения переменных, характеризующих поведение (свойства) рождающихся K^* мезонов, таких как x_F , z_K , вычислялись отдельно для каждой комбинации K_S^0 +заряженный трек;

после чего, тем же образом, как это было описано в § 8.1, в выбранном кинематическом интервале выделялся сигнал от K^* мезонов, при этом эффективность отбора, также учитывающая перетекание событий из одной области в другую, вычислялась для каждого интервала отдельно.

Для извлечения ρ_{00} параметра (см § 3.2) строилась зависимость количества рождённых K^* мезонов от $\cos\theta$, где θ – угол между вылетающим пионом и направлением вылета K^* в системе его покоя, затем полученное распределение аппроксимировалось функцией:

$$W(|\cos\theta|) = a[(1 - \rho_{00}) + (3\rho_{00} - 1)\cos^2\theta], \quad (8.6)$$

где a – нормировочный множитель. На рис. 8.2 представлена зависимость между моделированными и реконструированными значениями $\cos\theta$ для $K^{*\pm}$ мезонов, рождённых в ν_μ взаимодействиях по каналу заряженного тока в моделированных событиях. Из этих распределений можно сделать вывод, что разрешение по $\cos\theta$ лучше чем 0,03 и не зависит от угла θ . Распределения по $\cos\theta$ в данных и МС показаны на рис. 8.3. На этих гистограммах хорошо видно отсутствие выстроенности спинов векторных мезонов в моделированных событиях ($\rho_{00} = 1/3$), что является прямым следствием того, что в модели Лунд не учитываются ориентации спинов рождающихся частиц, а следовательно, распределение пионов по углу вылета должно быть изотропным.

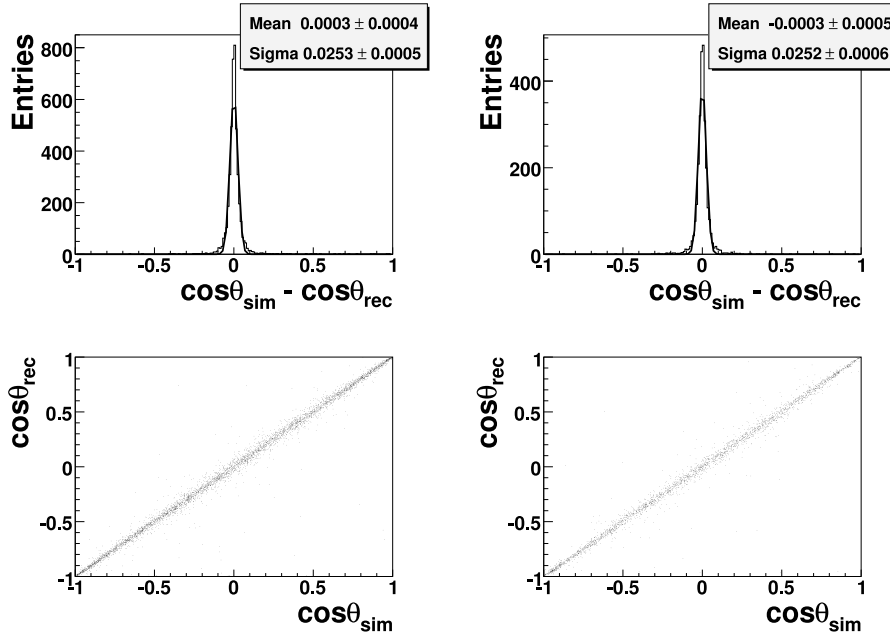


Рис. 8.2: Зависимость между моделированными и реконструированными значениями $\cos\theta$ для K^{*+} (слева) и K^{*-} (справа) мезонов, рождённых в ν_μ взаимодействиях по каналу заряженного тока в моделированных событиях.

8.3 Систематические неопределённости

Из описанной выше процедуры измерения числа K^* мезонов видно, что получаемые результаты корректируются с помощью набора моделированных событий (эффектив-

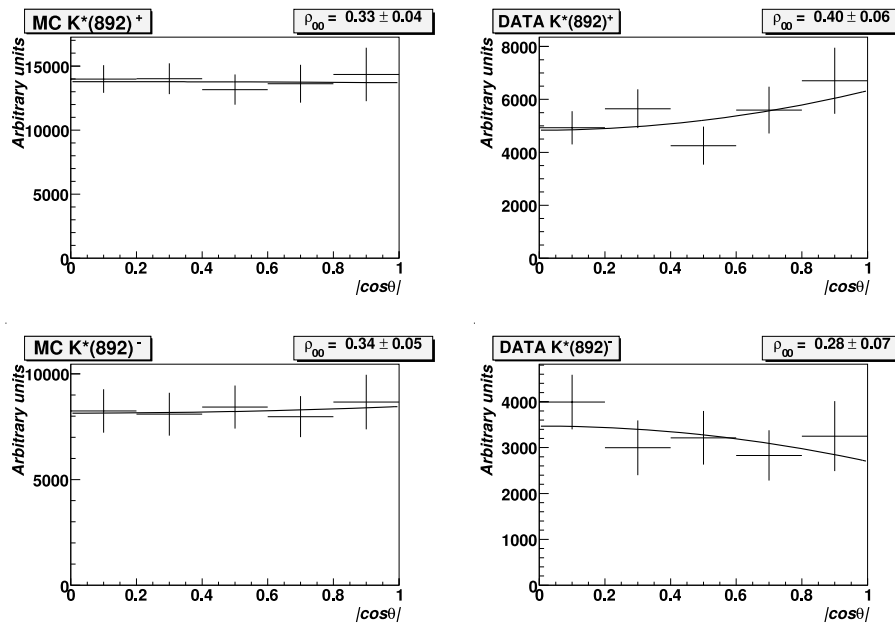


Рис. 8.3: Угловое распределение пиона в системе покоя векторного мезона при распаде K^{*+} (вверху) и K^{*-} (внизу) для моделированных событий (слева) и данных (справа). Приведены только статистические ошибки.

ность реконструкции, идентификации и т.п.), то есть их правильность напрямую зависит от адекватности описания моделированными событиями экспериментальных данных (внимание этому вопросу было уделено в § 6.5). Кроме того, конечные результаты также зависят от критериев отбора, изначально выбранных из субъективных соображений, накладываемых на данные при выделении сигнала, идентификации частиц и т.п. При достаточно точном описании программой МС реальных данных эта зависимость должна быть пренебрежимо малой, но ввиду неидеальности моделирования и неучёта некоторых эффектов необходимо провести тщательное исследование стабильности результатов по отношению к изменению условий отбора.

Для проверки стабильности полученных результатов исследовались различные источники систематических неопределённостей.

Процедура исследования зависимости конечных результатов от условий отбора K_S^0 мезонов описана в § 7.2.

Также исследовалось влияние количества интервалов на конечный результат при аппроксимировании инвариантной массы комбинаций K_S^0 +заряженный трек. Число интервалов менялось от 30 до 70 (в текущем анализе число интервалов равно 50).

Итоговая систематическая ошибка вычислялась как квадратный корень из суммы квадратов наибольших отклонений в указанном интервале изменения критериев отбора по отношению к полученному результату (пренебрегая возможной корреляцией между различными условиями отбора).

Для проверки возможного увеличения сигнала K^* мезонов за счёт комбинаторных эффектов, а так же правильности вычисления фона при построении инвариантной массы системы K_S^0 +заряженный трек мы построили инвариантную массу всевозможных комбинаций K_S^0 +заряженный трек, где K_S^0 и заряженный трек были взяты из разных событий, при этом импульс адронной струи одного из событий поворачивался в

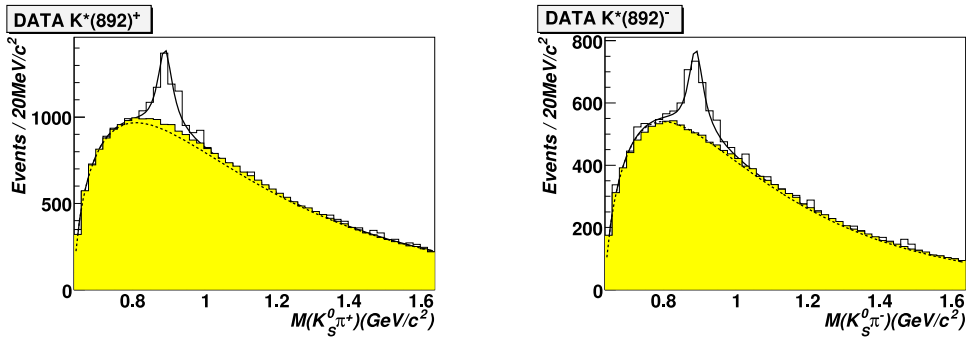


Рис. 8.4: Распределение по инвариантной массе для систем K_S^0 +положительно заряженный трек (слева) и K_S^0 +отрицательно заряженный трек (справа) в экспериментальных данных. Сплошная линия: результат аппроксимации фона и сигнала, штрихованная линия: только фон. Закрашенная область показывает оценку фона, если K_S^0 мезон и заряженный трек взяты из разных событий.

направлении импульса адронной струи в другом событии. Затем полученное распределение нормировалось на распределение инвариантной массы фон+сигнал в области больше 1,1 ГэВ. Результат представлен на рис. 8.4. Форма распределения фона достаточно хорошо воспроизводится нашей процедурой аппроксимирования, описанной в § 8.1.

