

Министерство Образования Российской Федерации

Иркутский Государственный Университет

**Международная организация Объединенный Институт Ядерных
Исследований**

Лаборатория Ядерных Проблем

Физический факультет

Кафедра теоретической физики

Заведующий кафедрой

Профессор Валл А. Н.

Дипломная работа

***Измерение поляризации Λ^0 ($\bar{\Lambda}^0$)-гиперонов в ν_μ ($\bar{\nu}_\mu$)
взаимодействиях по каналу заряженного тока в
эксперименте NOMAD (CERN)***

Руководители:

_____ проф. Бунятов С. А.
(ОИЯИ),

_____ доц. Калошин А. Е.
(ИГУ)

Студент группы 1522

_____ Чуканов А. В.

Работа защищена

с оценкой _____

“ _____ ” _____ 2000

Рецензент:

Нормоконтролер

_____ доц. Персиков В. М.

Дубна-Иркутск 2000 г.

Реферат

Данная работа посвящена измерению поляризации Λ^0 ($\bar{\Lambda}^0$)-гиперонов, рождающихся в ν_μ ($\bar{\nu}_\mu$) взаимодействиях по каналу заряженного тока в различных кинематических областях, и интерпретации полученных результатов в рамках существующих моделей.

Измерения проводились на данных, полученных из эксперимента NOMAD (Neutrino Oscillation MAgnetic Detector, WA-96) в CERN и предназначенного для поиска $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ осцилляций.

Оглавление

I	Теоретическое введение	5
1.1	Вклад кварков в спин нуклона	5
1.2	Спин Λ^0 -гиперона и его измерение	8
1.3	Область фрагментации мишени	9
1.4	Область фрагментации пучка	9
II	Обзор экспериментальных данных	12
III	Эксперимент NOMAD	15
3.1	Основная идея эксперимента	15
3.2	Детектор и пучок нейтрино	16
3.2.A	Пучок нейтрино	17
3.3	Установка NOMAD	17
3.3.A	Система вето	18
3.3.B	Передний калориметр	19
3.3.C	Дрейфовые камеры	19
3.3.D	Триггерные плоскости	21
3.3.E	Детектор переходного излучения	21
3.3.F	Детектор ливней	23
3.3.G	Электромагнитный калориметр	23
3.3.H	Адронный калориметр	24
3.3.I	Мюонные камеры	26
3.4	Триггеры и набор данных	28
IV	Отбор событий и процедура идентификации V^0	30
4.1	Отбор ν_μ ($\bar{\nu}_\mu$) событий заряженного тока	30
4.2	Отбор событий V^0 -типа	31
4.3	Идентификация нейтральных странных частиц	32
4.4	Отделение событий нейтрального тока	34
4.5	Результаты идентификации V^0	35
V	Сравнение реальных данных и событий Монте-Карло	39
5.1	Моделирование событий в детекторе NOMAD	39
5.2	Общее поведение V^0	41
5.3	Рождение и распад нейтральных странных частиц	44
VI	Вычисление поляризации Λ^0-гиперонов	51
6.1	Определение системы координат	51
6.2	Стандартный метод измерения поляризации	53
6.3	Новый метод измерения поляризации	54
6.4	Тестирование кода	56
6.5	Влияние фоновых событий на поляризацию	56
6.6	Контроль вычисления поляризации	57
VII	Систематические ошибки	60
7.1	Источники систематических ошибок	60
7.2	Ошибки, связанные с измерениями кинематических величин	61
7.3	Неопределенность условий отбора	62

<i>ОГЛАВЛЕНИЕ</i>	4
VIII Результаты	66
8.1 Λ^0 в ν_μ взаимодействиях заряженного тока	66
8.2 $\bar{\Lambda}^0$ -гипероны в событиях заряженного тока	69
8.3 Поляризация Λ^0 в $\bar{\nu}_\mu$ взаимодействиях ЗТ	70
8.4 Контрольные измерения поляризации	72
8.5 Обсуждение результатов	74
Заключение	76
Поиск значений функции χ^2	78
Распределение Арментероса	79
Измерение энергии нейтрино	82
Прецессия спина в магнитном поле	84
Литература	86

Глава I

Теоретическое введение

Одной из наиболее актуальных проблем в физике элементарных частиц на сегодняшний день является состав нуклона и природа его спина. Существует много теоретических моделей по этому поводу, основанных на экспериментальных данных и описывающих те или иные эффекты, при этом никак не объясняя другие.

Одной из первых моделей была так называемая наивная кварк-партоновая модель (КПМ), согласно которой, все адроны состоят из точечных частиц - партонов (кварков), имеющих дробный электрический заряд (в единицах элементарного заряда) и несущих спин, равный $1/2$. Так, например, протон состоит из двух u (up-верхний) кварков с зарядом $+2/3$ и одного d (down-нижний) кварка, заряд которого равен $-1/3$. Нейтрон, в свою очередь, состоит из одного u и двух d кварков. Спин нуклона определяется только этими кварками, называемых валентными, и равен $1/2$. Позже, в состав нуклона были "включены" так называемые морские кварки, представляющие собой $q\bar{q}$ пары.

После эксперимента, проведенного в 87 году Европейской Мюонной Коллаборацией (ЕМС), было найдено, что кварки (морские и валентные) переносят лишь часть спина нуклона, который из условия сохранения углового момента, записывается в виде:

$$S_z = \frac{1}{2}\Delta\Sigma + \Delta G + L_z = \frac{1}{2}, \quad (1.0.1)$$

где $\Delta\Sigma$ и ΔG вклад кварков и глюонов в спин нуклона, L_z компоненты их орбитальных моментов на ось нуклона.

Практически нулевое значение $\Delta\Sigma$, полученное в этом эксперименте (см. следующий пункт), вызвало большой интерес к спину нуклона, природа которого до сих пор окончательно не ясна.

1.1 Спин, переносимый кварками в нуклоне. Спиновые структурные функции

При изучении вклада кварков в спин нуклона в экспериментах по глубоконеупругому рассеянию (ГНР) лептонов на нуклонах, измеряется разность между сечениями процессов с параллельными и антипараллельными направлениями векторов поляризации пучка

и мишени [1, 2]:

$$\frac{d^2\sigma^{\uparrow\downarrow}}{dQ^2 d\nu} - \frac{d^2\sigma^{\downarrow\downarrow}}{dQ^2 d\nu} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^2 E^2} \times [M_N (E + E' \cos\theta)G_1(\nu, Q^2) - Q^2 G_2(\nu, Q^2)], \quad (1.1.2)$$

где $(-Q^2)$ квадрат переданного четырех-импульса, E начальная энергия лептона, E' конечная энергия лептона, $\nu = E - E'$ переданная энергия нуклону, θ угол рассеяния, M_N масса нуклона-мишени.

В КПМ, при $\nu \gg M_N$ (область ГНР), форм-факторы $G_1(\nu, Q^2)$ и $G_2(\nu, Q^2)$ выражаются через структурные функции нуклонов $g_1(x, Q^2)$ и $g_2(x, Q^2)$:

$$M_N \nu G_1(\nu, Q^2) \equiv g_1(x, Q^2), \quad M_N \nu^2 G_2(\nu, Q^2) \equiv g_2(x, Q^2),$$

где g_1 определяется как разность импульсных распределений (анти)кварков со спинами, направленными параллельно (q^{\uparrow}) и антипараллельно (q^{\downarrow}) продольной поляризации нуклона:

$$\begin{aligned} g_1(x, Q^2) &= \frac{1}{2} \sum_{i=u,d,s,\dots} e_i^2 [q_i^{\uparrow}(x, Q^2) - q_i^{\downarrow}(x, Q^2) + \bar{q}_i^{\uparrow}(x, Q^2) - \bar{q}_i^{\downarrow}(x, Q^2)] = \\ &= \frac{1}{2} \sum_{i=u,d,s,\dots} e_i^2 \Delta q_i(x, Q^2), \end{aligned} \quad (1.1.3)$$

здесь e_i заряд различных ароматов кварков (u, d, s) в единицах элементарного электрического заряда, x доля импульса, которую несет (анти)кварк в нуклоне. Интеграл $\Delta q_i = \int_0^1 \Delta q_i(x) dx$ характеризует поляризацию кварка с ароматом i .

При высоких энергиях, в уравнении (1.1.2) второй член подавляется и $\sigma^{\uparrow\downarrow} - \sigma^{\downarrow\downarrow} \propto g_1$. Следовательно, в эксперименте мы можем напрямую измерять величину

$$\Gamma = \left[\frac{1}{12}(\Delta u - \Delta d) + \frac{1}{36}(\Delta u + \Delta d - 2\Delta s) \right] + \frac{1}{9}(\Delta u + \Delta d + \Delta s), \quad (1.1.4)$$

которая позволяет выяснить вклад различных типов кварков в спин нуклона. Результат, полученный коллаборацией ЕМС, следующий:

$$\Gamma = \int_0^1 g_1(x, Q^2) dx = 0,126 \pm 0,01(\text{стат.}) \pm 0,015(\text{сист.}), \quad \text{при } Q^2 = 10 \text{ ГэВ}^2. \quad (1.1.5)$$

Из нейтронных и гиперонных β -распадов, используя изоспиновую и $SU(3)$ симметрии ароматов кварков, были получены следующие значения матричных элементов:

$$\begin{aligned} \Delta u - \Delta d &= F + D = 1,2573 \pm 0,0028, \\ \Delta u + \Delta d - 2\Delta s &= 3F - D = 0,59 \pm 0,04, \end{aligned} \quad (1.1.6)$$

где F и D константы слабых гиперонных распадов.

Подставляя в уравнение (1.1.4) экспериментальные данные (1.1.5) и (1.1.6), коллаборация ЕМС получила следующий результат: $\Delta\Sigma = 0,12 \pm 0,17$, в то время как в наивной и релятивистской КПМ предсказывались значения, равные соответственно $\Delta\Sigma = 1$ и $\Delta\Sigma = 0,75$, то есть спин, переносимый кварками, оказался гораздо меньше ожидаемого результата (если в (1.1.6) пренебречь вкладом от Δs , то $\Delta\Sigma = 0,59$). В результате чего родилась так называемая загадка спина нуклона.

Мы видим, что КПМ, хорошо объясняющая заряд и изоспин нуклона, не может адекватно описать состав его спина и динамику взаимодействий. Для этого нам необходима более глубокая теория, такая как квантовая хромодинамика (КХД), учитывающая глюоны и их взаимодействия с кварками.

В КХД $g_1(x, Q^2)$ выражается через синглетные (a_0) и несинглетные (a_3 и a_8) протонные матричные элементы аксиального тока:

$$\Gamma = \left[\frac{1}{12} a_3 + \frac{1}{36} a_8 \right] C_{ns} + \frac{1}{9} a_0 C_s, \quad (1.1.7)$$

где $C_{ns} = 1 - \frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi} - 3.58 \left(\frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi} \right)^2 - 20.22 \left(\frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi} \right)^3$ и $C_s = 1 - \frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi} - 1.10 \left(\frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi} \right)^2$ зависящие от Q^2 и вычисляемые по теории возмущений синглетные и несинглетные КХД коэффициенты. Если не учитывать вклад поляризованных глюонов в спин нуклона, то матричные элементы в уравнении (1.1.7) могут быть выражены через спиральности кварков:

$$\begin{aligned} a_0 &= \Delta u + \Delta d + \Delta s = \Delta \Sigma, \\ a_3 &= \Delta u - \Delta d = F + D, \\ a_8 &= \Delta u + \Delta d - 2\Delta s = 3F - D. \end{aligned} \quad (1.1.8)$$

Из (1.1.6), (1.1.7) и (1.1.8) коллаборацией SMC были получены следующие значения: $\Delta \Sigma = 0,27 \pm 0,04^1$ и

$$\Delta u = 0,82 \pm 0,03, \quad \Delta d = -0,44 \pm 0,03, \quad \Delta s = -0,11 \pm 0,03. \quad (1.1.9)$$

Эти результаты можно вывести исходя из релятивистской КПМ, если учитывать вклад поляризованных глюонов в спин нуклона. Для этого, перепишем матричный элемент a_0 в виде [3]:

$$a_0 = \Delta \Sigma - \frac{3}{2\pi} \alpha_s(Q^2) \Delta G(Q^2), \quad (1.1.10)$$

где вклад ΔG называется аксиальной глюонной аномалией. Произведение $\alpha_s(Q^2) \Delta G(Q^2)$ в высших порядках не зависит от Q^2 , то есть $\Delta G(Q^2)$ растет с Q^2 так же как и $1/\alpha_s(Q^2)$, компенсируясь при этом, согласно (1.0.1), угловым моментом L_z . Физически это означает, что кварк излучает глюоны с определенным направлением спина, который компенсируется орбитальным моментом кварк-глюонной системы для сохранения полного углового момента. Таким образом, чем больше глюонов испускается, тем больше растут ΔG и L_z , но с противоположными знаками.

Возможный вклад глюонов в спиральность отдельных кварков записывается в виде:

$$\begin{aligned} \Delta u &= \frac{1}{3}(a_0 + 3F + D) - \frac{1}{2\pi} \alpha_s(Q^2) \Delta G(Q^2), \\ \Delta d &= \frac{1}{3}(a_0 - 2D) - \frac{1}{2\pi} \alpha_s(Q^2) \Delta G(Q^2), \\ \Delta s &= \frac{1}{3}(a_0 - 3F + D) - \frac{1}{2\pi} \alpha_s(Q^2) \Delta G(Q^2). \end{aligned} \quad (1.1.11)$$

В таблице 1.1 представлены результаты, вычисленные по такой схеме и приблизительно совпадающие с экспериментальными данными.

Из результатов (1.1.9), вычисленных исходя из условия выполнения $SU(3)$ симметрии ароматов кварков, видно, что внутри нуклона существуют $s\bar{s}$ пары, поляризация которых до сих пор не измерена экспериментально.

¹При этом было получено значение $\Gamma = \int_0^1 g_1(x, Q^2) dx = 0,136 \pm 0,013(\text{стат.}) \pm 0,009(\text{сист.})$, при $Q^2 = 10 \text{ ГэВ}^2$.

Таблица 1.1: Вклад различных типов кварков в спин нуклона, предсказываемых нерелятивистской кварк-партоновой моделью (НР КПМ), где $\Delta G = 0$ и релятивистской кварк-партоновой моделью (Р КПМ) с $\Delta G = 0$ и $\Delta G(Q^2 = 1 \text{ (ГэВ/с)}^2) = 1,6 \pm 0,9$ [3].

	НР КПМ	Р КПМ	Р КПМ + глюоны
$\alpha_s \Delta G / 2\pi$	0	0	$0,13 \pm 0,08$
$\Delta u - \alpha_s \Delta G / 2\pi$	1,33	1,0	$0,87 \pm 0,08$
$\Delta d - \alpha_s \Delta G / 2\pi$	-0,33	-0,25	$-0,38 \pm 0,08$
$\Delta s - \alpha_s \Delta G / 2\pi$	0	0	$-0,13 \pm 0,08$
$a_0 = \Delta \Sigma - 3\alpha_s \Delta G / 2\pi$	1,0	0,75	$0,36 \pm 0,24$

1.2 Спин Λ^0 -гиперона и его измерение

Основываясь на экспериментальных данных, Дж. Эллисом, Д. Харзеевым и А. Кочиняном [4] была создана модель, согласно которой внутри нуклонов находятся морские кварк-антикварковые пары ($s\bar{s}$), несущие нулевые квантовые числа $J^P = 0^+$ (чтобы не изменять состояние нуклонов), то есть их суммарный спин, равный единице и в основном направленный противоположно спину нуклона (см. (1.1.9)), компенсируется орбитальным моментом.

Качественная проверка этой гипотезы может быть осуществлена путем изучения направления спина Λ^0 -гиперонов, рождающихся прямым образом в лептон-нуклонных глубоко-неупругих взаимодействиях. Дело в том, что волновая функция Λ^0 (кварковый состав uds) записывается следующим образом [5]:

$$\Lambda \uparrow = \frac{1}{\sqrt{2}} s \uparrow (u \uparrow d \downarrow - u \downarrow d \uparrow),$$

то есть спин Λ^0 полностью определяется s кварком и измеряется по угловой асимметрии распределения протонов, образовавшихся в результате распада $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ и описывающихся законом:

$$\frac{dN}{Nd\Omega} = \frac{1}{4\pi} (1 + \alpha \mathbf{P} \cdot \mathbf{P}_p), \quad (1.2.12)$$

где асимметричный параметр $\alpha = 0,642 \pm 0,013$, \mathbf{P} вектор поляризации, а \mathbf{P}_p единичный вектор направления вылета протонов в системе покоя Λ^0 -гиперона.

В качестве лептонов предпочтение отдается (анти)нейтрино, которые 100% поляризованы и взаимодействуют только с d , s , \bar{u} (\bar{d} , \bar{s} , u) кварками, причем рассеяние происходит на кварках с левой и антикварках с правой поляризациями (взаимодействие заряженного тока). Следует заметить, что для данного анализа нельзя использовать адрон-адронные столкновения, так как в сильных взаимодействиях сохраняется пространственная четность и следовательно, отсутствует продольная поляризация Λ^0 .

Для анализа поляризации мы будем рассматривать две кинематические области, в которых рождаются Λ^0 -гипероны. Это область фрагментации мишени ($x_F < 0$) и область фрагментации пучка ($x_F > 0$), где $x_F = 2p_L^*/W$ -отношение продольной компоненты импульса Λ^0 , относительно оси адронной струи.

1.3 Область фрагментации мишени

Рассмотрим механизм передачи спина Λ^0 -гиперонам, рождающимся в области фрагментации мишени (ОФМ) при взаимодействии ν_μ с веществом.

Нейтрино, обмениваясь тяжелым векторным W^+ -бозоном (взаимодействие заряженного тока), рассеивается на левополяризованном d кварке (вкладом от морских s и \bar{u} кварков для качественного объяснения картины происходящего мы пренебрегаем), выбивая при этом его из нуклона, а образовавшееся двух-кварковое состояние присоединяет из моря s кварк с направлением спина, противоположным нуклону (в основном) [4].

Если данное взаимодействие произошло на нейтроне, то измеряя направление спина рожденных прямым образом Λ^0 , мы можем определить поляризацию $s\bar{s}$ пар внутри нуклона (см. рис. 1.1).

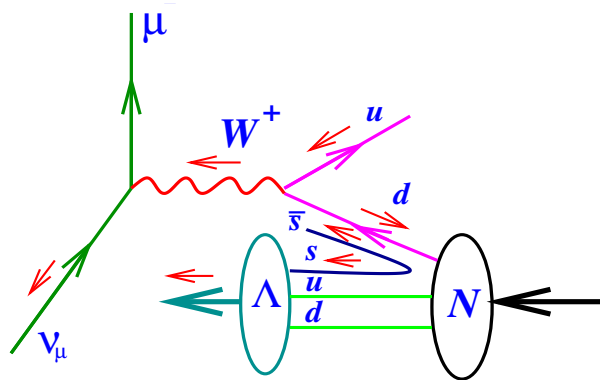


Рис. 1.1: Диаграмма рождения Λ^0 в области фрагментации мишени, при рассеянии нейтрино на нейтроне.

Данная модель предсказывает положительную поляризацию Λ^0 на протонах и отрицательную на нейтронах, если спин $s\bar{s}$ пары антикоррелирует со спином нуклона или отрицательные поляризации как на нейтронах, так и на протонах, если спин $s\bar{s}$ антикоррелирует со спином выбитого кварка.

1.4 Область фрагментации пучка

Иначе дело обстоит с поляризацией Λ^0 , рождающихся в области фрагментации пучка (ОФП). В этом случае, выбитый d -кварк превращается в 100 % левополяризованный u -кварк, фрагментирующий затем в конечное состояние Λ^0 (см. рис. 1.2). При этом появляется возможность измерять поляризованные функции фрагментации, характеризующие

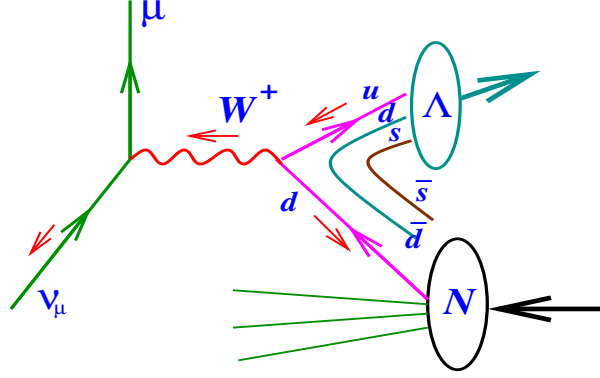


Рис. 1.2: Диаграмма рождения Λ^0 в области фрагментации пучка, при рассеянии нейтрино на валентном d кварке.

вероятность фрагментирования u кварка в Λ^0 с определенной ориентацией спина:

$$P_\Lambda(x_B, y_B, z) = -\frac{d(x_B)\Delta D_u^\Lambda(z) - (1 - y_B)^2 \bar{u}(x_B)\Delta D_d^\Lambda(z)}{d(x_B)D_u^\Lambda(z) + (1 - y_B)^2 \bar{u}(x_B)D_d^\Lambda(z)}, \quad (1.4.13)$$

где P_Λ поляризация Λ^0 , $\Delta D_u^\Lambda(z) = D_u^{\Lambda\uparrow} - D_u^{\Lambda\downarrow}$ поляризованная функция фрагментации, $D_u^\Lambda(z) = D_u^{\Lambda\uparrow} + D_u^{\Lambda\downarrow}$ неполяризованная функция фрагментации, $q(x_B)$ распределение кварков внутри нуклона, $x_B = Q^2/2\nu t$ доля импульса, которую несет кварк в нуклоне, $y_B = \nu/E$ доля первоначальной энергии лептона, уносимая адронами, z доля адронной энергии, уносимой Λ^0 в лабораторной системе. В этом выражении мы пренебрегли вкладом от рассеяния нейтрино на s кварках, а так же переходом $d \rightarrow c \rightarrow s$.

Из-за малого вклада \bar{u} кварков и фактора подавления $(1 - y_B)^2$ (при $y_B \rightarrow 1$), анализ поляризации Λ^0 в $\nu_\mu N \rightarrow \mu^- \Lambda X$ ГНР, обеспечивает нам измерение коэффициента $C_u^\Lambda = \Delta D_u^\Lambda(z)/D_u^\Lambda(z)$ с теми же статистическими ошибками, что и для поляризации Λ^0 , то есть экспериментально определяется вклад u кварка в спин Λ^0 -гиперона.

В эксперименте HERMES [6], используя 27,5 ГэВ поляризованный позитронный пучок от ускорителя HERA, изучалась поляризация Λ^0 -гиперонов, рождающихся в глубоко-неупругих электромагнитных взаимодействиях, при этом была найдена следующая величина:

$$D_{LL}^\Lambda \equiv \frac{P_\Lambda}{P_B D(y)} = \frac{\Delta D_u^\Lambda(z, Q^2)}{D_u^\Lambda(z, Q^2)} = 0,11 \pm 0,17(\text{стат.}) \pm 0,03(\text{сист.}), \quad (1.4.14)$$

где D_{LL}^Λ - продольная (относительно направления импульса Λ^0) поляризация Λ^0 -гиперонов, поправленная на поляризацию пучка (P_B) и на продольный деполаризационный фактор фотонов ($D(y)$) (если в качестве оси измерения поляризации выбрать направление виртуального фотона, то результат изменится на $0,03 \pm 0,17(\text{стат.}) \pm 0,03(\text{сист.})$). Эти значения получены при среднем $\langle z \rangle = 0,45$, $0,02 < x < 0,4$ и Q^2 , варьируемом в пределах от 1 до 10 ГэВ².

Из (1.4.14) видно, что ошибки измерения отношения $\frac{\Delta D_u^\Lambda(z, Q^2)}{D_u^\Lambda(z, Q^2)}$ из-за фактора $P_B D(y) \approx 0,3$ увеличиваются в три раза, поэтому эти данные не являются каким-либо заключением о вкладе u кварка в спин Λ^0 -гиперона. Следовательно, применение нейтрин-

ного пучка наиболее выгодно в этом отношении, но из-за малого сечения взаимодействия, для накопления достаточно большой статистики требуется значительное время.

Основной трудностью в поляризационном анализе является то, что кроме Λ^0 , рождающихся прямым образом, существуют еще и те, которые образуются в результате распадов тяжелых барионов, таких как Σ^0 , $\Sigma^*(1385)$, Ξ и имеющих поляризацию, отличную от прямых Λ^0 . Неучтенность этих резонансов ведет к неправильной интерпретации полученных результатов.

Для предсказания поляризации Λ^0 ($\bar{\Lambda}^0$) в области фрагментации пучка было создано две модели: BGN (Bigi, Gustafson, и Hükkinen) и VJ (Burkardt и Jaffe), в которых учитываются вклады различных резонансов и тяжелых барионов (см. рис. 1.3) [7].

Целью нашей работы является проверка различных механизмов передачи спина в области фрагментации мишени и пучка. Причем в ОФМ мы измеряем корреляцию между спином s -кварка и Λ^0 -гиперона, а в ОФП можно экспериментально определить коэффициент передачи спина от u -кварка Λ^0 - C_u^Λ .

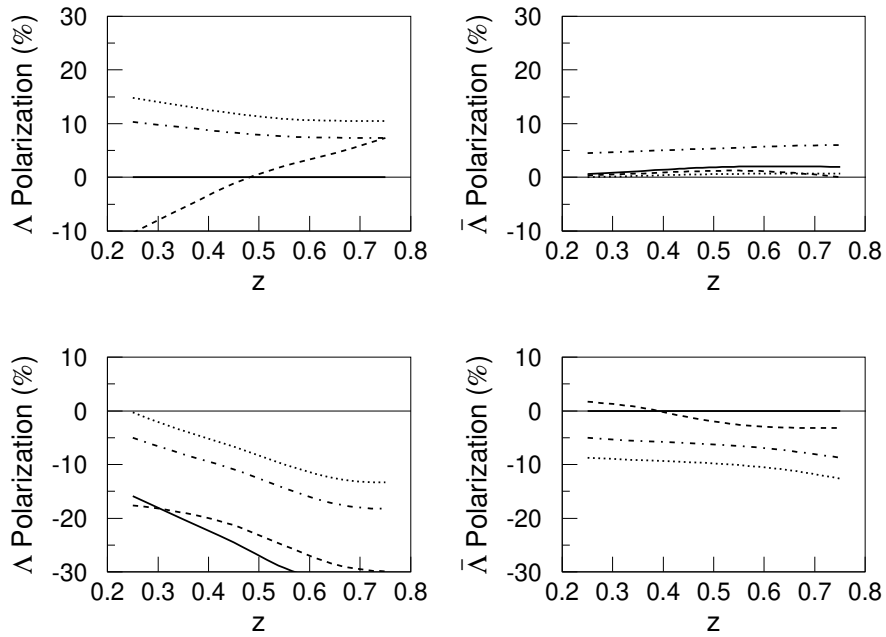


Рис. 1.3: Поляризация $\Lambda^0/\bar{\Lambda}^0$ в области фрагментации мишени в ν -ГНР (верхние рисунки) и $\bar{\nu}$ -ГНР (нижние рисунки): сплошная линия – наивная КПМ, пунктирная – BGN модель, точечная – VJ-I модель и точки с черточками – VJ-II модель.

Глава II

Обзор экспериментальных данных

Как было указано выше, некоторые теоретические модели предсказывают ненулевую поляризацию Λ^0 -гиперонов, рождающихся в (анти)нейтринных взаимодействиях. Ситуация же с экспериментальными данными остается до сих пор неясной.

В нескольких нейтринных экспериментах наблюдалась отрицательная продольная (относительно направления импульса W -бозона) поляризация Λ^0 , с абсолютным значением, меняющимся в пределах от 0,1 до 0,63 и статистическими ошибками от 0,13 до 0,17 (смотрите P_x компоненту в таблице 2.1). Оценка же систематических неопределенностей, приписанная этим результатам, варьируется от 0,02 до размеров статистических ошибок. Согласно авторам, бóльший вклад в систематические ошибки дает фон от K_S^0 , но для нас до сих пор остается неясным вопрос: как в экспериментах на пузырьковых камерах учитывался эффект потери низкоэнергетических пионов в распаде Λ^0 , который может существенно повлиять на результаты измерения поляризации (подробнее об этом смотрите в главе VI)

При изучении поперечной (вдоль вектора, перпендикулярного плоскости рождения Λ^0) поляризации Λ^0 -гиперонов, в двух первых экспериментах были получены результаты с противоположными знаками (смотрите P_N компоненту в таблице 2.2), не подтверждавшиеся более поздними измерениями (смотрите P_y компоненту в таблице 2.1).

Следует заметить, что основным недостатком, которым страдают все предыдущие нейтринные эксперименты, выполненные на пузырьковых камерах, является низкая статистика набора Λ^0 событий. Данные, накопленные за четыре года работы эксперимента NOMAD (его описание смотрите в следующей главе), обеспечивают нас статистикой более чем на порядок выше, позволяя таким образом, детально изучить продольную и поперечную поляризации Λ^0 в зависимости от различных кинематических переменных.

Таблица 2.1: Поляризация Λ^0 -гиперонов, измеренная в предыдущих нейтринных экспериментах. Результаты даны в “J” системе, в которой оси, в системе покоя Λ^0 определяются следующим образом: $\mathbf{n}_x = \mathbf{e}_W$, $\mathbf{n}_y = \frac{\mathbf{e}_W \times \mathbf{e}_T}{|\mathbf{e}_W \times \mathbf{e}_T|}$, $\mathbf{n}_z = \mathbf{n}_x \times \mathbf{n}_y$, где \mathbf{e}_W единичный вектор направления тока (W бозона), \mathbf{e}_T единичный вектор направления нуклона-мишени. $\langle E_\nu \rangle$ средняя энергия (анти)нейтрино в наборах событий заряженного тока.

Реакция Эксперимент	$\langle E_\nu \rangle$ [ГэВ]	Кинемат. Область	N_Λ	P_x	P_y	P_z
$\nu_\mu - p$ WA21	51	Полный набор	289	-0.10 ± 0.14	-0.02 ± 0.16	0.12 ± 0.15
		$x_F < 0$	203	-0.29 ± 0.18	-0.09 ± 0.19	0.19 ± 0.18
		$x_F > 0$	86	0.53 ± 0.30	0.08 ± 0.28	0.04 ± 0.29
$\bar{\nu}_\mu - p$ WA21	40	Полный набор	267	-0.24 ± 0.17	-0.05 ± 0.16	-0.20 ± 0.17
		$x_F < 0$	210	-0.38 ± 0.18	0.02 ± 0.18	-0.17 ± 0.18
		$x_F > 0$	57	0.32 ± 0.35	-0.38 ± 0.34	-0.30 ± 0.36
$\bar{\nu}_\mu - Ne$ WA59	40	Полный набор	469	-0.56 ± 0.13	-0.02 ± 0.13	0.08 ± 0.13
		$x_F < 0$	403	-0.63 ± 0.13	-0.02 ± 0.14	0.12 ± 0.14
		$x_F > 0$	66	-0.11 ± 0.45	-0.06 ± 0.40	-0.01 ± 0.44
$\nu_\mu - Ne$ E632	150	Полный набор	258	-0.38 ± 0.16	-0.04 ± 0.17	-0.17 ± 0.18
		$x_F < 0$	190	-0.43 ± 0.20	-0.06 ± 0.19	-0.45 ± 0.19
		$x_F > 0$	68	—	—	—

Таблица 2.2: Поляризация Λ^0 -гиперонов, измеренная в предыдущих нейтринных экспериментах. Результаты даны в “J” системе, в которой оси, в системе покоя Λ^0 определяются следующим образом: $\mathbf{n}_L = \mathbf{e}_\Lambda$, $\mathbf{n}_N = \frac{\mathbf{e}_\Lambda \times \mathbf{e}_\nu}{|\mathbf{e}_\Lambda \times \mathbf{e}_\nu|}$, $\mathbf{n}_T = \mathbf{n}_N \times \mathbf{n}_L$, где \mathbf{e}_ν единичный вектор направления падающего (анти)нейтрино, \mathbf{e}_Λ единичный вектор направления движения Λ^0 -гиперона. $\langle E_\nu \rangle$ средняя энергия (анти)нейтрино в наборах событий заряженного тока.

Реакция Эксперимент	$\langle E_\nu \rangle$ [ГэВ]	Кинемат. Область	N_Λ	P_L	P_T	P_N
$\bar{\nu}_\mu - Ne$ FNAL	43	Полный набор	187	-0.15 ± 0.20	-0.12 ± 0.19	0.34 ± 0.18
$\bar{\nu}_\mu - d$ BEBC	43	Полный набор	181	—	—	-0.32 ± 0.20
		$x_B < 0.3$	136	—	—	-0.57 ± 0.22
$\nu_\mu - d$ BEBC	55	Полный набор	234	—	—	0.06 ± 0.18
		$x_B < 0.3$	166	—	—	-0.06 ± 0.21

Глава III

Эксперимент NOMAD

3.1 Основная идея эксперимента

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

Детектор NOMAD¹ был сконструирован для измерения и идентификации частиц, как заряженных, так и нейтральных, рождающихся в нейтринных взаимодействиях внутри установки. Активная часть детектора представляет собой набор дрейфовых камер с суммарной эффективной массой 2,7 тонны и низкой средней плотностью (98,6 кг/м³). Детектор находится внутри магнита, обеспечивающего магнитное поле 0,4 Т, которое служит для определения импульсов заряженных частиц по кривизне их траекторий, имеющих минимальные искажения, возникающих из-за многократного рассеяния. За набором дрейфовых камер следует детектор переходного излучения для идентификации электронов, электромагнитный и адронный калориметры и система мюонных камер.

За четыре года набора данных в эксперименте NOMAD было зарегистрировано около 2,5 миллионов ν_μ взаимодействий по каналу заряженного тока.

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

Детектор NOMAD удовлетворяет следующим требованиям (необходимые условия для поиска распадов τ^- -лептона):

- обеспечивает высокую эффективность и точность восстановления импульсов заряженных частиц ($\Delta p/p = 3,5\%$);
- идентифицирует мюоны, электроны и фотоны с высокой эффективностью и хорошей чистотой.

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

¹Для подготовки данной главы использовалась кандидатская диссертация [8].

нейтрино, таких как измерение поляризации Λ^0 -гиперонов, изучение выходов резонансов.

3.2 Детектор и пучок нейтрино

Детектор NOMAD показан схематически на рис. 3.1 (вид сбоку) и рис. 3.2 (вид сверху). Он состоит из набора поддетекторов, которые располагаются внутри магнита объемом $7,5 \times 3,5 \times 3,5 \text{ м}^3$. Магнитное поле горизонтально, перпендикулярно направлению нейтринного пучка и имеет величину 0,4 Т.