8.4 Результаты

В таблицах 8.2 и 8.3 представлены результаты для полного числа, абсолютных выходов, относительных выходов и ρ_{00} параметров для $K^*(892)^\pm$ мезонов, рождающихся в ν_μ взаимодействиях и распадающихся на $K^0\pi$. Из таблицы 8.2 видно, что выходы K^{*+} мезонов в два раза выше чем K^{*-} , что является прямым следствием того, что K^{*+} мезоны в равной степени рождаются как из фрагментации струны, так и из фрагментации лидирующего кварка, в то время как K^{*-} мезоны рождаются в основном из фрагментации струны (см. рис. 3.4). ρ_{00} параметр (см. таблицу 8.3) для $K^{*\pm}$ мезонов в пределах ошибок совпадает со значением 1/3, что соответствует случаю с отсутствием выстроенности спинов.

Таблица 8.2: Полное число, абсолютные выходы и относительные выходы $K^{*\pm}$ мезонов, рождённых в нейтринных взаимодействиях по каналу заряженного тока и распадающихся на $K^0\pi$ пару (приведены статистические и систематические ошибки).

	Число K^*	Выходы K^* (%)	$\frac{N(K^* \rightarrow K^0\pi)}{N(K^0)}$ (%)
K^{*+}	$26676 \pm 1784 \pm 1863$	$2,6 \pm 0,2 \pm 0,2$	$15,3 \pm 1,0 \pm 1,0$
K^{*-}	$16278 \pm 1372 \pm 500$	$1,6 \pm 0,1 \pm 0,1$	$9,4 \pm 0,8 \pm 0,3$

Таблица 8.3: Значения ρ_{00} параметра для $K^{*\pm}$ мезонов, рождённых в нейтринных взаимодействиях по каналу заряженного тока и распадающихся на $K^0\pi$ (приведены статистические и систематические ошибки).

Мезон	ρ_{00}
K^{*+}	$0,40 \pm 0,06 \pm 0,03$
K^{*-}	$0,28 \pm 0,07 \pm 0,03$

8.4.1 Рождение $K^{*\pm}$ мезонов

На рис. 8.5 и 8.6 представлены поправленные выходы $K^{*\pm}$ мезонов в экспериментальных данных, как функции следующих кинематических переменных: E_ν , W^2 , Q^2 , x_{Bj} и y_{Bj} . Из этих рисунков видно, что выходы $K^{*\pm}$ мезонов монотонно растут с увеличением E_ν , W^2 и Q^2 .

Хотелось бы обратить особое внимание на различие зависимостей выходов K^{*+} и K^{*-} мезонов от переменных x_{Bj} и y_{Bj} , что указывает на разные механизмы их образования (см. рис. 3.4). Форма распределений по этим переменным для K^{*-} совпадает с аналогичными распределениями $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов, так же рождающихся в результате фрагментации струны и K_S^0 мезонов (ср. рис. 8.6, 6.5 и 6.7). Следует так же отметить, что зависимость выходов Λ^0 гиперонов, образование которых происходит в основном за счёт фрагментации дикваркового остатка, от переменных x_{Bj} и y_{Bj} , совпадает с зависимостью выходов K^{*+} мезонов (ср. рис. 8.6 и 6.6).

Распределения $K^{*\pm}$ мезонов как функции z , x_F и p_T переменных показаны на рис. 8.7. Можно заметить, что по сравнению с K^{*-} мезонами, K^{*+} чаще рождаются при $x_F > 0$ (область фрагментации пучка), то есть ощутимый вклад в рождение K^{*+} даёт фрагментация выбитого кварка.

Хотелось бы обратить особое внимание на то, что все зависимости, представленные в этом пункте, измерены впервые для $K^{*\pm}$ мезонов, рождающихся в ν_μ взаимодействиях и распадающихся на $K^0\pi$ пару.

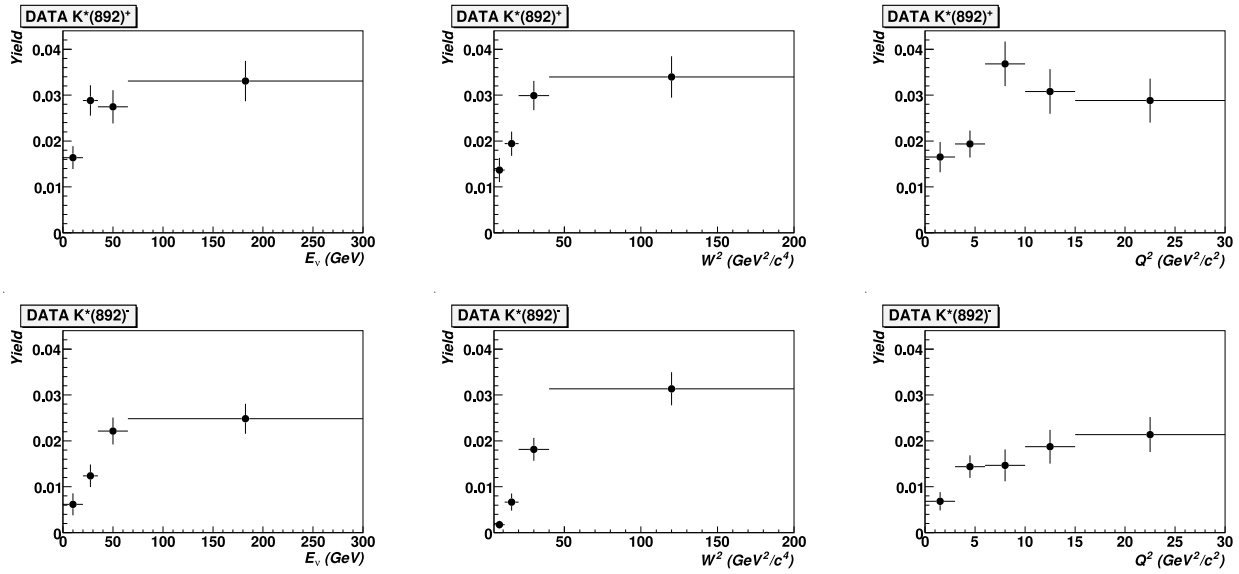


Рис. 8.5: Поправленные выходы K^{*+} (вверху) и K^{*-} (внизу) мезонов, как функция E_ν , W^2 и Q^2 . Приведены только статистические ошибки.

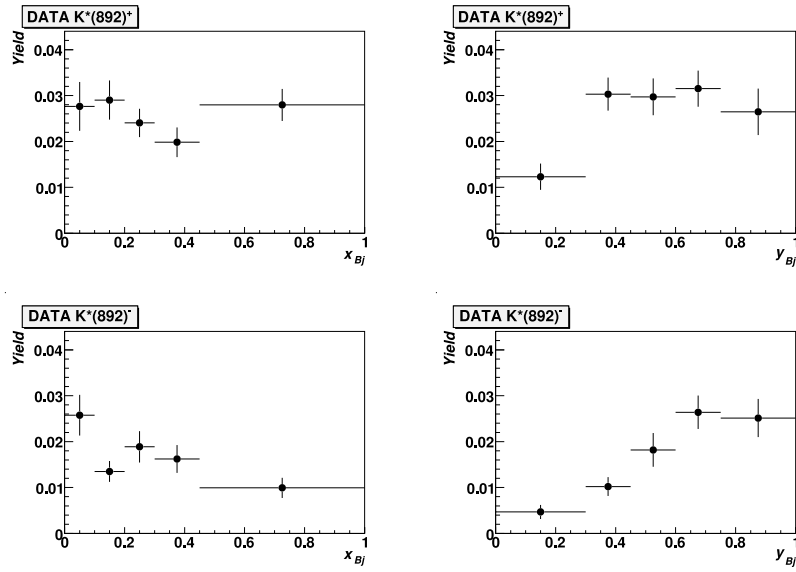


Рис. 8.6: Поправленные выходы K^{*+} (вверху) и K^{*-} (внизу) мезонов, как функция x_{Bj} и y_{Bj} . Приведены только статистические ошибки.

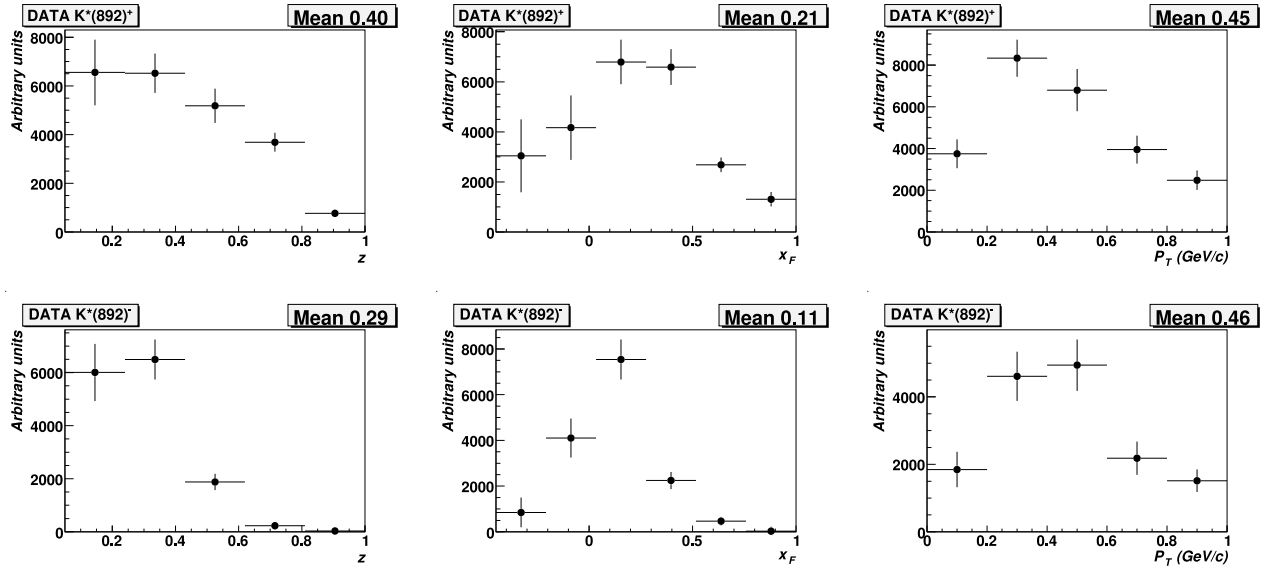


Рис. 8.7: Поправленные распределения K^{*+} (вверху) и K^{*-} (внизу) мезонов, как функция z , x_F и p_T . Приведены только статистические ошибки.