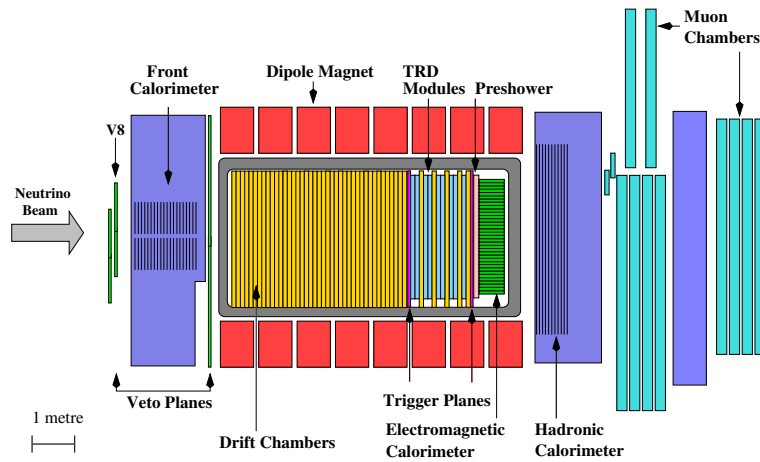


Рис. 3.1: Детектор NOMAD (вид сбоку)

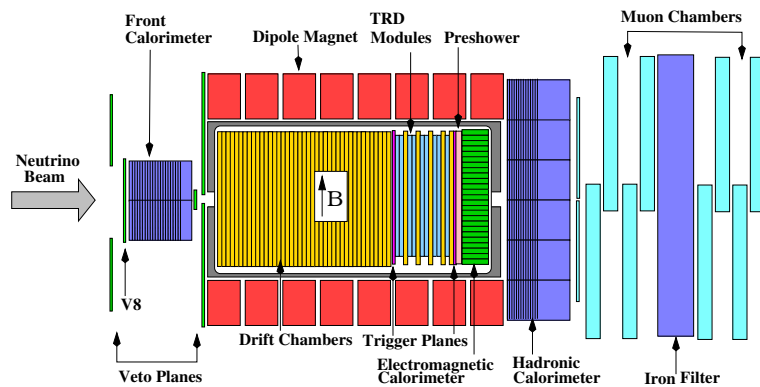


Рис. 3.2: Детектор NOMAD (вид сверху)

Система координат детектора определена следующим образом (см. рис. 3.1): ось X направлена вглубь рисунка и совпадает с направлением магнитного поля, ось Y направлена вверх, а ось Z горизонтальна и дополняет систему 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. Для анализа будет

использована система координат, в которой ось Z совпадает с направлением нейтринного пучка.

3.2.А Пучок нейтрино

Детектор NOMAD находится в западной зоне CERN (WANF) и подвергается воздействию пучка нейтрино широкого спектра от ускорителя SPS. Этот пучок был специально оптимизирован для экспериментов NOMAD и CHORUS. Схематический вид основных элементов, служащих для создания нейтринного пучка, приведен на рис. 3.3.

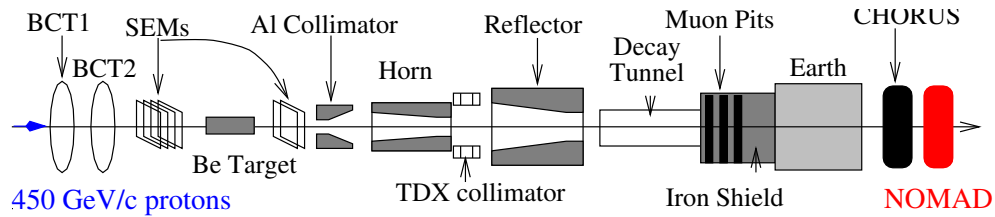


Рис. 3.3: Схематический вид основных элементов, служащих для создания нейтринного пучка.

Нейтрино образуются в распадах вторичных π и K мезонов, возникающих при взаимодействиях 450 ГэВ протонов с бериллиевой мишенью. Вторичные пионы и каоны фокусируются парой коаксиальных магнитных линз в вакуумный распадный канал длиной 290 м. Железная и земляная защита позволяют 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.

Цикл ускорителя SPS повторяется каждые 14,4 с. Протоны извлекаются 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. 3.4 показан расчетный энергетический спектр и состав нейтринного пучка, полученный с помощью детального GEANT моделирования распадного канала. Потoki нейтрино даются в расчете на 10^9 протонов на мишень (protons on target - p.o.t.).

Параметры различных компонент нейтринного пучка приведены в таблице 3.1. 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, что позволило уточнить состав нейтринного пучка.

3.3 Установка NOMAD

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

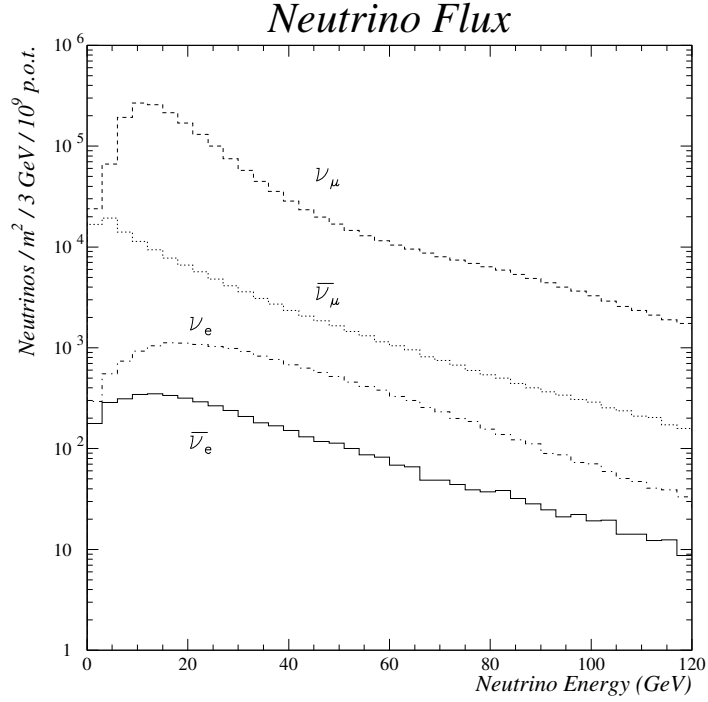


Рис. 3.4: Расчетный энергетический спектр и состав нейтринного пучка.

3.3.A Система вето

Система вето (veto - V) состоит из набора сцинтилляционных счетчиков, покрывающих 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 железа не может быть исключена, так как стальная структура поддержки ('корзина'), в которой установлены основные элементы детектора, проходит через про-

Таблица 3.1: Средняя энергия и состав нейтринного пучка. Ожидаемое число взаимодействий заряженного тока в эффективном объеме детектора NOMAD (для $2,4 \times 10^{19} \text{ p.o.t.}$)

	Средняя E_ν (ГэВ)	Относительный состав	Число ν взаимодействий ЗТ
ν_μ	23,6	1,000	$1,15 \times 10^6$
$\bar{\nu}_\mu$	22,7	0,07	$0,39 \times 10^5$
ν_e	37,0	0,01	$0,17 \times 10^5$
$\bar{\nu}_e$	33,2	0,003	$0,22 \times 10^4$

странство, в котором сцинтилляторы могли бы быть установлены идеальным образом. Аналогично, взаимодействия в передней части обмотки магнита не отбрасываются, но могут быть отделены от полезных взаимодействий в эффективном объеме детектора после реконструкции вершины события.

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

3.3.В Передний калориметр

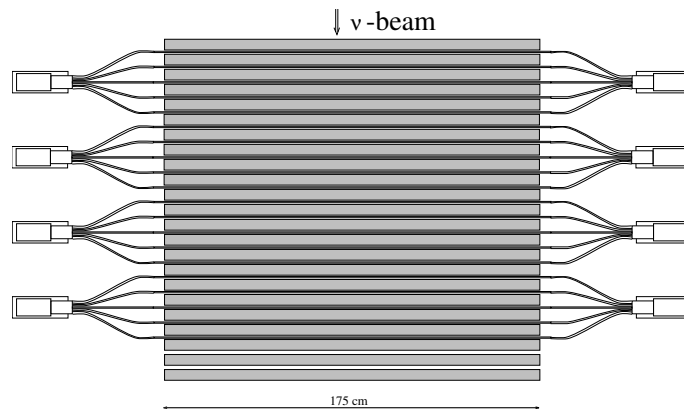


Рис. 3.5: Вид сверху на передний калориметр

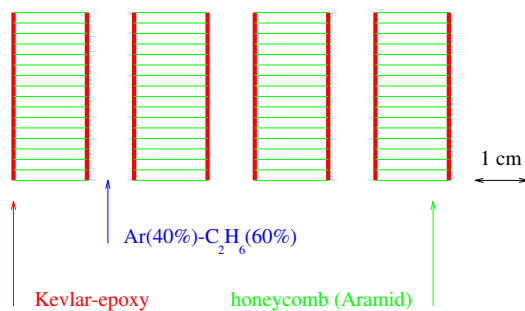
Детектор NOMAD подвешен на двух железных колоннах ('Г'), расположенных по обе стороны магнита. Передняя колонна была заполнена сцинтилляторами, чтобы обеспечить дополнительную активную мишень для нейтринных взаимодействий. Физические задачи, которые могут быть изучены с помощью переднего калориметра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

FCAL состоит из 23 железных слоев, разделенных промежутками, заполненными сцинтилляторами. Поперечное сечение FCAL, пересекаемое пучком нейтрино, составляет 175 см × 190 см (см. рис. 3.5). Детектор имеет общую массу 17,7 т и глубину, эквивалентную 5 длинам ядерного взаимодействия.

3.3.С Дрейфовые камеры

Дрейфовые камеры (Drift Chambers - DC), которые являются одновременно мишенью для нейтринных взаимодействий и трековым детектором, представляют собой основную часть детектора NOMAD. Они были сконструированы с учетом противоречивых требований: стенки камер должны быть как можно тяжелее для обеспечения необходимого количества нейтринных взаимодействий и в тоже время как можно легче для того, чтобы минимизировать эффекты многократного рассеяния, вторичных взаимодействий адронов, фотонных конверсий и тормозного излучения для электронов. Для того, чтобы

Cut of a drift chamber by a plane orthogonal to the wires



Close-up of a drift cell

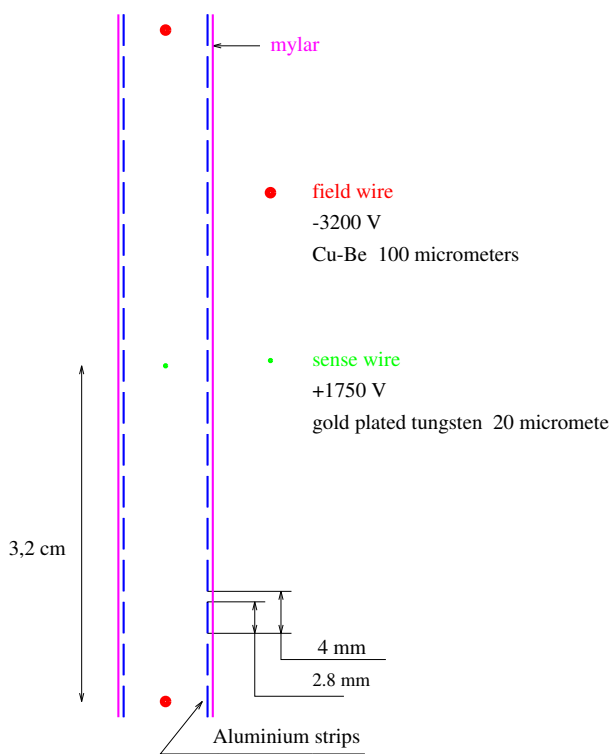


Рис. 3.6: Общий вид дрейфовых камер установки NOMAD.

средняя радиационная длина установки была минимальна, камеры сделаны из вещества с низкой плотностью и малым атомным номером. В итоге между двумя измерительными плоскостями дрейфовых камер содержится меньше 1% радиационной длины.

Каждая камера (рис. 3.6) состоит из четырех 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.

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 (TRD) и обеспечивают прослеживание треков через плоскости TRD до электромагнитного калориметра (ECAL).

Каждая камера соответствует 0,02 радиационной длины. Эффективная масса системы дрейфовых камер в поперечной области $2,6 \times 2,6$ м² составляет 2,7 т. Мишенная часть установки NOMAD близка к изоскалярной ($N_{\text{протонов}} : N_{\text{нейтронов}} \approx 50\% : 50\%$).

3.3.D Триггерные плоскости

Две триггерные плоскости установлены в детекторе NOMAD для отбора нейтринных взаимодействий в эффективном объеме установки. Первая плоскость (T_1) следует за активной мишенью, а вторая (T_2) расположена сразу за областью TRD. Обе плоскости перекрывают область 280 см \times 286 см и состоят из 32 сцинтилляционных счетчиков, просматриваемых фотоумножителями (с 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 счетчиков определена с использованием экспериментальных данных и соответствует $(97,5 \pm 0,1)\%$.

3.3.E 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. Детектор установлен сразу после первой триггерной плоскости и состоит из 9 индивидуальных модулей. Каждый из них включает радиатор, сопровождающийся детектирующей плоскостью. Первые 8 TRD модулей спарены в 4 дублета.

Чтобы обеспечить точную экстраполяцию треков из мишенных дрейфовых камер в калориметр, пять дополнительных дрейфовых камер помещаются в области TRD: одна

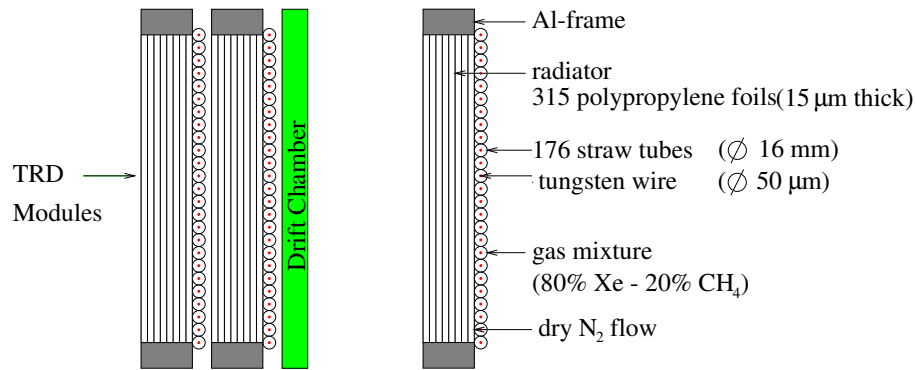


Рис. 3.7: Схематический вид сверху на модуль детектора переходного излучения.

после каждого TRD дублета и одна после последнего модуля TRD (см. рис. 3.1, 3.2 и 3.7).

Калибровка TRD непрерывно осуществляется с помощью радиоактивного 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 TRD.

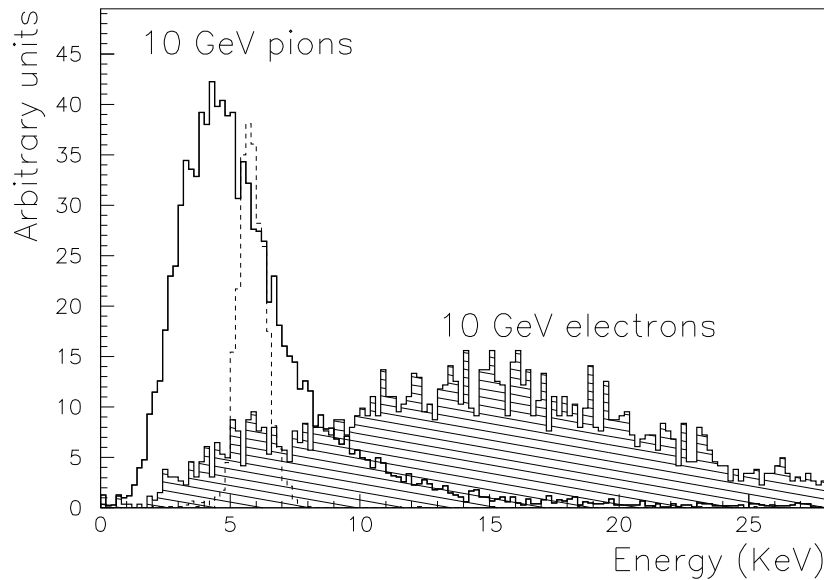


Рис. 3.8: Отклик трубки TRD на 10 ГэВ-ный пион и электрон (измерения на тестовом пучке). Пунктирная линия соответствует сигналу от источника ^{55}Fe (5,89 кэВ).

Идентификация электронов в TRD основана на различии в энерговыделении в трубках для частиц с разными Лоренц-факторами $\gamma = E/m$ (см. рис. 3.8). Заряженные частицы с $\gamma < 500$ выделяют энергию в газовой смеси ксенон – метан преимущественно за счет ионизационных потерь, тогда как релятивистские заряженные частицы ($\gamma > 500$,

главным образом электроны в установке NOMAD), испускают также переходное излучение на границах раздела между слоями фольги в радиаторе. 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 10 ГэВ).

Около 60% всех фотонов, испущенных в радиаторе, поглощаются в детектирующих плоскостях из-за большого сечения поглощения в Хе для фотонов в области нескольких кэВ. Энергия переходного рентгеновского излучения добавляется к энергосодержанию 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 $1/\gamma$).

3.3.F 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 энергосодержание может быть приписано фотонам².

3.3.G Электромагнитный калориметр

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

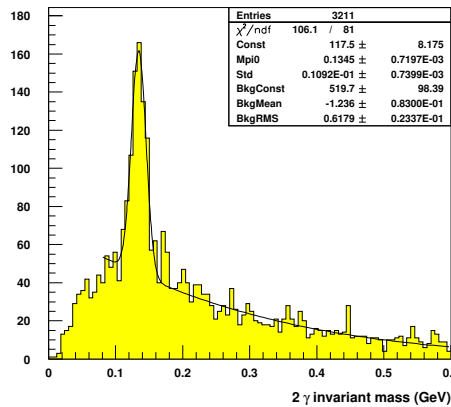


Рис. 3.9: Распределение инвариантной массы системы двух фотонов, реконструированных в электромагнитном калориметре, содержит явный пик от π^0 .