8.4.2 Зависимость ρ_{00} параметра для $K^{*\pm}$ мезонов от различных кинематических переменных

На рис. 8.8 приведены зависимости ρ_{00} параметра от переменных z , x_F и p_T для $K^{*\pm}$ мезонов. Для K^{*+} мезонов приведено теоретическое предсказание поведения ρ_{00} параметра от переменной x_F [38]. Также нами измерялась зависимость ρ_{00} параметра от других кинематических переменных (E_ν , W^2 , Q^2 , x_{Bj} и y_{Bj}). В пределах ошибок какая-либо зависимость выстроенности спинов от этих переменных не наблюдалась.

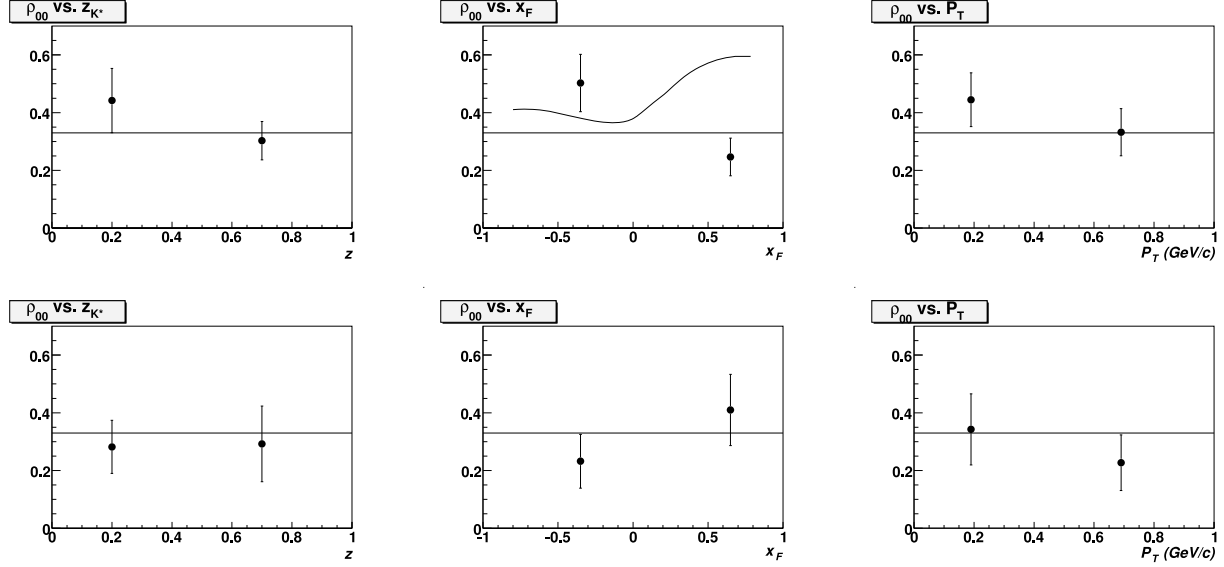


Рис. 8.8: Зависимость ρ_{00} параметра от переменных z , x_F и p_T для K^{*+} (вверху) и K^{*-} (внизу) мезонов. Приведены только статистические ошибки.

8.5 Выводы

В этой главе был представлен анализ выстроенности спинов, а также интегральных выходов и их зависимостей от различных кинематических переменных для векторных $K^{*\pm}$ мезонов, рождающихся в нейтринных взаимодействиях по каналу заряженного тока и распадающихся на $K^0\pi$ пару. Следует заметить, что это первые результаты, полученные в нейтринных взаимодействиях.

В ν_μ взаимодействиях по каналу заряженного тока были измерены следующие выходы K^* мезонов (в %): $2,6 \pm 0,2$ (стат.) $\pm 0,2$ (сист.) и $1,6 \pm 0,1$ (стат.) $\pm 0,1$ (сист.) для K^{*+} и K^{*-} соответственно. Мы также обнаружили, что выходы $K^{*\pm}$ мезонов монотонно растут с увеличением E_ν , Q^2 и W^2 . Зависимости выходов от переменных x_{Bj} и y_{Bj} для K^{*+} и K^{*-} мезонов различны, что может быть объяснено различием механизмов рождения, причём форма распределений по этим переменным совпадает для K^{*+} , Λ^0 , и для K^{*-} , $\bar{\Lambda}^0$, K_S^0 .

Полученные данные по измерению ρ_{00} параметра указывают на отсутствие выстроенности спинов $K^{*\pm}$ мезонов (значения ρ_{00} параметра в пределах ошибок совпадают со значением $1/3$). Также было найдено, что K^{*+} и K^{*-} мезоны имеют, возможно, различную зависимость ρ_{00} параметра от переменных z и x_F . Однако, мы не

можем сделать окончательный вывод из-за больших статистических ошибок, впрочем так же как и о подтверждении или опровержении модели, основанной на данных, полученных из экспериментов на *LEP* и предсказывающей зависимость ρ_{00} параметра от переменной x_F в области энергий эксперимента *NOMAD* [38].

Заключение

Суммируем кратко результаты, защищаемые в настоящей диссертации.

1. Настроены параметры модели Лунд фрагментации струны. Получено согласие в пределах ошибок измерения для интегральных выходов странных адронов между моделированными событиями и данными эксперимента NOMAD.
2. Развита модель рождения странности, позволяющая извлечь из данных полные выходы странных кварков и антикварков, оценить выходы заряженных странных каонов, неидентифицируемых в эксперименте NOMAD, а так же по отдельности выходы K^0 и $\bar{K}^0$ мезонов.
3. Впервые измерены выходы странных кварков и антикварков, рождающихся в ν_μ взаимодействиях по каналу заряженного тока, равные (в %): $\mathcal{T}_s = 35,3 \pm 7,0$ (стат.) $\pm 4,1$ (сист.) и $\mathcal{T}_{\bar{s}} = 32,2 \pm 7,0$ (стат.) $\pm 4,2$ (сист.). Выходы заряженных каонов в данных оцениваются на уровне 21% и 23% для K^- и K^+ мезонов соответственно.
4. Впервые в нейтринных экспериментах были изучены свойства рождения векторных $K^{*\pm}$ мезонов, распадающихся на $K^0\pi^\pm$ пару.

В эксперименте NOMAD в ν_μ взаимодействиях по каналу заряженного тока было выделено 1803 ± 121 $K^{*+} \rightarrow K_S^0\pi^+$ и 1060 ± 89 $K^{*-} \rightarrow K_S^0\pi^-$ распадов.

Вероятности рождения $K^{*\pm}$ мезонов равны (в %): $2,6 \pm 0,2$ (стат.) $\pm 0,2$ (сист.) и $1,6 \pm 0,1$ (стат.) $\pm 0,1$ (сист.) для K^{*+} и K^{*-} соответственно.

Изучена зависимость выходов $K^{*\pm}$ мезонов от основных кинематических переменных: энергии нейтрино, переданного 4-х импульса, полной энергии адронной системы. Вероятности рождения $K^{*\pm}$ мезонов монотонно растут с увеличением значения этих переменных.

Вероятности рождения $K^{*\pm}$ мезонов в ν_μ взаимодействиях заряженного тока с $+1$, -1 и 0 проекциями спина на ось движения эквивалентны, измеренные значения ρ_{00} параметра равны: $0,40 \pm 0,06$ (стат.) $\pm 0,03$ (сист.) и $0,28 \pm 0,07$ (стат.) $\pm 0,03$ (сист.) для K^{*+} и K^{*-} соответственно.

IV

Приложения

Приложение А

Улучшенная модель рождения странных частиц

Простой путь получения уравнений для выходов различных каналов с одиночным и множественным рождением V^0 состоит в том, что мы определяем полную вероятность рождения странности следующими соотношениями:

$$\begin{aligned} I_s &= P_{sK^0} + P_{s\Lambda} + P_{sX}, \\ I_{\bar{s}} &= P_{\bar{s}K^0} + P_{\bar{s}\bar{\Lambda}} + P_{\bar{s}X}, \end{aligned} \quad (\text{A.1})$$

которые соответствуют условию фрагментации образовавшихся s и $\bar{s}$ кварков в любой из адронов: K^0 , Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0$ или X .