В то время как идентификация электрона выполнена, главным образом, детектором переходного излучения (TRD), измерение его энергии, а также определение нейтральной

² ~ 70% фотонов конвертируют в PRS.

компоненты поперечного импульса требует наличия электромагнитного калориметра с большими поперечными размерами и с хорошим энергетическим решением. Кроме того, электромагнитный калориметр (electromagnetic calorimeter - ECAL), использованный вместе с детектором ливней (PRS), должен улучшить (по крайней мере на два порядка) чистоту отбора электронов, предусмотренную TRD.

Калибровка и отклик калориметра на фотоны низкой энергии был проверен измерением эффективной массы π^0 как в условиях тестового пучка, так и в экспериментальных условиях (рис. 3.9). Результаты на тестовом пучке $m_\pi = 133,7 \pm 1,2$ МэВ и $\sigma_m = 16$ МэВ.

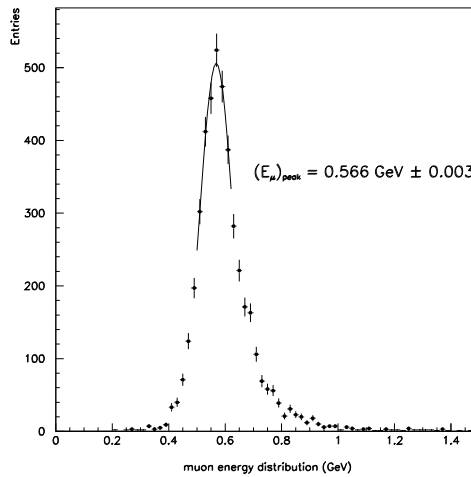


Рис. 3.10: Энерговыведение в электромагнитном калориметре, вызванное мюонами, пересекающими детектор во время набора данных. Сигналы поправлены с учетом зависимости энерговыведения от угла мюона по отношению к плоскости калориметра.

Отклик калориметра на мюоны соответствует среднему энерговыведению $(0,502 \pm 0,003)$ ГэВ. Он был найден стабильным в пределах $\pm 1\%$ на протяжении всего периода, что обеспечивает хорошую проверку устойчивости работы калориметра. Рис. 3.10 показывает типичное энерговыведение, соответствующее мюонам, пересекающим ECAL.

Из-за своей огромной массы, электромагнитный калориметр используется также и для отбора “экзотических” нейтринных событий ($\sim 2,5$ события на нейтринный сброс), которые являются очень полезными как для физических целей, так и для проверки качества пучка.

3.3.Н Адронный калориметр

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

HCAL представляет собой калориметр из железа и скинтилляторов. Детектор NOMAD располагается на железных опорах (‘I’) по обе стороны магнита. Дальняя (по направлению пучка) колонна была заполнена скинтилляторами для формирования HCAL с поперечными размерами 3,6 м в ширину и 3,5 м в высоту.

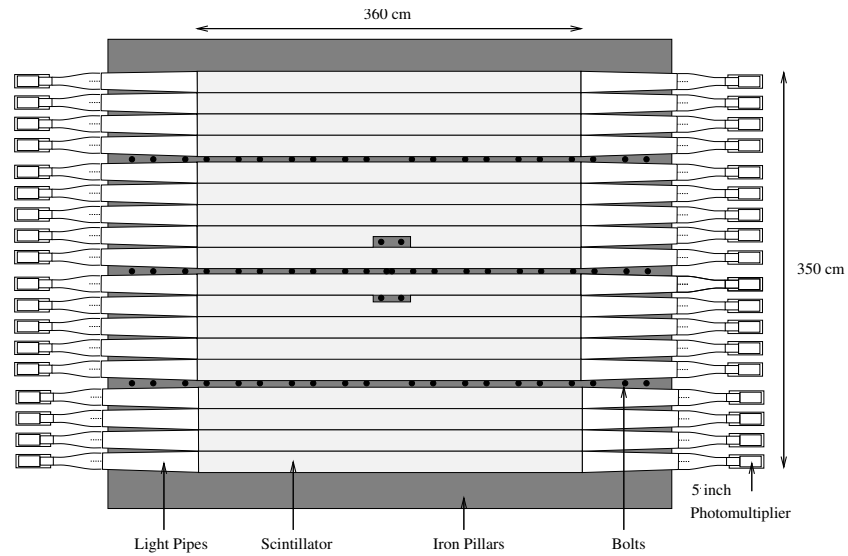


Рис. 3.11: Вид на адронный калориметр.

Опоры 'Г' 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 HCAL приведен на рис. 3.11. Активными элементами калориметра являются сцинтилляционные плоскости, свет с которых направляется на фотоумножитель на конце каждого модуля.

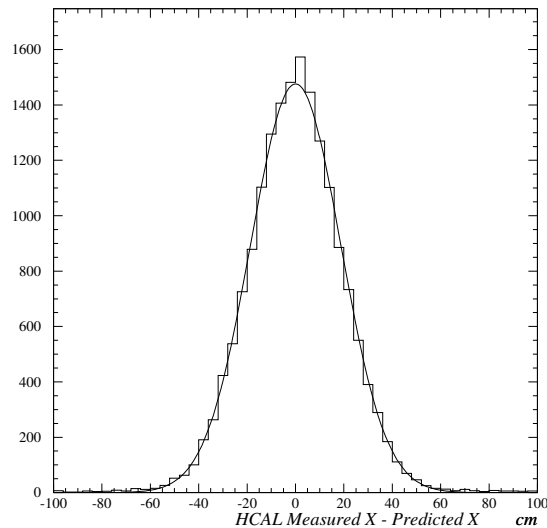


Рис. 3.12: Координатное разрешение для мюонов, проходящих через отдельный модуль адронного калориметра.

Сигналы с каждого фотоэлемента используются для измерения энергии и координаты, а также определения временных характеристик события. Энерговыведение в данном модуле получается из геометрического усреднения сигналов с двух фотоэлементов, а горизонтальная координата энерговыведения определяется длиной затухания в сцинтилляторе и отношением сигналов с фотоэлементов. Рис. 3.12 показывает разницу 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 энерговыведения 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 энерговыведений в адронном и электромагнитном калориметрах.

3.3.1 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 трех модулей и расположена за адронным калориметром. За ней следует железный поглотитель толщиной 80 см и вторая мюонная станция из двух модулей (см. рис. 3.1 и 3.2).

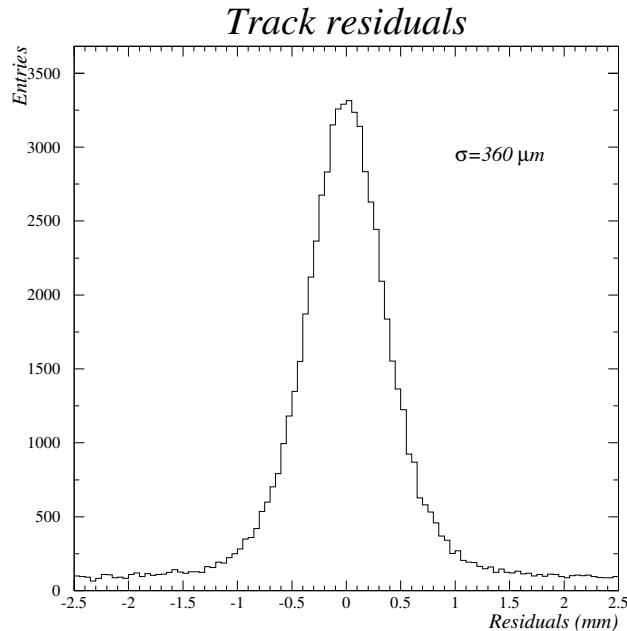


Рис. 3.13: Разрешение для сегментов в мюонных камерах, содержащих 4 отсчета, при хорошем качестве газовой смеси.

Камеры обслуживаются газовой смесью аргон : этан (40% : 60%). Качество их работы непрерывно мониторируется с помощью высокоэнергетичных мюонов, проходящих через детектор. Среднее пространственное разрешение для отсчетов лежит в области от 350 мкм до 600 мкм в зависимости от качества газовой смеси (рис. 3.13).

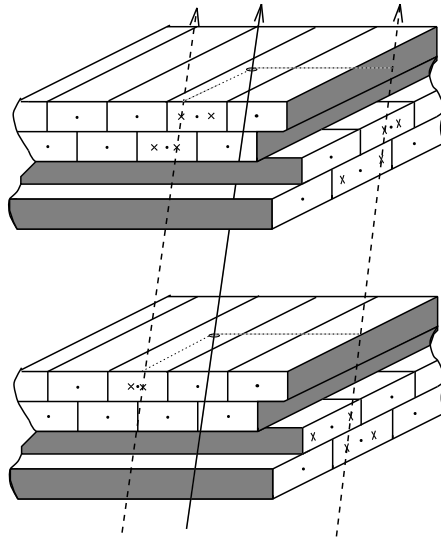


Рис. 3.14: Разрез модуля мюонных камер показывает геометрию дрейфовых трубок и характерное расположение отсчетов при прохождении мюона (основная линия) и реконструированные сегменты в проекциях (пунктирные линии).

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

Сегменты треков восстанавливаются отдельно в каждой из станций (3 или 4 отсчета на проекцию), см. рис. 3.14. Измеренная эффективность реконструкции сегментов трека 97%.

Мюоны идентифицируются если они проходят более чем 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 для станции 1 и 3,7 ГэВ 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 учетом усреднения по координате первичной вершины в мишенной части детектора NOMAD, и не включает те мюоны, которые останавливаются в веществе поглотителя.

3.4 Триггеры и набор данных

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

- $\bar{V} \times T_1 \times T_2$. Этот триггер позволяет проводить анализ нейтринных взаимодействий в дрейфовых камерах мишенной части установки. По крайней мере, по одному отсчету должно быть в триггерных плоскостях T_1 и T_2 . Для того, чтобы отбросить события с мюонами, пересекающими всю длину детектора, требуется отсутствия отсчета в счетчиках вето (V). Частота срабатывания для этого триггера $\sim 5,5/10^{13}$ *p.o.t.*. Среди них около 0,5 события - потенциально интересные кандидаты на нейтринные взаимодействия в дрейфовых камерах. Остальные срабатывания состоят из ‘космических’ событий (около 1), мюонов, избегающих систему вето (1,5), и нейтринных взаимодействий в веществе магнита (2,5).
- $\bar{V}_8 \times FCAL$. Нейтринные взаимодействия в переднем калориметре с энергосделением больше 3 *tip* вызывают срабатывание этого триггера. События с мюонами, пересекающими FCAL, отбрасываются подмножеством системы вето V_8 . Около 6,5 нейтринных взаимодействий происходит в FCAL на 10^{13} *p.o.t.*
- $\bar{V}_8 \times T_1 \times T_2 \times FCAL'$. 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 *tip* энергосделения в FCAL. Частота срабатывания для этого триггера $\sim 1,5/10^{13}$ *p.o.t.*
- $\bar{T}_1 \times \bar{T}_2 \times ECAL$. 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 $\sim 1,5$ *tip* в ECAL запускает этот триггер, имеющий среднюю частоту срабатывания $\sim 2/10^{13}$ *p.o.t.*
- СЛУЧАЙНЫЙ. Случайный триггер, который позволяет изучать загрузку детектора, был сконструирован таким образом: $\bar{V} \times T_1 \times T_2$ триггер был взят и задержан на 23 мкс (соответствует 1 обороту SPS).

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

Кроме того, различные триггеры устанавливаются во время промежутка 2,6 с между двумя нейтринными сбросами (с логикой VT_1T_2). Они используются для:

- калибровки поддетекторов установки;
- измерения эффективности триггерных счетчиков.

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

Как видно из описания детектора NOMAD, эксперимент предоставляет уникальную возможность изучать свойства нейтринных взаимодействий с качеством экспериментов, выполненных на пузырьковых камерах (относительно реконструкции треков³ и идентификации частиц), и со статистикой, сравнимой с полученной в экспериментах калориметрического типа.

В следующей главе мы покажем, как из огромного количества регистрируемых событий выбрать лишь ту малую часть, которая необходима для измерения поляризации Λ^0 -гиперонов, рождающихся в ν_μ взаимодействиях заряженного тока.

³Смотрите об этом подробнее в [8]

Глава IV

Отбор событий и процедура идентификации V^0

Первый шаг поляризационного анализа состоит в построении надежной и эффективной процедуры идентификации нейтральных странных частиц.

Чтобы свести к минимуму статистические ошибки и систематические влияния фоновых событий при измерении поляризации Λ^0 , необходимо добиться высокой чистоты набора при максимальном количестве в нем Λ^0 , то есть нужно приложить специальные усилия, чтобы подавить фон, относящийся к γ -конверсии и распаду других нейтральных частиц, и быть уверенными в правильности реконструкции нейтринных взаимодействий.

Оптимальный отбор “полезных” событий осуществляется с помощью данных Монте-Карло (МК), которые представляют собой набор смоделированных нейтринных взаимодействий, происходящих внутри детектора NOMAD с учетом его внутренней структуры.

4.1 Отбор ν_μ ($\bar{\nu}_\mu$) событий заряженного тока

В детекторе NOMAD регистрируется огромное количество событий, из которых нам необходимо выделить лишь те, которые произошли от ν_μ ($\bar{\nu}_\mu$) взаимодействий заряженного тока, отбросив при этом фон от космических лучей и взаимодействий нейтрино вне эффективного объема детектора (вне дрейфовых камер). Для этого на события накладываются следующие условия:

- первичная вершина должна находиться в эффективном объеме детектора NOMAD: $|X, Y| < 120$ (см), $5 < Z < 395$ (см);
- необходимость присутствия в первичной вершине идентифицированного мюона (положительного или отрицательного знака);
- 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 450 ГэВ (максимальная энергия протонов, сбрасываемых на бериллиевую мишень).

4.2 Отбор событий V^0 -типа

Нейтральные странные частицы (K_S^0 , Λ^0 и $\bar{\Lambda}^0$) могут быть зарегистрированы в детекторе только в результате их распада на две заряженные частицы (положительную и отрицательную): $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ (вероятность 68,6%), $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$ ($\bar{\Lambda}^0 \rightarrow \bar{p}\pi^+$) (вероятность 63,9%). Эти события, называемые V^0 , определяются по двум трекам, выходящим из одной точки (см. рис. 4.1).

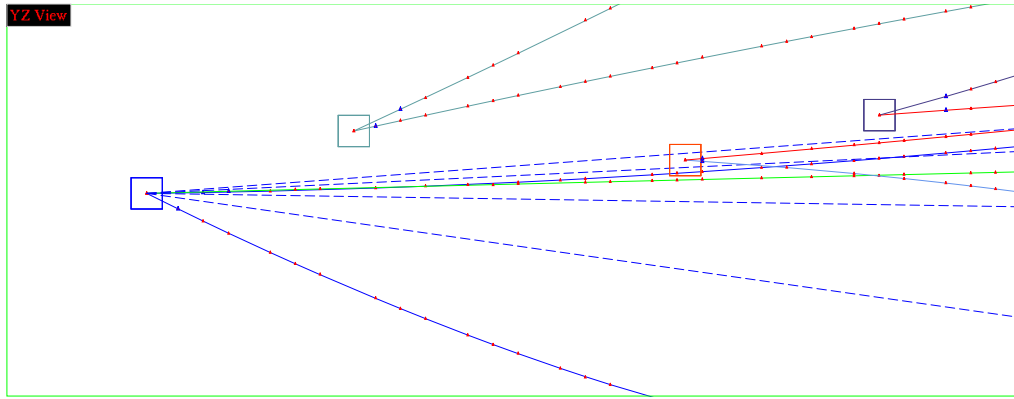
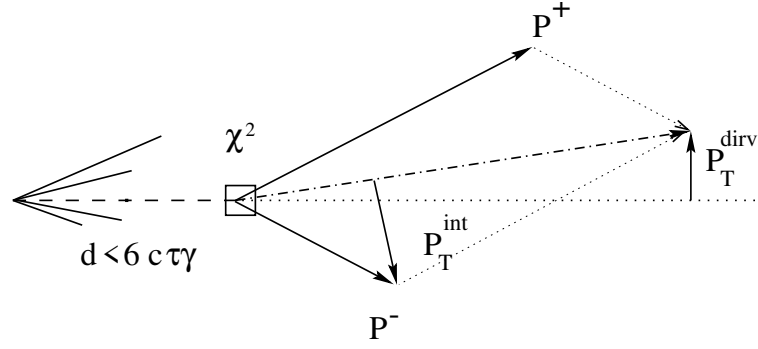


Рис. 4.1: Реконструированное событие в реальных данных, содержащее 3 вершины V^0 типа, идентифицированных как распад K_S^0 .

Принимая во внимание существование большого количества “ложных” V^0 , все кандидаты на эти события должны удовлетворять следующим условиям:

- вершина V^0 должна находиться в эффективном объеме детектора NOMAD: $|X, Y| < 120$ (см), $5 < Z < 395$ (см);
- χ^2 вероятности реконструкции вершины V^0 больше чем 0,01;
- поперечная компонента полного импульса двух исходящих заряженных треков, относительно направления вылета V^0 (линия, соединяющая первичную и V^0 вершины), p_T^{dirv} меньше 100 МэВ/с. Это условие отбрасывает события, которые были реконструированы как V^0 , но не являлись ими (например, взаимодействие нейтрона), а так же те, которые произошли не из первичной вершины;
- поперечная компонента импульса одного из выходящих заряженных треков, относительно импульса V^0 , p_T^{int} больше 20 МэВ/с. Это условие отделяет большую часть событий, связанных с γ -конверсией;
- время жизни V^0 $c\tau_V < 6c\tau_V$ (табличные значения для определенного типа нейтральной частицы).