Полный выход странности записывается в виде:

$$\begin{aligned} R_{strangeness} &= R_s I_s + R_{\bar{s}} I_{\bar{s}} + R_{s\bar{s}} I_s \otimes I_{\bar{s}} + R_{s\bar{s}\bar{s}} I_s \otimes I_s \otimes I_{\bar{s}} + R_{s\bar{s}\bar{s}\bar{s}} I_s \otimes I_s \otimes I_{\bar{s}} \otimes I_{\bar{s}} + \\ &R_{s\bar{s}\bar{s}\bar{s}\bar{s}} I_s \otimes I_s \otimes I_{\bar{s}} \otimes I_{\bar{s}} + \dots \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

Таким образом, выходы для различных каналов с множественным рождением нейтральных странных частиц могут быть записаны из уравнений (A.1) и (A.2):

$$\begin{aligned} F^{true}(\Lambda) &= R_s P_{s\Lambda} + R_{\bar{s}} P_{\bar{s}\Lambda} P_{\bar{s}X} + 2R_{s\bar{s}} P_{s\Lambda} P_{sX} P_{\bar{s}X} + R_{s\bar{s}\bar{s}} P_{s\Lambda} P_{\bar{s}X}^2 + \\ &2R_{s\bar{s}\bar{s}\bar{s}} P_{s\Lambda} P_{sX} P_{\bar{s}X}^2 \\ F^{true}(K^0) &= R_s P_{sK^0} + R_{\bar{s}} P_{\bar{s}K^0} + R_{s\bar{s}} (P_{sK^0} P_{\bar{s}X} + P_{\bar{s}K^0} P_{sX}) + \\ &R_{s\bar{s}\bar{s}} (2P_{sK^0} P_{\bar{s}X} P_{sX} + P_{\bar{s}K^0} P_{sX}^2) + R_{s\bar{s}\bar{s}\bar{s}} (2P_{\bar{s}K^0} P_{\bar{s}X} P_{sX} + P_{sK^0} P_{\bar{s}X}^2) + \\ &2R_{s\bar{s}\bar{s}\bar{s}\bar{s}} (P_{sK^0} P_{\bar{s}X}^2 P_{sX} + P_{\bar{s}K^0} P_{\bar{s}X} P_{sX}^2) \\ F^{true}(\bar{\Lambda}) &= R_{\bar{s}} P_{\bar{s}\bar{\Lambda}} + R_{s\bar{s}} P_{\bar{s}\bar{\Lambda}} P_{sX} + R_{s\bar{s}\bar{s}} P_{\bar{s}\bar{\Lambda}} P_{sX}^2 + 2R_{s\bar{s}\bar{s}\bar{s}} P_{\bar{s}\bar{\Lambda}} P_{sX} P_{\bar{s}X} + \\ &2R_{s\bar{s}\bar{s}\bar{s}\bar{s}} P_{\bar{s}\bar{\Lambda}} P_{\bar{s}X} P_{sX}^2 \\ F^{true}(K^0 K^0) &= R_{s\bar{s}} P_{sK^0} P_{\bar{s}K^0} + R_{s\bar{s}\bar{s}} (2P_{sK^0} P_{\bar{s}K^0} P_{sX} + P_{sK^0}^2 P_{\bar{s}X}) + \\ &R_{s\bar{s}\bar{s}\bar{s}} (2P_{sK^0} P_{\bar{s}K^0} P_{\bar{s}X} + P_{\bar{s}K^0}^2 P_{sX}) + \\ &R_{s\bar{s}\bar{s}\bar{s}\bar{s}} (P_{sK^0}^2 P_{\bar{s}X}^2 + P_{\bar{s}K^0}^2 P_{sX}^2 + 4P_{sK^0} P_{sX} P_{\bar{s}K^0} P_{\bar{s}X}) \\ F^{true}(K^0 \Lambda) &= R_{s\bar{s}} P_{s\Lambda} P_{\bar{s}K^0} + 2R_{s\bar{s}\bar{s}} (P_{s\Lambda} P_{sK^0} P_{\bar{s}X} + P_{s\Lambda} P_{\bar{s}K^0} P_{sX}) + \\ &2R_{s\bar{s}\bar{s}\bar{s}} P_{s\Lambda} P_{\bar{s}K^0} P_{\bar{s}X} + 2R_{s\bar{s}\bar{s}\bar{s}\bar{s}} (P_{s\Lambda} P_{sK^0} P_{\bar{s}X}^2 + 2P_{s\Lambda} P_{sX} P_{\bar{s}K^0} P_{\bar{s}X}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
F^{true}(K^0 \bar{\Lambda}) &= R_{ss\bar{s}} P_{sK^0} P_{\bar{s}\bar{\Lambda}} + 2R_{ss\bar{s}} P_{sK^0} P_{\bar{s}\bar{\Lambda}} P_{sX} + \\
&\quad 2R_{ss\bar{s}} (P_{sK^0} P_{\bar{s}\bar{\Lambda}} P_{\bar{s}X} + P_{\bar{s}K^0} P_{\bar{s}\bar{\Lambda}} P_{sX}) + \\
&\quad 2R_{ss\bar{s}} (P_{\bar{s}K^0} P_{\bar{s}\bar{\Lambda}} P_{sX}^2 + 2P_{sK^0} P_{sX} P_{\bar{s}\bar{\Lambda}} P_{sX}) \\
F^{true}(\Lambda\Lambda) &= R_{ss\bar{s}} P_{s\Lambda}^2 P_{\bar{s}X} + R_{ss\bar{s}} P_{s\Lambda}^2 P_{\bar{s}X}^2 \\
F^{true}(\bar{\Lambda}\bar{\Lambda}) &= R_{ss\bar{s}} P_{\bar{s}\bar{\Lambda}}^2 P_{sX} + R_{ss\bar{s}} P_{\bar{s}\bar{\Lambda}}^2 P_{sX}^2 \\
F^{true}(K^0 K^0 K^0) &= R_{ss\bar{s}} P_{sK^0}^2 P_{\bar{s}K^0} + R_{ss\bar{s}} P_{sK^0} P_{\bar{s}K^0}^2 + \\
&\quad 2R_{ss\bar{s}} (P_{sK^0}^2 P_{\bar{s}K^0} P_{\bar{s}X} + P_{\bar{s}K^0}^2 P_{sK^0} P_{sX}) \\
F^{true}(\Lambda\Lambda K^0) &= R_{ss\bar{s}} P_{s\Lambda}^2 P_{\bar{s}K^0} + 2R_{ss\bar{s}} P_{s\Lambda}^2 P_{\bar{s}K^0} P_{\bar{s}X} \\
F^{true}(\bar{\Lambda}\bar{\Lambda} K^0) &= R_{ss\bar{s}} P_{\bar{s}\bar{\Lambda}}^2 P_{sK^0} + 2R_{ss\bar{s}} P_{\bar{s}\bar{\Lambda}}^2 P_{sK^0} P_{sX} \\
F^{true}(\Lambda\bar{\Lambda} K^0) &= 2R_{ss\bar{s}} P_{s\Lambda} P_{\bar{s}\bar{\Lambda}} P_{sK^0} + 2R_{ss\bar{s}} P_{s\Lambda} P_{\bar{s}\bar{\Lambda}} P_{\bar{s}K^0} + \\
&\quad 4R_{ss\bar{s}} (P_{s\Lambda} P_{sK^0} P_{\bar{s}\bar{\Lambda}} P_{\bar{s}X} + P_{s\Lambda} P_{\bar{s}K^0} P_{\bar{s}\bar{\Lambda}} P_{sX}) \\
F^{true}(\Lambda K^0 K^0) &= 2R_{ss\bar{s}} P_{s\Lambda} P_{\bar{s}K^0} P_{sK^0} + R_{ss\bar{s}} P_{s\Lambda} P_{\bar{s}K^0}^2 + \\
&\quad 2R_{ss\bar{s}} (P_{s\Lambda} P_{sX} P_{\bar{s}K^0}^2 + 2P_{s\Lambda} P_{sK^0} P_{\bar{s}K^0} P_{\bar{s}X}) \\
F^{true}(\bar{\Lambda} K^0 K^0) &= R_{ss\bar{s}} P_{\bar{s}\bar{\Lambda}} P_{sK^0}^2 + 2R_{ss\bar{s}} P_{\bar{s}\bar{\Lambda}} P_{sK^0} P_{\bar{s}K^0} + \\
&\quad 2R_{ss\bar{s}} (P_{\bar{s}\bar{\Lambda}} P_{\bar{s}X} P_{sK^0}^2 + 2P_{\bar{s}\bar{\Lambda}} P_{\bar{s}K^0} P_{sK^0} P_{sX}) \\
F^{true}(\Lambda\Lambda\bar{\Lambda}) &= R_{ss\bar{s}} P_{s\Lambda}^2 P_{\bar{s}\bar{\Lambda}} + 2R_{ss\bar{s}} P_{s\Lambda}^2 P_{\bar{s}\bar{\Lambda}} P_{\bar{s}X} \\
F^{true}(\Lambda\bar{\Lambda}\bar{\Lambda}) &= R_{ss\bar{s}} P_{s\Lambda} P_{\bar{s}\bar{\Lambda}}^2 + 2R_{ss\bar{s}} P_{s\Lambda} P_{\bar{s}\bar{\Lambda}}^2 P_{sX} \\
F^{true}(\Lambda\Lambda\bar{\Lambda}\bar{\Lambda}) &= R_{ss\bar{s}} P_{s\Lambda}^2 P_{\bar{s}\bar{\Lambda}}^2 \\
F^{true}(\Lambda\Lambda\bar{\Lambda} K^0) &= 2R_{ss\bar{s}} P_{s\Lambda}^2 P_{\bar{s}\bar{\Lambda}} P_{\bar{s}K^0} \\
F^{true}(\Lambda\bar{\Lambda}\bar{\Lambda} K^0) &= 2R_{ss\bar{s}} P_{s\Lambda} P_{\bar{s}\bar{\Lambda}}^2 P_{sK^0} \\
F^{true}(\Lambda\bar{\Lambda} K^0 K^0) &= 4R_{ss\bar{s}} P_{s\Lambda} P_{\bar{s}\bar{\Lambda}} P_{sK^0} P_{\bar{s}K^0} \\
F^{true}(\Lambda K^0 K^0 K^0) &= 2R_{ss\bar{s}} P_{s\Lambda} P_{sK^0} P_{\bar{s}K^0}^2 \\
F^{true}(\bar{\Lambda} K^0 K^0 K^0) &= 2R_{ss\bar{s}} P_{\bar{s}\bar{\Lambda}} P_{\bar{s}K^0} P_{sK^0}^2 \\
F^{true}(\Lambda\Lambda K^0 K^0) &= R_{ss\bar{s}} P_{s\Lambda}^2 P_{\bar{s}K^0}^2 \\
F^{true}(\bar{\Lambda}\bar{\Lambda} K^0 K^0) &= R_{ss\bar{s}} P_{\bar{s}\bar{\Lambda}}^2 P_{sK^0}^2 \\
F^{true}(K^0 K^0 K^0 K^0) &= R_{ss\bar{s}} P_{\bar{s}K^0}^2 P_{sK^0}^2
\end{aligned}$$

Приложение В

Зависимость выходов странных частиц от JETSET параметров

На рис. В.1, В.2, В.3, В.4, В.5 и В.6 представлены зависимости выходов различных каналов и интегральных выходов нейтральных странных частиц от PARJ параметров (остальные параметры выставлены по умолчанию).