Рис. 4.2 поясняет смысл этих условий.


 Рис. 4.2: Пояснения к критериям отбора V^0 событий.

4.3 Идентификация нейтральных странных частиц

Идентификация нейтральных странных частиц является непростой и весьма нетривиальной задачей, так как из всех V^0 событий, зарегистрированных в эксперименте NOMAD, лишь 5,1 % относится к распаду Λ^0 , 7,8 % – K_S^0 и 0,49 % – $\bar{\Lambda}^0$. Это положение дел усугубляется еще и тем, что на аппаратном уровне невозможно отличить протоны от пионов, по которым собственно и определяется тип V^0 .

Поэтому идентификация, полностью основанная на законах сохранения энергии и импульса, осуществляется следующим образом: каждому V^0 событию ставится в соответствие три гипотезы распада и гипотеза конверсии фотонов в электрон-позитронную пару: $\gamma \rightarrow e^+e^-$. После чего, используя кинематический фит (см. приложение 8.5), для всех V^0 получаем по 4 значения χ^2 , характеризующих достоверность их принадлежности данной гипотезе. На рис. 4.3 изображены распределения симулированных событий МК в переменных:

$$\begin{aligned} l_\Lambda &= \ln(1 + \chi_\Lambda^2) \\ l_{\bar{\Lambda}} &= \ln(1 + \chi_{\bar{\Lambda}}^2) \\ l_{K_S^0} &= \ln(1 + \chi_{K_S^0}^2) \\ l_\gamma &= \ln(1 + \chi_\gamma^2), \end{aligned} \quad (4.3.1)$$

где χ_Λ^2 , $\chi_{\bar{\Lambda}}^2$, $\chi_{K_S^0}^2$ и χ_γ^2 значения χ^2 для соответствующих гипотез.

Из этих рисунков видно, что в четырех-мерном пространстве переменных l_i , подбором значений l_Λ , $l_{\bar{\Lambda}}$, $l_{K_S^0}$ и l_γ можно выделить области, в которых будут содержаться определенные типы V^0 событий с максимальной статистикой и высокой чистотой. Используя найденные таким образом значения l_i , все V^0 в реальных данных припишем:

- набору Λ^0 , если они принадлежат областям:
 $(l_\Lambda - 0,97 \cdot l_{K_S^0}) \leq 0$ и $l_\Lambda \leq (l_\gamma - 0,3)$ и $l_{\bar{\Lambda}} > 5,1$ (однозначно идентифицированный тип),
 $l_\Lambda \leq 2$ и $l_{K_S^0} \leq 2$ и $(l_\Lambda - 0,95 \cdot l_{K_S^0}) \leq 0,05$ и $l_{\bar{\Lambda}} > 5$ (смешанный тип, содержащий как Λ^0 так и K_S^0);
- набору K_S^0 , если они принадлежат областям:
 $l_{K_S^0} \leq (l_\gamma - 1)$ и $l_\Lambda \geq (l_{K_S^0} + 1)$ и $l_{K_S^0} \leq 0,75 \cdot l_{\bar{\Lambda}}$ (однозначно идентифицированный тип),

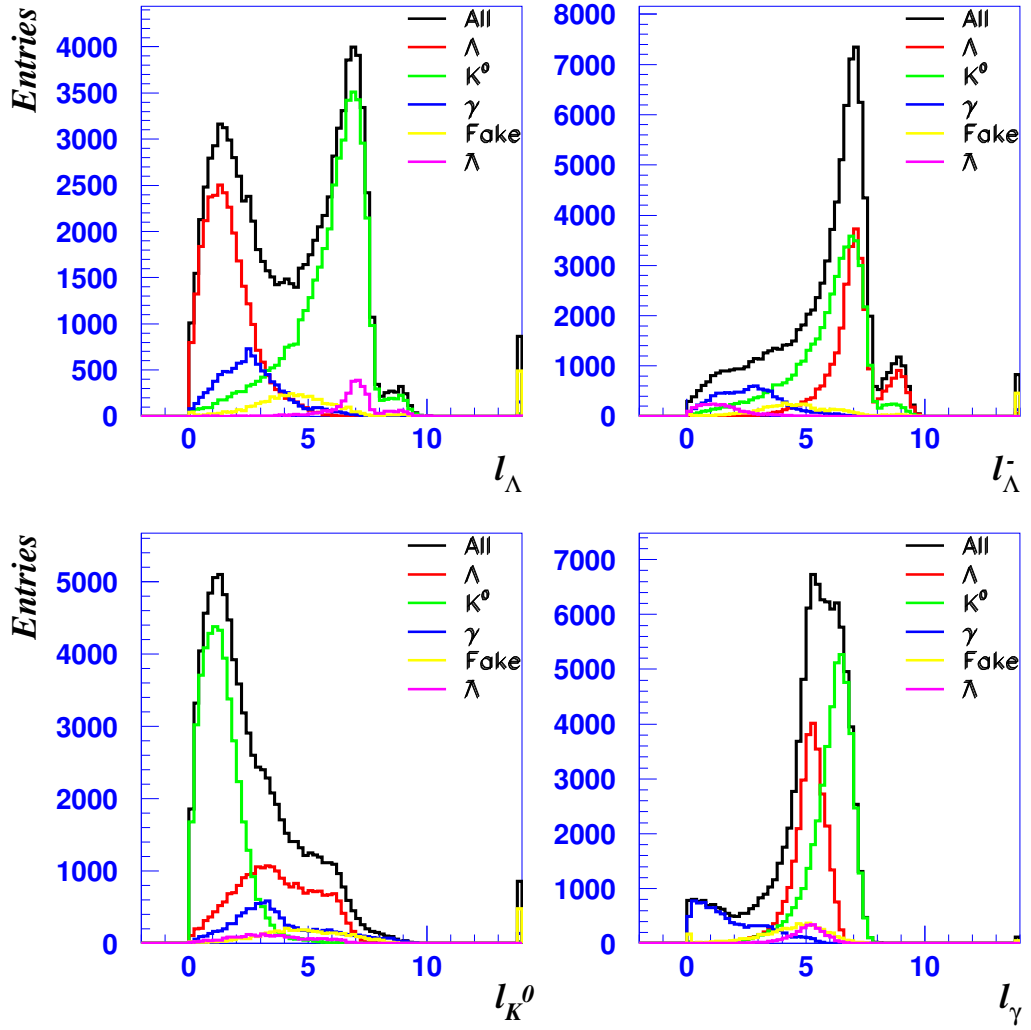


Рис. 4.3: Распределение данных МК в переменных $l_i = \ln(1 + \chi_i^2)$ для различных гипотез.

$5 < l_{\bar{\Lambda}} \leq 10$ и $l_{\gamma} \leq 7$ и $l_{\Lambda} \leq 2$ и $l_{K_S^0} \leq 2$ и $(l_{\Lambda} - 0,95 \cdot l_{K_S^0}) \geq 0,294$ (смешанный тип, содержащий как K_S^0 так и Λ^0);

- набору $\bar{\Lambda}^0$ если они принадлежат областям:
 $l_{\Lambda} \geq 5$ и $l_{\gamma} \geq 3$ и $l_{\bar{\Lambda}} \leq (l_{K_S^0} - 0,88)$ и $l_{\Lambda} \geq (l_{\bar{\Lambda}} + 3)$ (однозначно идентифицированный тип),
 $l_{\Lambda} > 6,25$ и $l_{\gamma} > 4,26$ и $l_{\Lambda} \leq 7,88$ и $l_{\bar{\Lambda}} \leq (1,13 \cdot l_{K_S^0} - 0,84)$ и $l_{\bar{\Lambda}} \geq (0,93 \cdot l_{K_S^0} - 0,92)$ (смешанный тип, содержащий как $\bar{\Lambda}^0$ так и K_S^0);
- набору γ для всех остальных областей.

В результате применения описанной выше идентификационной процедуры (условие на нейтринные взаимодействия, отбор V^0 событий и выбор значений l_i), мы получили три набора, соответствующих Λ^0 , K_S^0 и $\bar{\Lambda}^0$, для контроля качества которых мы приводим распределения по инвариантной массе для реальных данных и симулированных событий МК (рис. 5.8). Однако в этом методе происходит искажение фазового пространства распада, причиной которого является существование кинематических областей с перекры-

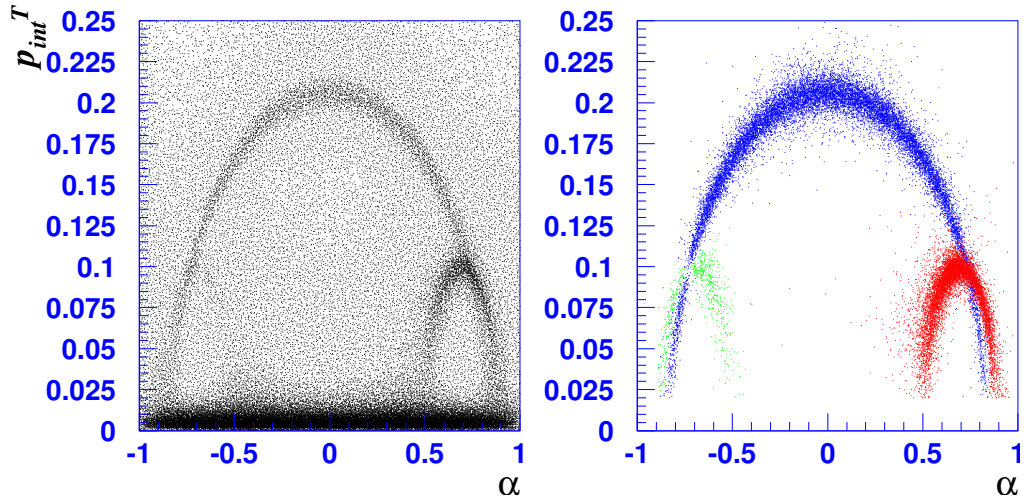


Рис. 4.4: Распределение реальных данных в переменных $\alpha = \frac{p_+ - p_-}{p_+ + p_-}$ и p_T^{int} до (слева) и после (справа) идентификации. На них явно видны распределения K_S^0 – центральный полуэллипс, Λ^0 и $\bar{\Lambda}^0$ правый и левый полуэллипсы соответственно

вающимися распределениями для различных гипотез. Они хорошо видны на рис. 4.4, на котором изображено распределение Арментаероса для реальных данных до и после идентификации¹ (о свойствах этого распределения смотрите в приложении 8.5). Но влиянием этого эффекта можно пренебречь если при поляризационном анализе использовать набор симулированных событий МК (смотрите главу VI).

Существует также и другой метод идентификации, который основан на α -симметрии, в результате чего не происходит искажения фазового пространства распада. Но он применим лишь при $x_F < 0$ (подробнее об этом см. в [9]).

4.4 Отделение событий нейтрального тока

Нейтринное взаимодействие заряженного тока определяется присутствием мюона, трек которого выходит из первичной вершины и достигает мюонных станций (рис. 4.5, а), но среди них может оказаться и событие нейтрального тока, при условии, что один из адронов распался на мюон (рис. 4.5, б). Для того, чтобы отделить их, мы использовали комбинацию переменных $qt2ratio$ и ρ_ν , где:

$$\vec{q}_T = \vec{p} - \frac{(\vec{p} \cdot \vec{P}_h)}{P_h^2} \vec{P}_h, \quad Q_T^2(NC) = \frac{1}{n} \sum_i q_T^2(i), \quad Q_T^2(CC) = \frac{1}{n-1} \sum_{i \neq lepton} q_T^2(i),$$

$$qt2ratio = \frac{Q_T^2(CC)}{Q_T^2(NC)}, \quad \rho_\nu = \frac{p_T^{lep} - p_T^{miss}}{p_T^{had}}.$$

Идея этого критерия основана на сравнении средних квадратов импульсов Q_T^2 адронной струи для двух гипотез: событие нейтрального тока - $Q_T^2(NC)$ (все видимые треки,

¹Этот график использовался для отбора V^0 событий и проверки идентификационной процедуры.

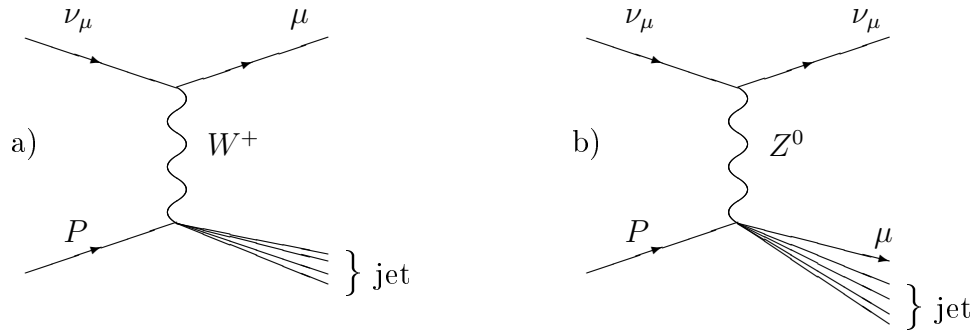


Рис. 4.5: Нейтринные взаимодействия: а) заряженного тока; б) нейтрального тока, с распадом одного из адронов на мюон.

исходящие из первичной вершины, относятся к адронной струе) и событие заряженного тока - $Q_T^2(CC)$ (в этом случае мы вычисляем Q_T^2 , исключая мюонный трек). Отношение Q_T^2 для различных гипотез $\frac{Q_T^2(CC)}{Q_T^2(NC)}$, примерно равно 1 для событий НТ, так как случайно удаленный трек не изменяет поведения адронной струи, и находится вблизи 0 для ЗТ, так как в этом случае, лептонный ток увеличивает значение среднего импульса струи, когда включается в нее².

Использование двухмерного графика $qt2ratio(\rho_\nu)$ позволяет нам наиболее эффективно отделить события нейтрального тока от заряженного (рис. 4.6). Условие, которое применялось при этом (смотрите прямую линию на графике):

$$qt2ratio < \alpha + \beta \times \rho_\nu, \text{ где } \alpha = 0,7, \beta = 0,9. \quad (4.4.2)$$

Этот критерий накладывался только на набор $\bar{\nu}_\mu$ взаимодействий, в котором события НТ дают большой вклад, в ν_μ же наборе этим фоном можно пренебречь.

4.5 Результаты идентификации V^0

Отбор и идентификация V^0 событий в эффективном объеме детектора характеризуются следующими величинами:

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

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

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

²Этот критерий можно также использовать и для идентификации событий ЗТ в случае, если мюон не был идентифицирован

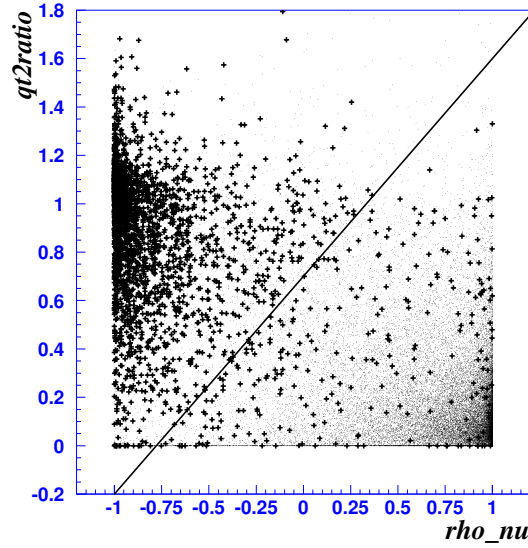


Рис. 4.6: Гистограмма зависимости $qt2ratio$ от ρ_ν позволяет разделять (анти)нейтринные взаимодействия ЗТ от ν_μ взаимодействий НТ. Например, $\bar{\nu}_\mu$ события ЗТ находятся в основном в правом нижнем углу рисунка (точки), в то время как взаимодействия НТ группируются в левой верхней части рисунка (крестики).

где ϵ_r характеризует качество детектора и алгоритмов реконструкции и не зависит от наших действий, ϵ_s показывает какую часть “полезных” V^0 событий мы теряем при вырезании фона, ϵ_i - идентифицированная доля событий, оставшихся после критериев отбора V^0 и ν_μ ($\bar{\nu}_\mu$) взаимодействий. Полная эффективность $\epsilon = \epsilon_r \times \epsilon_s \times \epsilon_i$ показывает, какую часть V^0 событий определенного типа мы можем реконструировать и идентифицировать в данном эксперименте.

Результаты отбора Λ^0 , K_S^0 и $\bar{\Lambda}^0$ гипотез в идентифицированных ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$ событиях ЗТ приведены в таблицах 4.1 и 4.2 соответственно. Они получены с помощью набора смоделированных событий МК, в котором находилось соответствие между симулированными и реконструированными величинами.

Таким образом, после отбора событий и идентификации частиц для ν_μ ($\bar{\nu}_\mu$) взаимодействий ЗТ, мы получили набор Λ^0 , состоящий из 95,9% (96,9%) настоящих Λ^0 , 2,4% (2,0%) K_S^0 , 0,2% (0,2%) γ -конверсии и 1,5% (0,9%) остального фона. Набор K_S^0 состоит из 97,2% (97,3%) настоящих K_S^0 , 1,7% (1,7%) Λ^0 , вклад от γ -конверсии $\bar{\Lambda}^0$ и случайно реконструированных событий составляет 1,1% (1,0%).

В наборе $\bar{\Lambda}^{03}$, рождающихся в ν_μ взаимодействиях ЗТ, содержится 89,7% настоящих $\bar{\Lambda}^0$, 5,5% K_S^0 и 4,8% Λ^0 , γ -конверсий и случайно реконструированных треков.