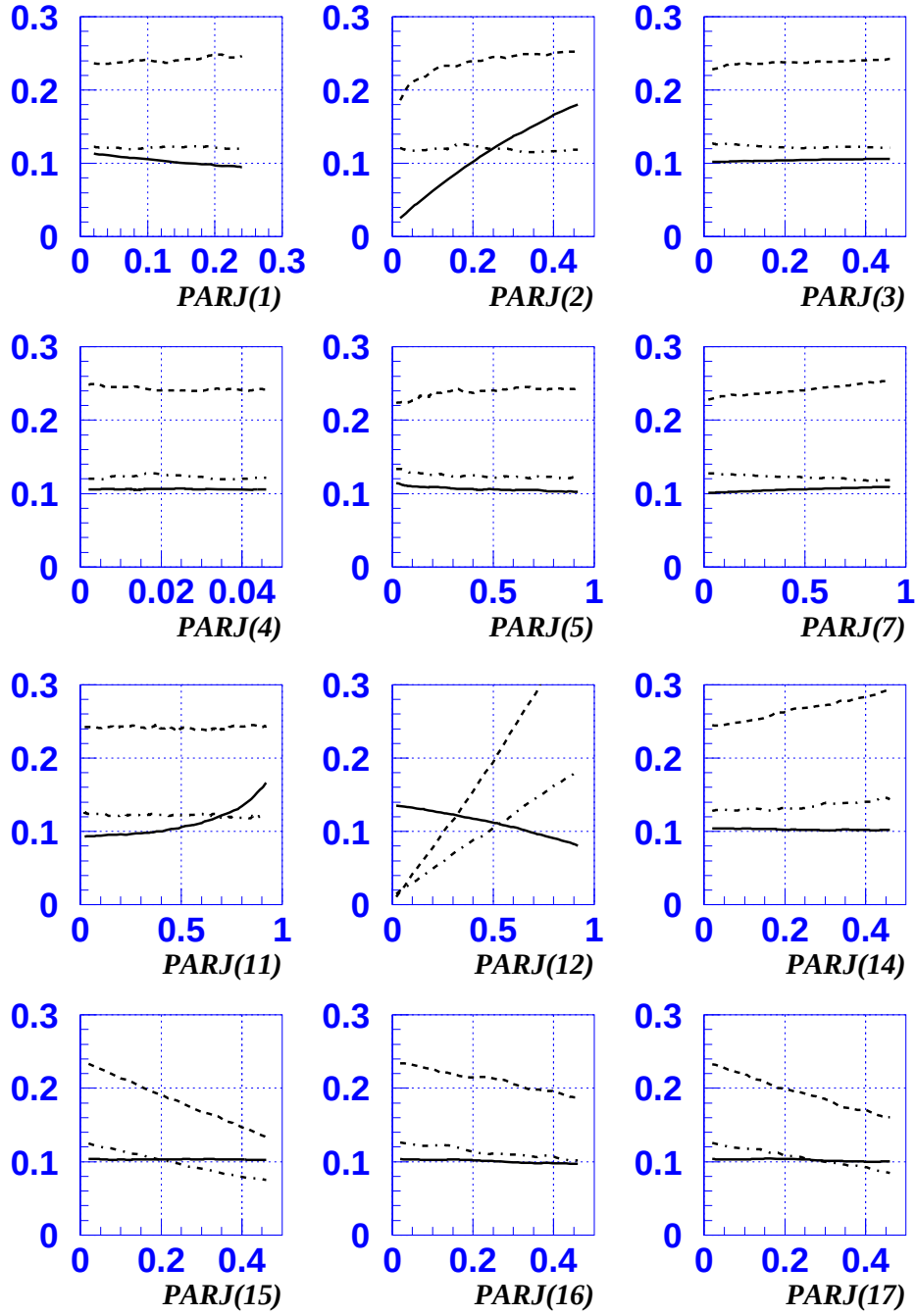


Рис. В.1: Зависимость абсолютных выходов K_S^0 мезонов (сплошная линия) и относительных выходов K_S^0 мезонов, являющихся продуктами распадов K^{*+} (пунктирная линия) и K^{*-} (штрих-пунктирная линия) мезонов от $PARJ$ параметров.

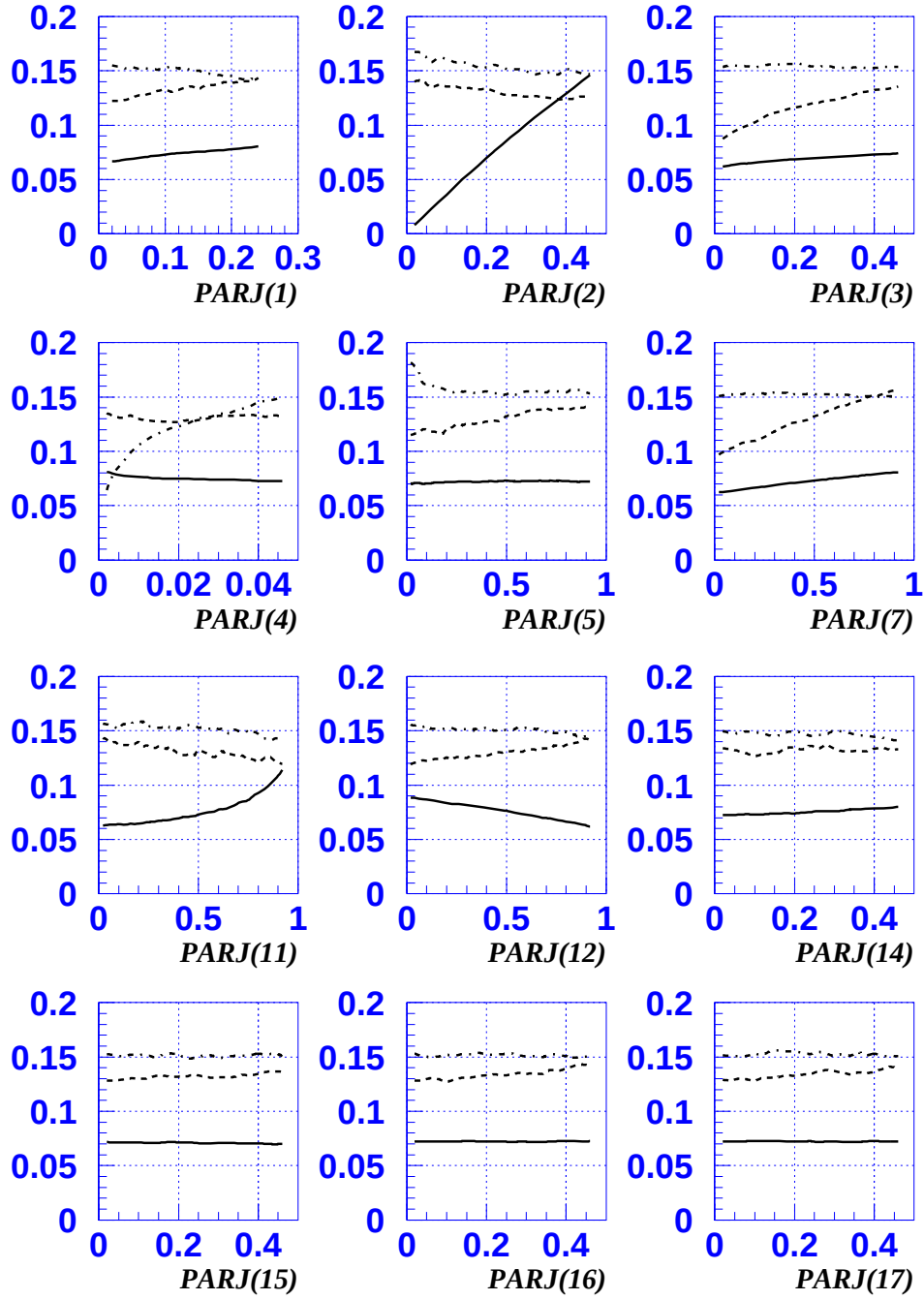


Рис. В.2: Зависимость абсолютных выходов Λ^0 гиперонов (сплошная линия) и относительных выходов Λ^0 гиперонов, являющихся продуктами распадов Σ^0 (пунктирная линия) и Σ^{*+} (штрих-пунктирная линия) гиперонов от $PARJ$ параметров.