³К этому набору так же применялось ограничение на инвариантную массу, соответствующее 0,025 ГэВ.

Таблица 4.1: Результаты применения критериев отбора V^0 в идентифицированных ν_μ взаимодействиях и эффективность для различных наборов событий.

Набор событий	ν_μ вз. ЗТ в МК	$\bar{\nu}_\mu$ вз. ЗТ в МК	ν_μ вз. НТ в МК
Полное число	2 592 267	546 084	1 664 045

Таблица 4.2: Результаты применения критериев отбора V^0 в идентифицированных $\bar{\nu}_\mu$ взаи. и эффективность для различных наборов событий.

Набор событий	ν_μ вз. ЗТ в МК	$\bar{\nu}_\mu$ вз. ЗТ в МК	ν_μ вз. НТ в М
Полное число	2 592 267	546 084	1 664 045

Глава V

Сравнение реальных данных и событий Монте-Карло

При поляризационном анализе широко используется набор симулированных событий Монте-Карло, который был создан для поиска $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ осцилляций в эксперименте NOMAD и представляет собой общую картину взаимодействий, происходящих внутри детектора с участием нейтрино. В этих данных, записанных в том же формате что и реальные, сохранена информация между смоделированными и восстановленными значениями кинематических переменных, что позволяет принять во внимание все изменения, возникшие на стадии их реконструкции.

Ниже мы приведем процедуру создания набора МК и сравнение его с реальными данными. А если появятся какие-либо расхождения, то по возможности оценить их влияние на поляризацию и учесть для будущих нейтринных экспериментов.

5.1 Моделирование событий в детекторе NOMAD

Энергетический спектр нейтринного пучка

Воспроизведение формы и энергетического спектра нейтринного пучка осуществляется с помощью программы FLUKA, моделирующей взаимодействие (анти)протонов с берилиевой мишенью, в результате чего образуются пионы и каоны, распадающиеся затем на мюоны и нейтрино. Плохое знание выходов π и K мезонов, а также неточное описание их поведения в распадном канале особенно сказывается на спектре $\bar{\nu}_\mu$ пучка, влияющего на выходы различных типов частиц в событиях МК¹ (рис. 5.1)

¹Здесь имеется ввиду несоответствие каналов реакций, а не заложенные выходы в программе симулирования

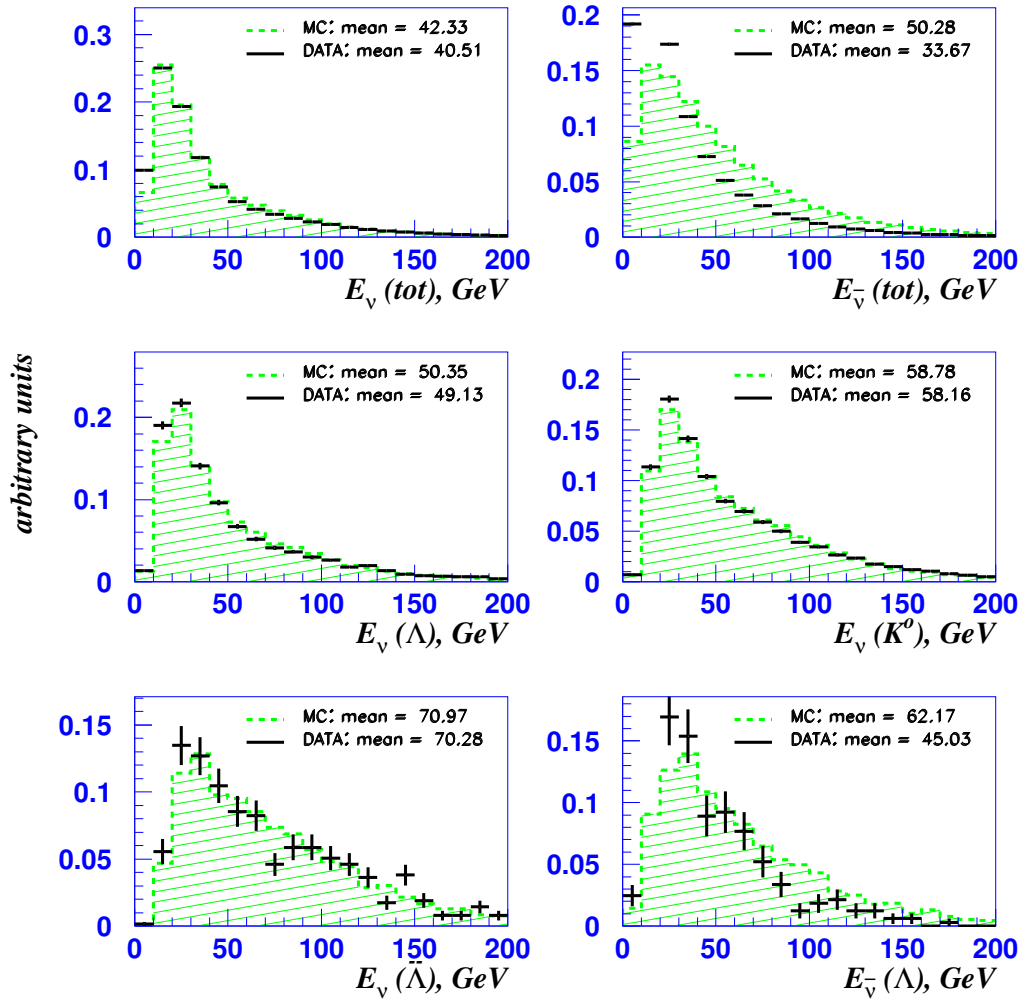


Рис. 5.1: Энергетический спектр (анти)нейтрино в симулированных событиях МК (гистограммы) и реальных данных (точки с допустимыми интервалами ошибок) для всех событий (два верхних рисунка) и для каждого набора в отдельности (четыре нижних рисунка).

Взаимодействие нейтрино с веществом

Для описания взаимодействия нейтрино с веществом необходимо знать сечения рассеяния на протонах и нейтронах, процентное соотношение которых в мишенной части детектора NOMAD практически равно единице ($N_{\text{протонов}} : N_{\text{нейтронов}} \approx 50\% : 50\%$). Из этого условия следует, что число взаимодействий (если не принимать во внимание морские кварки) $N_p^{int}/N_n^{int} \approx 1/2$. Из таблицы 5.1 мы видим, что это отношение хорошо воспроизводится в событиях МК и находится в некотором разногласии с реальными данными, причина которого окончательно не ясна.

Таблица 5.1: Количество нейтринных взаимодействий на нейтронах и протонах для реальных данных и событий МК.

	Симулированные события		Реконструированные события	
	Монте-Карло		Монте-Карло	Реальные данные
$N_p(\%) : N_n(\%)$	35,5 : 64,5		33,3 : 66,7	42,9 : 57,1

После того как определен нуклон и кварк, с которым взаимодействует нейтрино, вычисляется угол рассеяния, переданный импульс, ток взаимодействия. Эти данные передаются программе JETSET 7.4, описывающей образование адронной струи, с последующей ее фрагментацией в различного рода частицы. То есть происходит моделирование процесса рождения из вакуума $q\bar{q}$ пар в поле, созданного вылетевшим кварком и двухкварковым состоянием (qq'), который требует введения большого количества параметров, заложенных по умолчанию согласно модели LUND и требующих настройки под конкретный эксперимент.

На последней стадии моделирования нейтринных взаимодействий все данные “протаскиваются” через установку, геометрические размеры и состав вещества которой задаются программой GEANT. После чего эти события, также как и для реальных данных, восстанавливаются программой реконструкции и записываются на ленту в формате DST v7r3.

5.2 Общее поведение V^0

В теоретическом введении были приведены различные механизмы передачи спина в области фрагментации мишени ($x_F < 0$) и в области фрагментации пучка ($x_F > 0$), где x -Фейнмановское $x_F = 2p_L^*/W$ – отношение продольной компоненты импульса V^0 , относительно оси адронной струи, к массе всей системы. Из рис. 5.2, на котором изображено распределение по этой переменной для реальных данных и симулированных событий видно, что Λ^0 -гипероны² рождаются в основном при $x_F < 0$, в то время как для K_S^0 и $\bar{\Lambda}^0$ максимум приходится на центральную область с небольшой асимметрией K_S^0 в ОФП. Однако это смещение вызвано не столько кинематикой процесса, сколько программой реконструкции, плохо восстанавливающей низкоэнергетические треки, образующиеся в

²Если специально не оговорено, то имеются в виду Λ^0 , рождающиеся в ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$ взаимодействиях

результате распада нейтральных частиц (см. рис. 5.3, на котором представлены распределения по x_F для симулированных и реконструированных событий). Не искаженность же распределения $\bar{\Lambda}^0$ объясняется тем, что они имеют более высокую энергию рождения³, приводящей к увеличению среднего импульса, и как результат этого – большую эффективность восстановления.

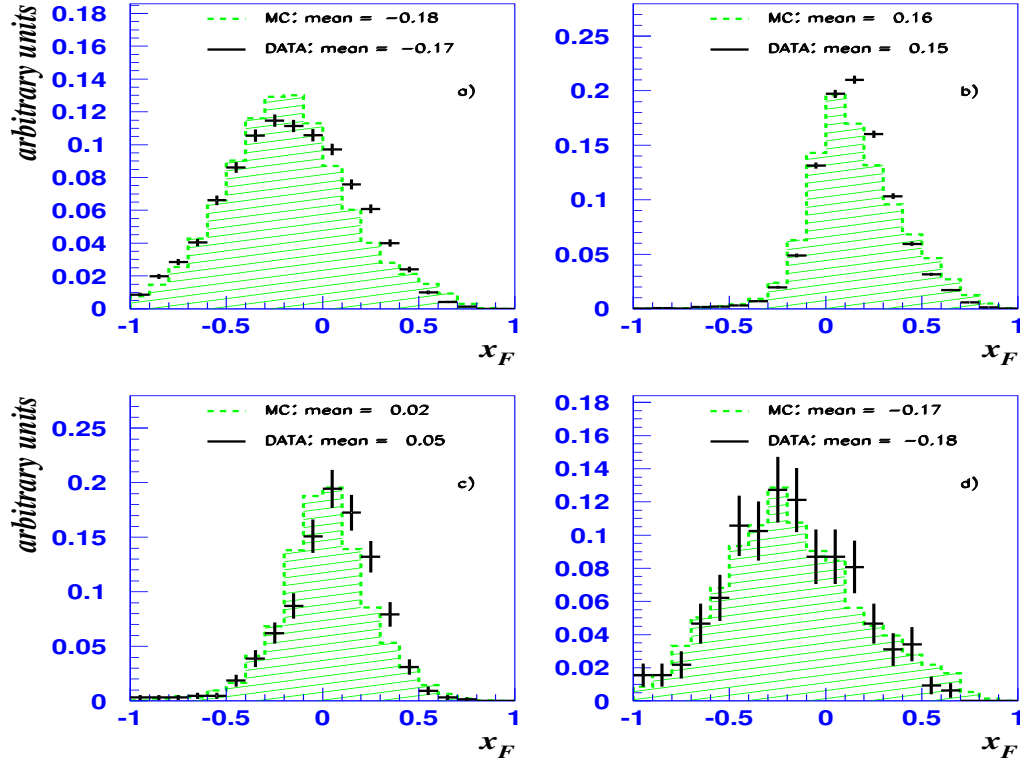


Рис. 5.2: Сравнение распределений по переменной x_F между симулированными событиями МК (гистограммы) и реальными данными (точки с допустимыми интервалами ошибок) для реконструированных событий: а) Λ^0 в ν_μ взаимодействиях ЗТ; б) K_S^0 в ν_μ взаимодействиях ЗТ; в) $\bar{\Lambda}^0$ в ν_μ взаимодействиях ЗТ; д) Λ^0 в $\bar{\nu}_\mu$ взаимодействиях ЗТ.

На рис. 5.4 показана вероятность рождения V^0 в зависимости от его поперечного импульса относительно оси адронной струи, которая, согласно модели LUND, в области $p_T^2 < 0,5 \text{ ГэВ}^2$ экспоненциально спадает с ростом p_T^2 по закону $A \times \exp(-B \times p_T^2)$. Значения параметра наклона B для реальных данных и симулированных событий практически совпадают с полученными ранее в эксперименте по $\nu_\mu Ne$ рассеянию, с использованием 15 футовых пузырьковых камер в Fermilab [10] (см. таблицу 5.2). В области $p_T^2 > 0,5 \text{ ГэВ}^2$, это распределение отличается от простого экспоненциального закона и описывается как $1/p_T^4$.

Впервые в нейтринных экспериментах, хорошее качество восстановления событий, одновременно с большой статистикой собранных данных, позволяет построить зависимость

³Из закона сохранения барионного числа, минимальная диаграмма рождения Λ^0 : $\nu_\mu n \rightarrow \mu^- K^+ \Lambda$, в то время как для $\bar{\Lambda}^0$: $\nu_\mu p \rightarrow \mu^- \Lambda \bar{p}$.

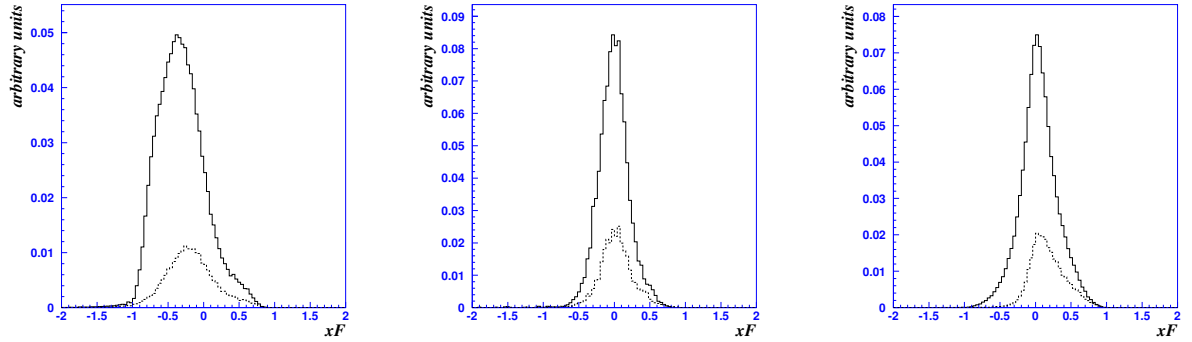


Рис. 5.3: Симулированное (сплошная линия) и реконструированное (пунктирная линия) распределение по x_F для Λ^0 слева, $\bar{\Lambda}^0$ (в центре) и K_S^0 (справа).

Таблица 5.2: Значения наклонного параметра B для распределения по переменной p_T^2 в событиях МК и реальных данных в нейтринных взаимодействиях заряженного тока.

События ($0 < p_T^2 < 0,5 \text{ ГэВ}^2$)		Λ^0 в ν_μ	K_S^0 в ν_μ	$\bar{\Lambda}^0$ в ν_μ	Λ^0 в $\bar{\nu}_\mu$
<u>Эксперимент</u>					
NOMAD	МК	$4,03 \pm 0,05$	$4,79 \pm 0,04$	$3,54 \pm 0,19$	$4,67 \pm 0,15$
	Данные	$3,92 \pm 0,09$	$4,37 \pm 0,07$	$4,06 \pm 0,37$	$4,41 \pm 0,44$
Fermilab	Данные	$4,53 \pm 0,21$	$4,68 \pm 0,18$	–	–

среднего p_T^2 от x_F для нейтральных страных частиц с минимальными статистическими ошибками (рис. 5.5). Существующее расхождение, которое мы видим из этих рисунков, возможно объясняется отсутствием КХД-эффектов в программе моделирования событий: при $x_F \rightarrow 1$, сильно ускоренные кварки внутри адронной струи начинают излучать мягкие глюоны, увеличивая таким образом средний p_T^2 . Причиной их невключения в программу моделирования событий служит недостаточное понимание физики этих процессов, главным образом вероятности излучения глюонов. Но этим эффектом в нашем случае можно пренебречь, так как очень мало V^0 находится в области разногласия между событиями МК и реальными данными.

К сожалению, из-за больших статистических ошибок, ничего определенного нельзя сказать про распределения $\bar{\Lambda}^0$ в ν_μ и Λ^0 в $\bar{\nu}_\mu$ взаимодействиях.

Еще одной важной кинематической переменной, описывающей поведение V^0 , является относительная энергия, уносимая нейтральной странной частицей в лабораторной системе: $z = E_{lab}(V^0)/E_{lab}$ (все адроны). Причина несоответствия распределений между реальными данными и набором МК по этой переменной (см. рис. 5.6) до сих пор окончательно неясна.