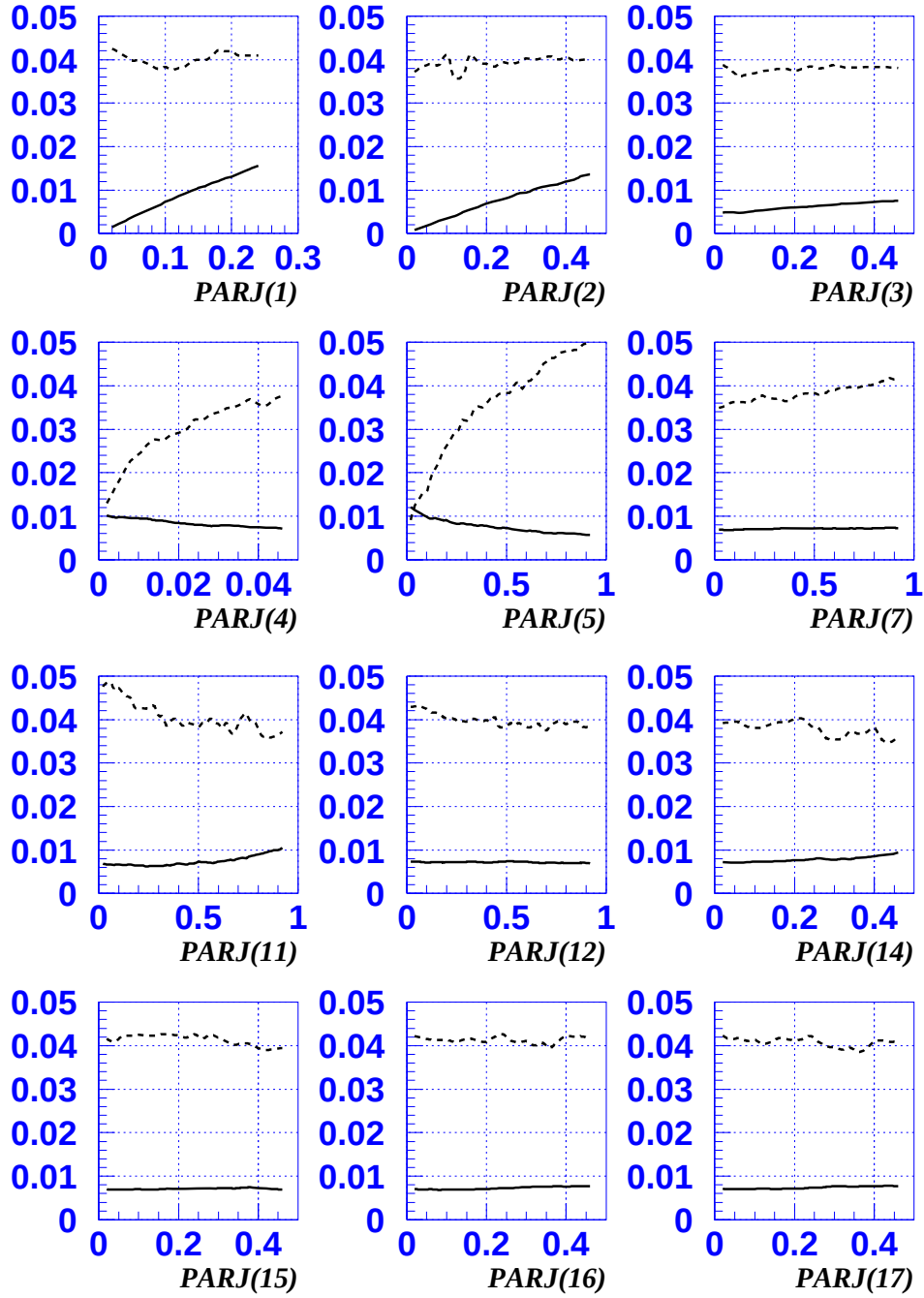


Рис. В.3: Зависимость абсолютных выходов $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов (сплошная линия) и относительных выходов Λ^0 гиперонов, являющихся продуктами распадов Σ^{*-} (пунктирная линия) гиперонов от $PARJ$ параметров.

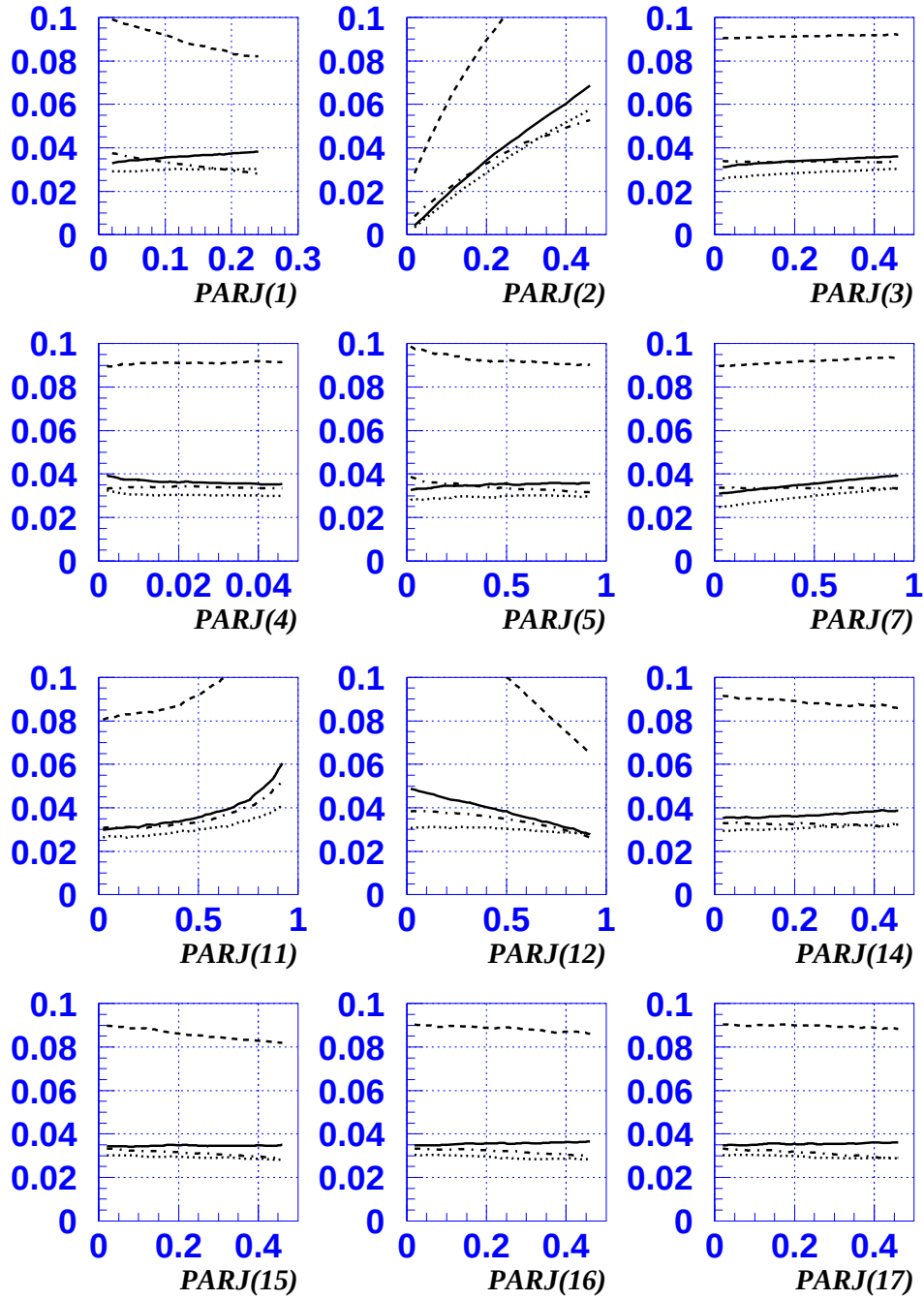


Рис. В.4: Зависимость выходов $\Lambda^0 X$ (сплошная линия), $K^0 X$ (пунктирная линия), $K^0 K^0 X$ (штрих-пунктирная линия) и $\Lambda^0 K^0 X$ (точечная линия) от PARJ параметров.

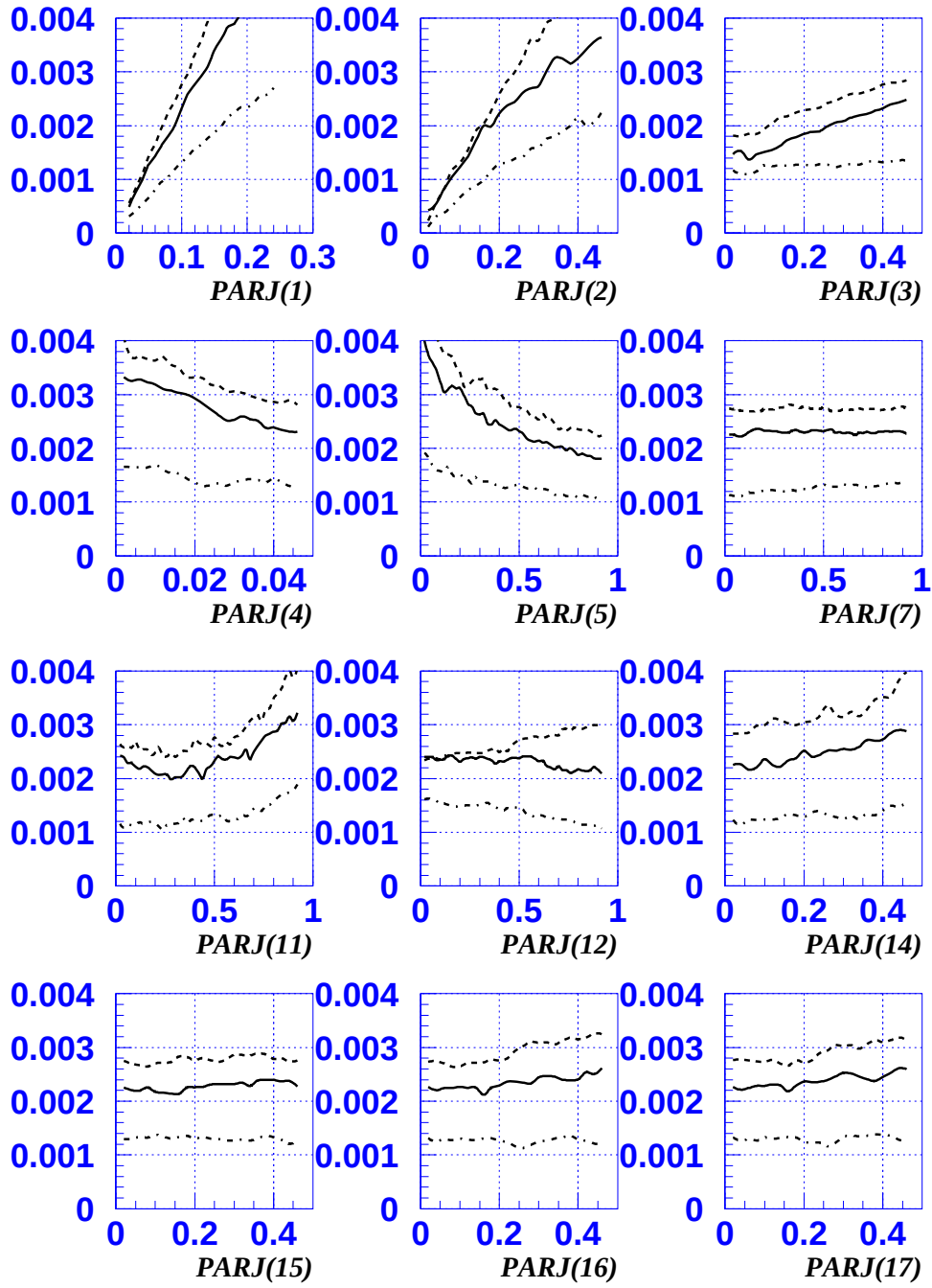


Рис. В.5: Зависимость выходов $\bar{\Lambda}^0 X$ (сплошная линия), $\Lambda^0 \bar{\Lambda}^0 X$ (пунктирная линия) и $K^0 \bar{\Lambda}^0 X$ (штрих-пунктирная линия) от $PARJ$ параметров.

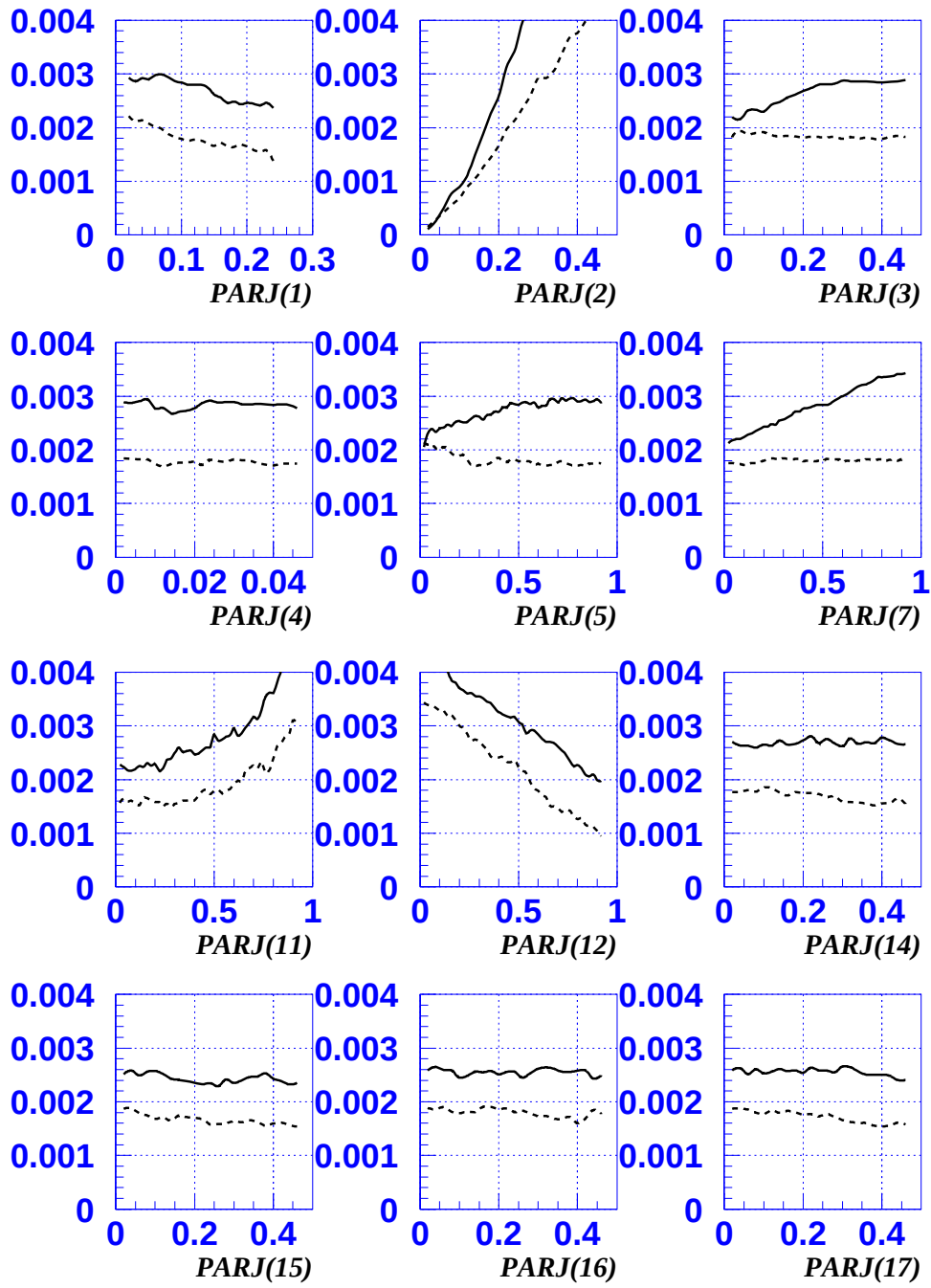


Рис. В.6: Зависимость выходов $\Lambda^0 K^0 K^0 X$ (сплошная линия) и $K^0 K^0 K^0 X$ (пунктирная линия) от $PARJ$ параметров.

Литература

- [1] P. Astier *et al.*, [NOMAD Collaboration], Nucl. Phys. **B 700** (2004) 51.
- [2] J. Altegoer *et al.*, [NOMAD Collaboration], Nucl. Instr. and Meth. **A 404** (1998).
- [3] A. Fasso *et al.*, FLUKA92, in Workshop on Simulating Accelerator Radiation Environments, Santa Fe, USA (1993).
- [4] GEANT : Detector Description and Simulation Tool, *CERN Programming Library Long Writeup* **W5013**, GEANT version 3.21.
- [5] 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.
- [6] S. Alekhin, Phys. Rev. **D 68** (2003) 014002.
- [7] B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman and T. Sjöstrand, *Phys.Rep.* **97** (1983);
T. Sjöstrand et al., *Int. J. Mod. Phys A* **3** 751 (1988).
- [8] 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;
T.Sjöstrand and M. Bengtsson, Comp. Phys. Comm **43** (1987) 367;
H-U. Bengtsson and T.Sjöstrand , Comp. Phys. Comm **46** (1987) 43.
- [9] L. Stodolsky: Formation Zone Description in Multiproduction, in Proceedings of the VI-th International Colloquium on Multiparticle Reactions, Oxford, U.K., p. 577, 1975;
J. Ranft, Z. Phys. **C 43**, 439 (1989);
A. Ferrari, P. R. Sala, J. Ranft and S. Roesler, Z. Phys. **C 70**, 413 (1996).
- [10] J. Ranft, Phys. Rev. **D 51** 64 (1995);
J. Ranft, arXiv:hep-ph/9911213 (1999).
- [11] J.D. Bjorken and E.A. Paschos, Phys. Rev. **185** 1975 (1969).
- [12] N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. **10** 531 (1963).
- [13] M. Kobayashi and T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. **49** 652 (1973).
- [14] Review of Particle Properties, Eur. Phys. J. **C 3** (2000).