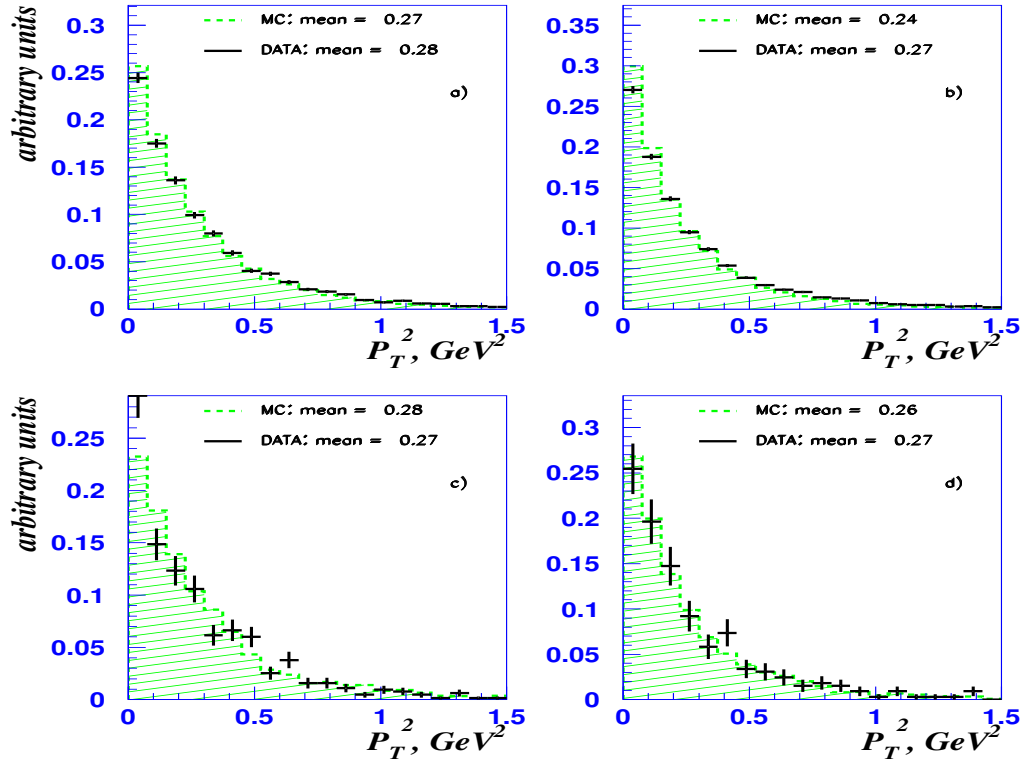


Рис. 5.4: Сравнение распределений по p_T^2 в событиях МК (гистограммы) и реальных данных (точки с допустимыми интервалами ошибок), для следующих реконструированных событий: а) Λ^0 в ν_μ взаимодействиях ЗТ; б) K_S^0 в ν_μ взаимодействиях ЗТ; в) $\bar{\Lambda}^0$ в ν_μ взаимодействиях ЗТ; д) Λ^0 в $\bar{\nu}_\mu$ взаимодействиях ЗТ.

5.3 Рождение и распад нейтральных странных частиц

Для того, чтобы в поляризационном анализе при корректировке реальных данных на неэффективность детектора можно было использовать набор симулированных событий МК (смотрите 6.2), необходимо убедиться в точном моделировании процессов рождения и распада K_S^0 , Λ^0 и $\bar{\Lambda}^0$. Рис. 5.7, 5.8 и 5.9 иллюстрируют хорошее согласие распределений по импульсам продуктов распада⁴, инвариантной массе и времени жизни V^0 соответственно, подтверждая тем самым отсутствие неучтенных эффектов детектора в программе симулирования и реконструкции.

Дополнительно было найдено, что выходы Λ^0 , K_S^0 и $\bar{\Lambda}^0$ в ν_μ взаимодействиях заряженного тока, как функции различных кинематических переменных (W^2 , Q^2 , x_B , y_B), хорошо воспроизводятся программой симулирования, за исключением полного нормировочного коэффициента, который может быть настроен выбором $(s\bar{s})$ фактора подавления, характеризующего вероятность рождения странных частиц (по умолчанию он равен 0,3, что в полтора раза больше, чем в реальных данных). Средние значения кинематических переменных для событий, содержащих идентифицированные K_S^0 , Λ^0 и $\bar{\Lambda}^0$, приведены в таблице 5.3.

⁴Это распределение приведено только для Λ^0 , рождающихся в ν_μ взаимодействиях

Таблица 5.3: Средние значения кинематических переменных, относящихся к рождению нейтральных странных частиц.

События		Λ^0 в ν_μ	K_S^0 в ν_μ	$\bar{\Lambda}^0$ в ν_μ	Λ^0 в $\bar{\nu}_\mu$
<u>Переменные</u>					
$\langle E_\nu \rangle$ (ГэВ)	МК	53,3	62,8	78,1	65,9
	Данные	52,0	62,3	75,1	48,0
$\langle W^2 \rangle$ (ГэВ ²)	МК	40,0	51,8	69,2	37,2
	Данные	36,3	48,5	61,3	25,3
$\langle Q^2 \rangle$ (ГэВ ²)	МК	12,7	14,2	18,7	9,1
	Данные	11,4	13,6	16,7	6,6
$\langle x_{Bj} \rangle$	МК	0,26	0,23	0,23	0,23
	Данные	0,26	0,23	0,23	0,26
$\langle y_{Bj} \rangle$	МК	0,51	0,55	0,59	0,38
	Данные	0,48	0,53	0,57	0,35

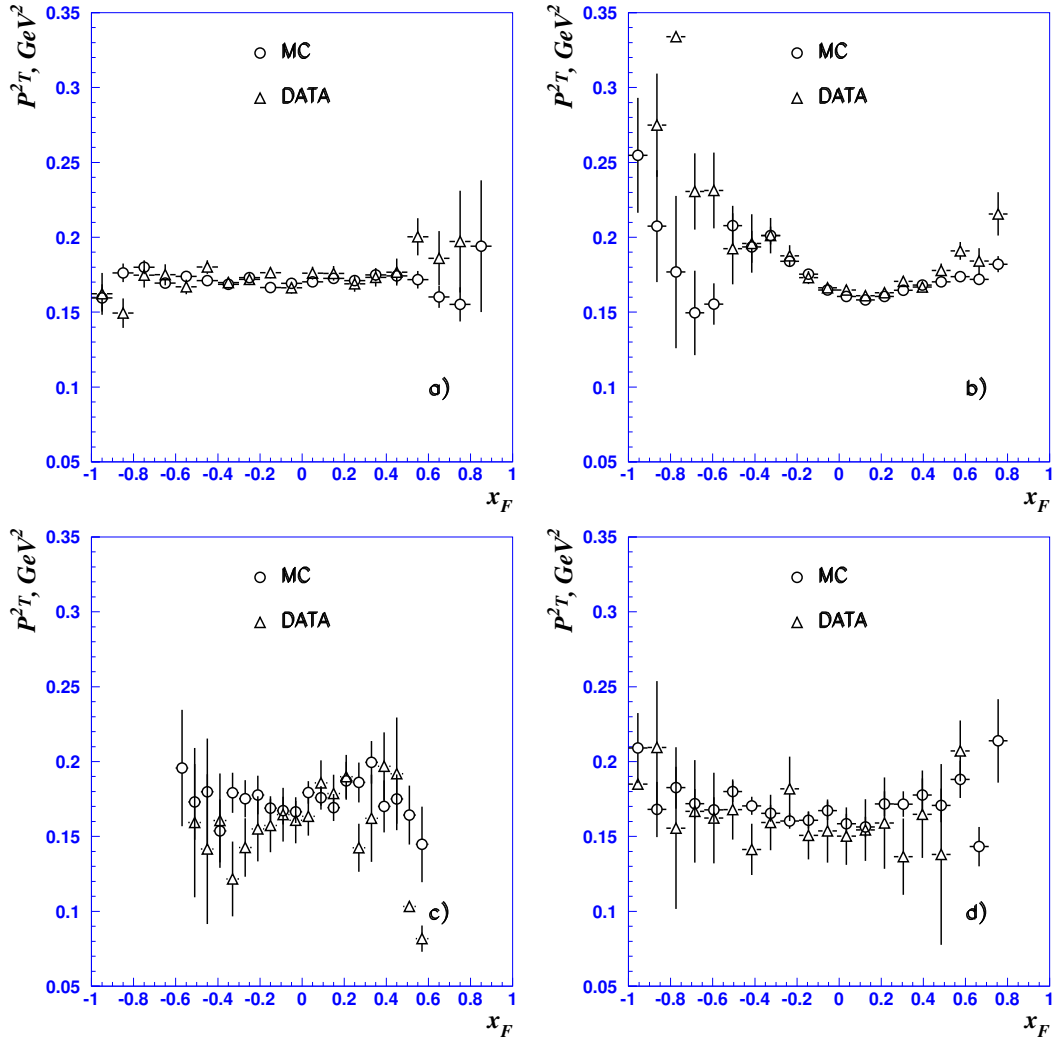


Рис. 5.5: Сравнение зависимостей p_T^2 от x_F между симулированными событиями и реальными данными для следующих реконструированных событий: а) Λ^0 в ν_μ взаимодействиях ЗТ; б) K_S^0 в ν_μ взаимодействиях ЗТ; в) $\bar{\Lambda}^0$ в ν_μ взаимодействиях ЗТ; д) Λ^0 в $\bar{\nu}_\mu$ взаимодействиях ЗТ.

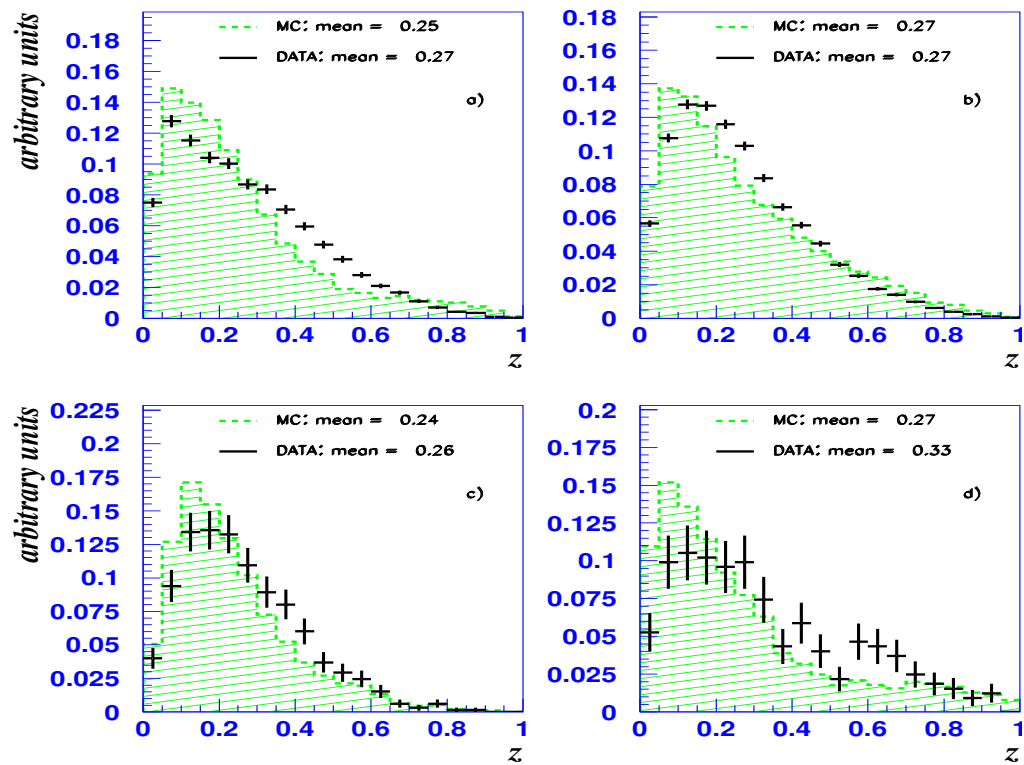


Рис. 5.6: Сравнение распределений по переменной z в симулированных событиях (гистограммы) и реальных данных (точки с допустимыми интервалами ошибок), для следующих реконструированных событий: а) Λ^0 в ν_μ взаимодействиях ЗТ; б) K_S^0 в ν_μ взаимодействиях ЗТ; в) $\bar{\Lambda}^0$ в ν_μ взаимодействиях ЗТ; д) Λ^0 в $\bar{\nu}_\mu$ взаимодействиях ЗТ.

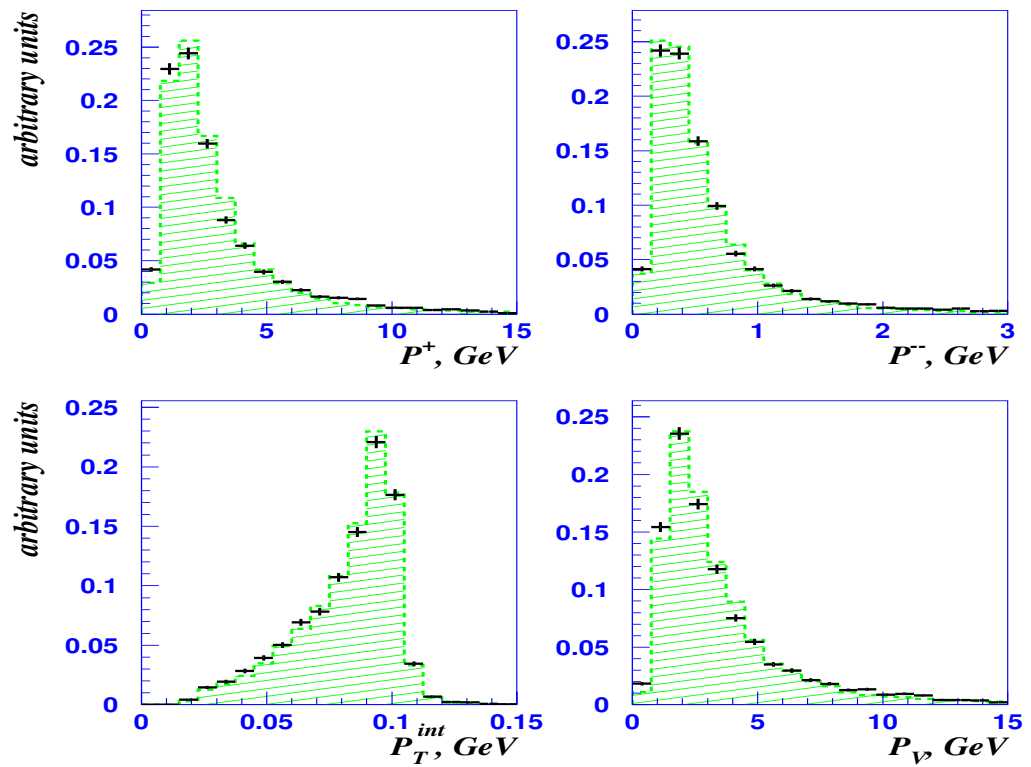


Рис. 5.7: Сравнение распределений по импульсным переменным между событиями МК (гистограммы) и реальными данными (точки с допустимыми интервалами ошибок), для Λ^0 , рождающихся в ν_μ взаимодействиях ЗТ.

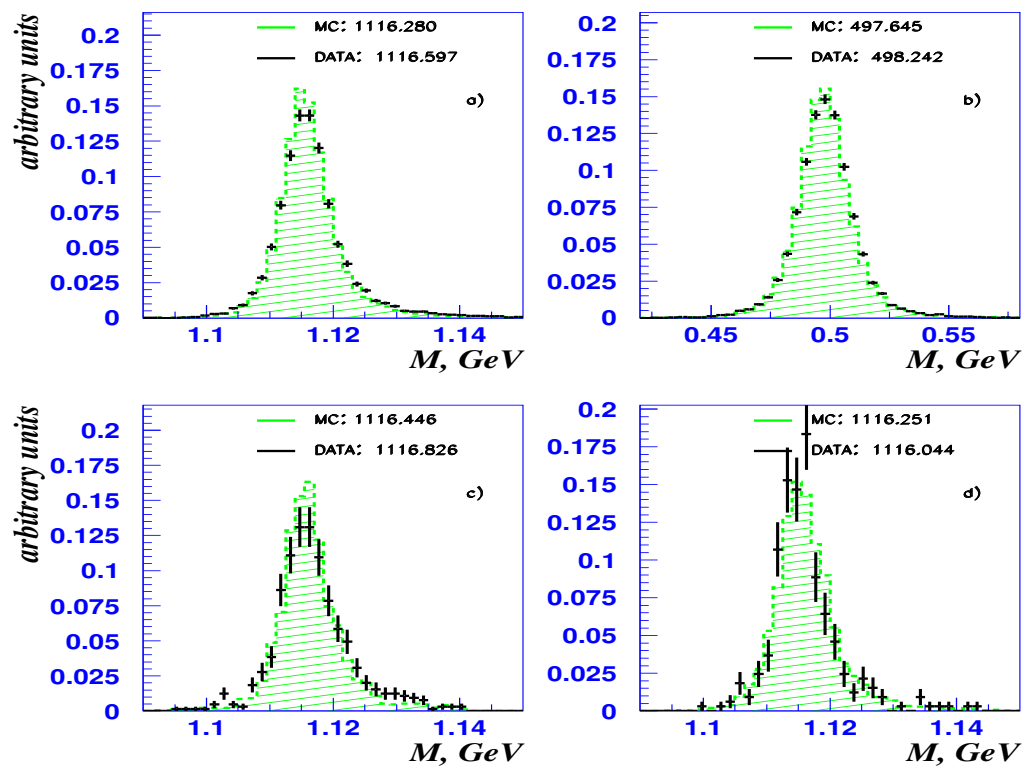


Рис. 5.8: Сравнение распределений по инвариантной массе в событиях МК (гистограммы) и реальных данных (точки с допустимыми интервалами ошибок), для следующих реконструированных событий: а) Λ^0 в ν_μ взаимодействиях ЗТ; б) K_S^0 в ν_μ взаимодействиях ЗТ; в) $\bar{\Lambda}^0$ в ν_μ взаимодействиях ЗТ; д) Λ^0 в $\bar{\nu}_\mu$ взаимодействиях ЗТ.