- [15] С.М. Биленький, Лекции по физике нейтринных и лептон-нуклонных процессов, Москва, Энергоиздат, 1981.
- [16] F.E. Close, An Introduction to Quarks and Partons, Academic Press (1979).
- [17] Л.Б. Окунь, Лептоны и кварки, Москва, “Наука”, 1981.
- [18] U. K. Yang *et al.* [CCFR/NuTeV Collaboration], Phys. Rev. Lett. **86**, 2742 (2001).
- [19] A.D. Martin, W.J. Stirling and R.G. Roberts, Phys. Rev. **D 51** (1995) 4756.
- [20] Z. Phys. **C 53** (1992) 127.
- [21] H. Plothow-Besch. PDFLIB, W5051 (2000).
- [22] M. Kirsanov, M. Veltri, NOMAD Internal Note #96-013 (1996).
- [23] H. J. Moehring and J. Ranft, Z. Phys. **C 52**, 643 (1991).
- [24] G. Battistoni, P. Lipari, J. Ranft and E. Scapparone, arXiv:hep-ph/9801426.
- [25] E. Fermi, Prog. Theor. Phys. 5 (1950) 1570;
M. Èpierre and E. Gradsztajn, J Physique 18 (1967) 48.
- [26] P.K. Malhotra and R. Orava, Z. Phys. **C 17** (1983) 84.
- [27] G. Bocquet *et al.*, Phys. Lett. **B 366** (1996) 447.
- [28] G.T. Jones *et al.*, [WA21 Collaboration], Z. Phys. **C 27** (1985) 43.
- [29] P.D. Acton *et al.*, [OPAL Collaboration], Z. Phys. **C 56** (1992) 521.
- [30] P. Abreu *et al.*, [DELPHI Collaboration], Z. Phys. **C 65** (1995) 587.
- [31] M.R. Adams *et al.*, [E665 Collaboration], Z. Phys. **C 61** (1994) 539.
- [32] S. Aid *et al.*, [H1 Collaboration], Nucl. Phys. **B 480** (1996) 3.
- [33] M. Derrick *et al.*, [ZEUS Collaboration], Z. Phys. **C 68** (1995) 29.
- [34] P. Astier *et al.*, [NOMAD Collaboration], Nucl. Phys. **B 621** (2002) 3.
- [35] N.J. Baker *et al.*, Phys. Rev. **D 34** (1986) 1251.
- [36] M. Anfreville *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. **A 481**, 339-364, (2002)
- [37] А.В. Ефремов, О.В. Теряев, препринт ОИЯИ, Р2-81-859, Яд. Физ. **36:950-956**, 1982;
А.В. Ефремов, О.В. Теряев, препринт ОИЯИ, Р2-82-832.
- [38] Xu Qing-hua, Liu Chun-xiu and Liang Zuo-tang, Phys. Rev. **D 63** 111301(R) (2001).
- [39] C. Bourrely, E. Leader and J. Soffer, Phys.Rep. 59, 95 (1980).

- [40] J. F. Donoghue, Phys. Rev. D **17** (1978) 2922;
M. Anselmino, M. Boglione, J. Hansson and F. Murgia, Phys. Rev. D **54**, 828 (1996).
- [41] D. Buskulic *et al.*, [ALEPH Collaboration], Z. Phys. C **69**, 393 (1995).
- [42] P. Abreu *et al.*, [DELPHI Collaboration], Z. Phys. C **68**, 353 (1995);
P. Abreu *et al.*, [DELPHI Collaboration], Phys. Lett. B **406**, 271 (1997).
- [43] G. Abbiendi *et al.*, [OPAL Collaboration], Eur. Phys. J. C **16**, 61 (2000);
K. Ackerstaff *et al.*, [OPAL Collaboration], Phys. Lett. B **412**, 210 (1997);
K. Ackerstaff *et al.*, [OPAL Collaboration], Z. Phys. C **74**, 437 (1997).
- [44] A.N. Aleev *et al.*, [EXCHARM Collaboration], JINR preprint, **E1-99-178** (Dubna, 1999).
- [45] W. Wittek *et al.*, [BEBC WA59 Collaboration], Phys. Lett. B **187**, 179 (1987).
- [46] J.E. Augustin and F.M. Renard, Nucl. Phys. B **162**, 341 (1980).
- [47] Liu Chun-xiu and Liang Zuo-tang, Phys. Rev. D **62**, 094001 (2000).
- [48] Xu Qing-hua and Liang Zuo-tang, hep-ph/0205291;
Xu Qing-hua and Liang Zuo-tang, Phys. Rev. D **66** 017301 (2002).
- [49] E. Eskut *et al.*, [CHORUS Collaboration], CERN-PRE-97-033(1997);
E. Eskut *et al.*, [CHORUS Collaboration], Nucl. Instr. and Meth. A401, (1997) 7.
- [50] P. Astier *et al.* [NOMAD Collaboration], Nucl. Instrum. Meth. A **515**, 800 (2003).
- [51] G. Ambrosini *et al.*, Phys. Lett. B **420** (1998) 225.
- [52] M. Baldo Ceolin *et al.*, Nuovo Cim. A **105**, 1679 (1992);
M. Baldo-Ceolin *et al.*, Z. Phys. C **63**, 409 (1994).
- [53] P. Aster, J. Dumarchez, A. Letessier-Selvon, B. Popov, K. Schahmanec, "Drift Chamber global alignment: status report NOMAD memo #73.
- [54] G. Bassompierre *et al.*, [NOMAD Collaboration], Nucl. Instr. and Meth. A **403** (1998) 363;
G. Bassompierre *et al.*, [NOMAD Collaboration], Nucl. Instr. and Meth. A **411** (1998) 63.
- [55] D. Autiero *et al.*, [NOMAD Collaboration], Nucl. Instr. and Meth. A **373** (1996) 358;
D. Autiero *et al.*, [NOMAD Collaboration], Nucl. Instr. and Meth. A **387** (1997) 352;
D. Autiero *et al.*, [NOMAD Collaboration], Nucl. Instr. and Meth. A **411** (1998) 285.
- [56] J. Altegoer *et al.*, [NOMAD Collaboration], Nucl. Instrum. Meth. A **428** 299-316, (1999).
- [57] B. Schmidt, Ph.D. Thesis, Dortmund (1997).
- [58] J.-P. Meyer, A. Rubbia, "NEGLIB: NOMAD event generator off-line manual", NOMAD Internal Note.

- [59] J.-M. Levy, "Neutrino-nucleon CC scattering with non-zero lepton mass NOMAD memo #97-051.
- [60] J. Ellis, A. Kotzinian, D.V. Naumov, Eur. Phys. J. **C 25**, 603-613 (2002).
- [61] H. Guoju, J.M. Irvine, J.Phys. G:Nucl.Phys. **15** (1989) 147.
- [62] A. Bodek, J.L. Ritchie, Phys. Rev. **D 23** (1981) 1070.
- [63] M. Gluck, E. Reya and A. Vogt, Z. Phys. **C 53** (1992) 127.
- [64] A. Rubbia, "NEGLIB status report in the minutes of the NOMAD Coll. meeting, September and December 1997.
- [65] D. Allasia *et al.*, Phys.Lett **B 154** (1985) 321.
- [66] J. Altegoer *et al.*, "GENOM: NOMAD GEANT off-line manual", NOMAD Internal Note.
- [67] B.A. Popov, "Search for $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ neutrino oscillations in the $\tau^- \rightarrow e^- \nu_e \nu_\tau$ decay channel in the NOMAD experiment at CERN" // PhD, University of Paris VII (1998).
- [68] P. Aster, J. Dumarchez, A. Letessier-Selvon, B. Popov, K. Schahmaneche, NOMAD Reconstruction Software, "Drift Chamber Package".
- [69] E. Gangler, PhD thesis, Paris VI (1997).
- [70] Д.В. Наумов, "Рождение странных адронов и поляризация Λ^0 и $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов в нейтринных взаимодействиях в эксперименте NOMAD" // диссертация на соискание учёной степени к.ф.-м.н., ОИЯИ, Дубна (2001).
- [71] 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;
P. Billoir *et al.*, Nucl.Instr. and Meth. **A 241** (1985) 115.
- [72] I.G. Bird, "Vertex finding and fitting package NOMAD memo # 96-019.
- [73] *впервые предложенный* в G. Myatt, CERN/ECFA **72-4**, Vol. II (1973) 117;
обсужденный также в A. Grant, Nucl. Instr. and Meth. **127** (1975) 355.
- [74] S. Bentvelsen, J. Engelen, P. Kooijman, Proc. of the Workshop "Physics at HERA", edited by W. Buchmüller and G. Ingelman, DESY (1992) 23;
F.F. Wilson, F.V. Weber, NOMAD Internal Note #96-030 (1996).
- [75] R. Boeck, CERN preprint 60-30.
- [76] J.P. Berge *et al.*, Review of Sci. Instr. **32** (1961) 538.
- [77] O.I. Dahl *et al.*, UCRL, Group A Prog. Note **P-126** (1968).
- [78] B. Ronne, CERN preprint 64-13.
- [79] G.T. Jones *et al.*, Z.Phys. **C 28** (1985) 23.

- [80] S. Willocq *et al.*, Z. Phys. **C 53** (1992) 207.
- [81] D. DeProspo *et al.*, Phys. Rev. **D 50** (1994) 6691.
- [82] P. Astier *et al.*, [NOMAD Collaboration], Nucl. Phys. **B 588** (2000) 3
- [83] P. Astier *et al.*, [NOMAD Collaboration], Nucl. Phys. **B 605** (2001) 3
- [84] A.V. Chukanov, D.V. Naumov, B.A. Popov, NOMAD Internal Note #2004-03 (2004).
- [85] R. Petti, *private communication* (ongoing analysis).
- [86] P. Astier *et al.*, [NOMAD Collaboration], Nucl. Phys. **B 601** (2001) 3-23.
- [87] R. Barate *et al.*, [ALEPH Collaboration], Phys. Rept. **294** (1998) 1.
- [88] M. Gluck, E. Reya and A. Vogt, Z. Phys. **C 67** (1995) 433.
- [89] M. Gluck, E. Reya and A. Vogt, Eur. Phys. J. **C 5** (1998) 461.
- [90] S. Baker and R. Cousins, Nucl. Instr. and Meth. **221** (1984) 437.
- [91] MINUIT package, *CERN Program Library Long Writeup* **D 506** (1992).