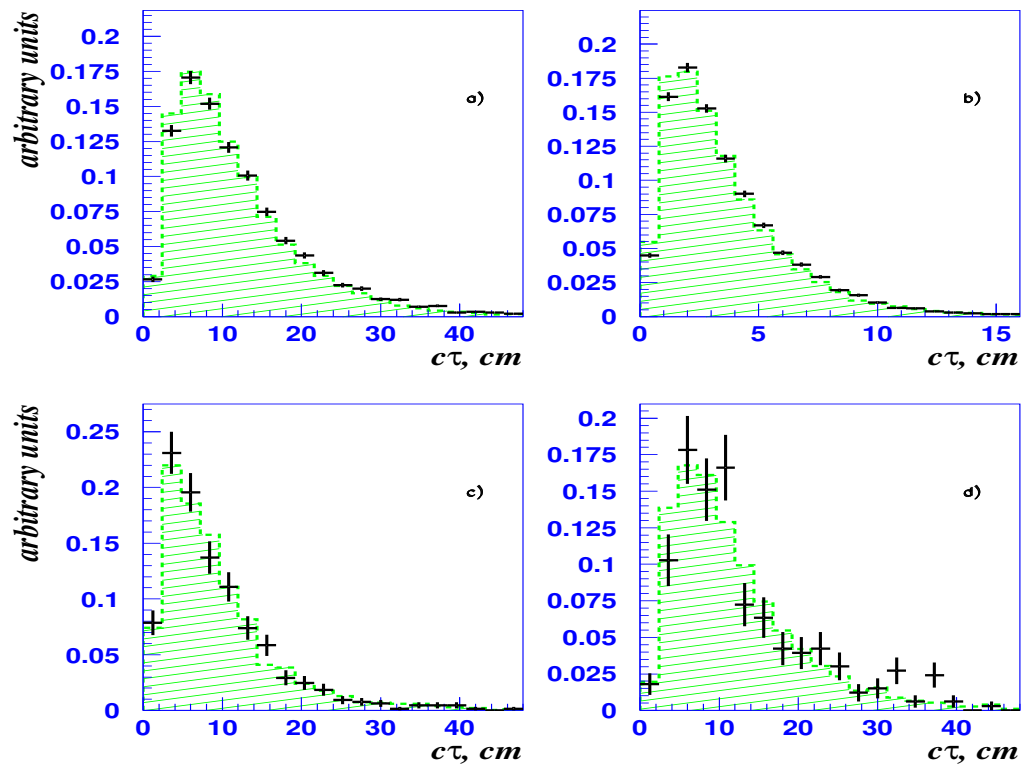


Рис. 5.9: Сравнение распределений по собственному времени жизни в событиях МК (гистограммы) и реальных данных (точки с допустимыми интервалами ошибок), для следующих реконструированных V^0 : а) Λ^0 в ν_μ взаимодействиях ЗТ; б) K_S^0 в ν_μ взаимодействиях ЗТ; в) $\bar{\Lambda}^0$ в ν_μ взаимодействиях ЗТ; д) Λ^0 в $\bar{\nu}_\mu$ взаимодействиях ЗТ.

Глава VI

Вычисление поляризации Λ^0 -гиперонов

Поляризация Λ^0 ($\bar{\Lambda}^0$), рождающихся в $\nu_\mu N$ ($\bar{\nu}_\mu N$) ГНР, определяется из распада $\Lambda \rightarrow p \pi^-$ ($\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p} \pi^+$) по угловой асимметрии распределения протонов (π^+), описывающихся законом:

$$\frac{dN}{N d\Omega} = \frac{1}{4\pi}(1 + \alpha \mathbf{P} \cdot \mathbf{k})$$

где $\alpha = 0,642 \pm 0,013$ - постоянная асимметрии, характеризующая интерференцию S и P волн (см. [11]), \mathbf{P} - вектор поляризации Λ^0 , \mathbf{k} - единичный вектор направления вылета положительной частицы¹.

6.1 Определение системы координат

Система координат, в которой измеряется поляризация Λ^0 -гиперонов, ориентируется в пространстве относительно физических векторов, описывающих события глубоко-неупругого взаимодействия ν_μ с веществом. Этими векторами являются: направление вылета обменного W -бозона (\mathbf{P}_W), импульс V^0 (\mathbf{P}_{V^0}), направление пучка нейтрино (\mathbf{P}_ν) и вектор, перпендикулярный плоскости рождения V^0 (плоскость, содержащая вектора \mathbf{P}_W и \mathbf{P}_{V^0}). Предоставленная свобода выбора позволяет нам построить три системы, в которых единичный вектор \mathbf{n}_x может быть направлен вдоль \mathbf{P}_W , \mathbf{P}_{V^0} или \mathbf{P}_ν - это так называемые “ J ”, “ P ” и “ ν ” системы соответственно. Различие между ними приведено в пункте 8.4, дальнейший же анализ мы будем проводить в “ J ” системе, в которой оси определяются следующим образом:

- ось \mathbf{n}_x выбирается вдоль направления реконструированного W -бозона;
- ось $\mathbf{n}_y = \mathbf{P}_{V^0} \times \mathbf{n}_x / |\mathbf{P}_{V^0} \times \mathbf{n}_x|$ ортогональна плоскости рождения V^0 ;
- ось $\mathbf{n}_z = \mathbf{n}_x \times \mathbf{n}_y$ достраивает нашу систему координат до правосторонней.

¹Знак α не изменяется при переходе от Λ^0 к $\bar{\Lambda}^0$, поэтому для простоты изложения мы будем упоминать только Λ^0 , рождающиеся в ν_μ взаимодействиях, учитывая справедливость всех выводов и для $\bar{\Lambda}^0$

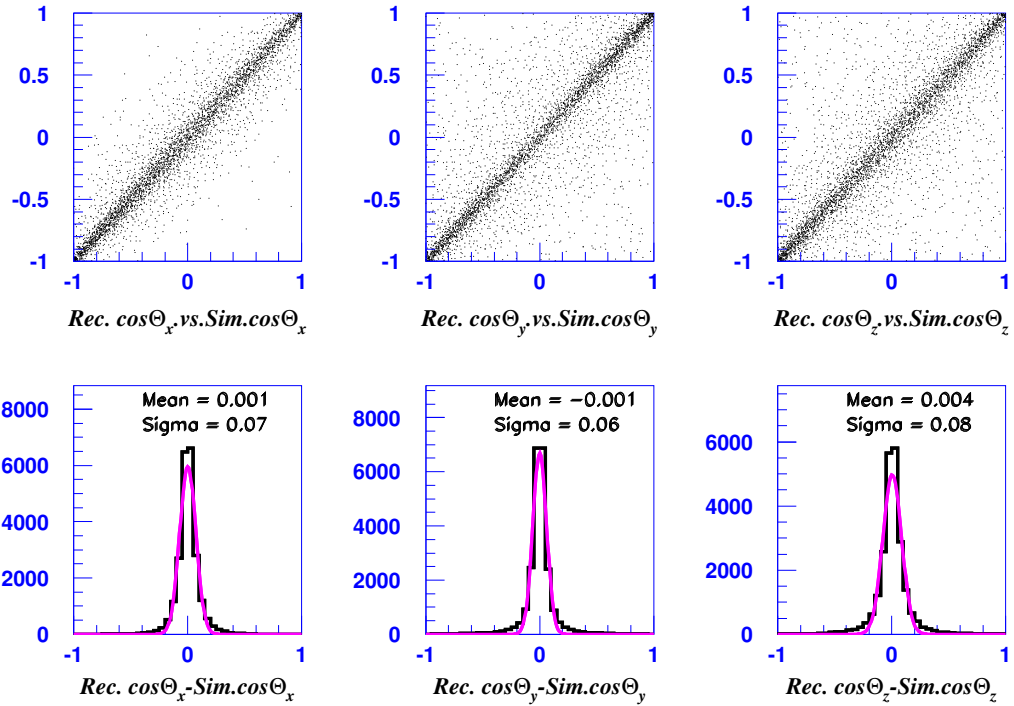


Рис. 6.1: Корреляция между симулированными и реконструированными угловыми переменными для идентифицированных Λ^0 в ν_μ взаимодействиях ЗТ из набора событий МК.

Правильность полученных результатов зависит от точности восстановления 4-х вектора W -бозона (необходимое условие для построения “ J ” системы) и реконструкции направления вылета распадных протонов и пионов. О достаточно хорошем выполнении этих условий говорит рис. 6.1, на котором изображена корреляция между симулированными и реконструированными угловыми переменными $\cos\theta_i = \mathbf{n}_i \cdot \mathbf{k}$.

В предыдущих нейтринных экспериментах поляризация Λ^0 -гиперонов определялась по наклону прямой линии, построенной через угловое распределение протонов, образовавшихся в результате распада $\Lambda \rightarrow p\pi$. Такое измерение не учитывает эффекта, связанного с потерей низкоэнергетических пионов, суть которого состоит в том, что из-за плохой реконструкции треков (в основном это пионы, имеющие малый импульс и летящие в противоположную сторону относительно Λ^0), распад Λ^0 может не восстановиться как V^0 событие (см. рис. 6.2, на котором изображена эффективность восстановления пионов в зависимости от их импульса), что приводит к ошибочным результатам (см. на верхней левой гистограмме рис. 6.3 асимметричное распределение неполяризованных событий МК).

Чтобы принять во внимание этот эффект, в экспериментах на пузырьковых камерах (из-за отсутствия набора симулированных событий) рассматривалось распределение пионов из распада $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ которое, если данный эффект пренебрежим, должно выглядеть симметрично относительно переменных $\cos\theta_i = \mathbf{n}_i \cdot \mathbf{k}$ (так как K_S^0 мезоны являются бесспиновыми частицами и следовательно, не имеют поляризации вдоль какой-либо из осей), что мы и наблюдаем на рис. 6.6 (верхняя левая гистограмма). Однако при этом не

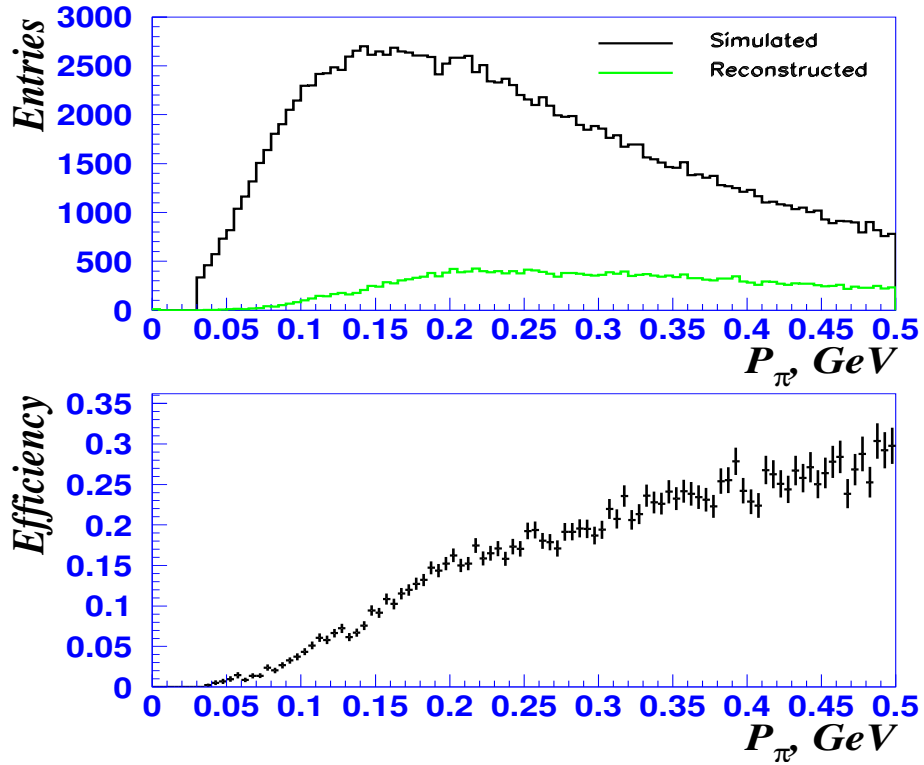


Рис. 6.2: Эффективность восстановления π^+ в распаде $\Lambda \rightarrow p\pi^+$, как функция импульса пиона.

учитывался тот факт, что “теряются” как положительные, так и отрицательные пионы, то есть происходит “загибание” распределения с обоих концов².

Из всего сказанного следует, что прежде чем измерять поляризацию, необходимо скорректировать реальные данные на неэффективность детектора с помощью набора симулированных событий.

6.2 Стандартный метод измерения поляризации

Измерение поляризации с учетом поправки на угловое разрешение детектора осуществляется следующим образом: отношение реконструированных угловых распределений распадных протонов в реальных данных и событиях МК, по методу наименьших квадратов фитируются прямой линией:

$$A_i \cdot (1 + \alpha P_i \cdot k_i)$$

где параметр A_i - поправка на эффективность детектора, а P_i - искомая компонента вектора поляризации \mathbf{P} . Графически, эта процедура показана на рис. 6.3.

²Следует отметить, что глубина этого “загибания” меньше чем для Λ^0 , так как образующиеся пионы имеют большую энергию, а следовательно и эффективность восстановления

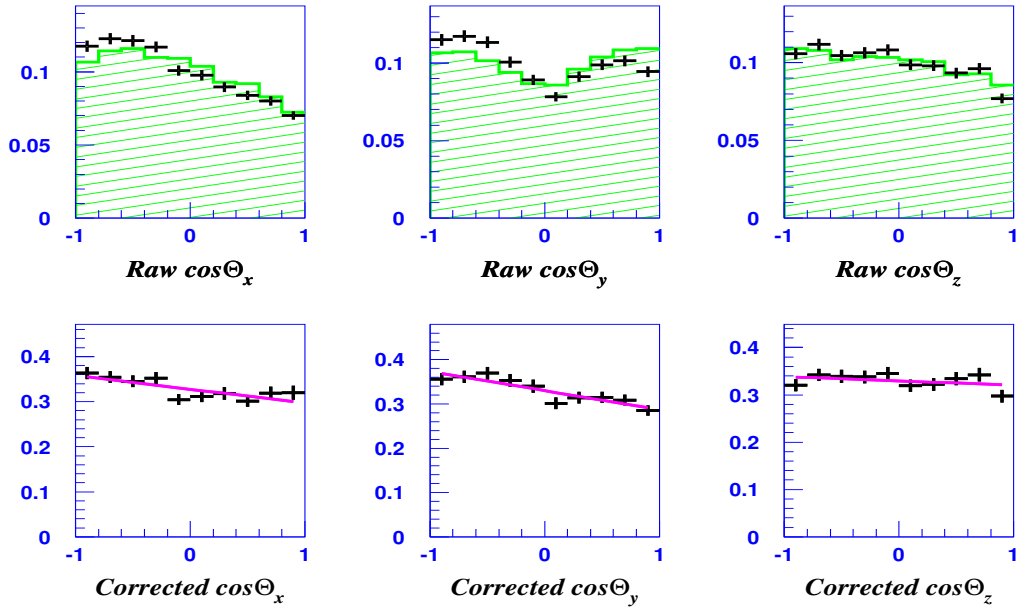


Рис. 6.3: Верхние рисунки: нескорректированные нормализованные распределения протонов по $\cos\theta_i$, образовавшиеся из распада Λ^0 в реконструированных событиях МК (гистограммы) и в реальных данных (точки с допустимыми интервалами ошибок). Нижние рисунки: те же самые распределения после коррекции на угловое разрешение детектора; поляризация определяется наклоном линии, проведенной через эти точки.

Несмотря на свою простоту, этот метод имеет и свои недостатки:

- проекции вектора поляризации извлекаются независимо друг от друга;
- нет различия между симулированными и реконструированными угловыми переменными, что приводит к уменьшению абсолютного значения поляризации (см. [12]).

6.3 Новый метод измерения поляризации

Для проверки результатов измерения поляризации был создан принципиально новый метод, который учитывает недостатки предыдущего и является хорошим инструментом для изучения эффектов, связанных с неправильным пониманием вкладов от различных типов фоновых событий.

Идея его заключается в следующем: из набора реконструированных событий МК мы "поляризуем" симулированные Λ^0 , приписывая им определенный вес, а фон оставляем неполяризованным и, одновременно подбирая значения всех трех компонент вектора \mathbf{P} , добиваемся максимального совпадения с реальными данными.

Итак, пусть реконструированный единичный вектор направления вылета распадных протонов \mathbf{k}^{rec} определяется двумя углами в сферической системе координат (θ, ϕ) . Разделим сферу в пространстве векторов \mathbf{k}^{rec} на mn одинаковых областей (бинов): $\Delta \cos\theta_m \Delta \phi_n$. Каждая такая область содержит N_{mn}^{rec} событий, состоящих из N_{mn}^{Λ} распадов Λ^0 -гиперонов

и N_{mn}^{bg} фоновых событий (распады K_S^0 , конверсия фотонов $\gamma \rightarrow e^+e^-$ и т. п.):
 $N_{mn}^{rec} = N_{mn}^\Lambda + N_{mn}^{bg}$. Припишем всем Λ^0 вес, равный

$$W = \lambda (1 + \alpha \mathbf{P} \cdot \mathbf{k}^{sim}), \quad (6.3.1)$$

где нормировочный множитель λ определяется из условия сохранения полного числа Λ^0 -гиперонов. Таким образом, для N_{mn}^Λ имеем:

$$W_{mn}(\mathbf{P}) = \frac{N_{mn}^\Lambda (1 + \alpha \mathbf{P} \cdot \langle \mathbf{k}^{sim} \rangle_{mn})}{1 + \alpha \mathbf{P} \cdot \langle \mathbf{k}^{sim} \rangle}, \quad (6.3.2)$$

где $\langle \mathbf{k}^{sim} \rangle_{mn}$ и $\langle \mathbf{k}^{sim} \rangle$ являются усреднением вектора \mathbf{k}^{sim} в mn бине и на всей сфере соответственно³.

Три компоненты вектора \mathbf{P} одновременно подбираются путем минимизации функции χ^2 , при фитировании распределения симулированных событий реальными данными:

$$\chi^2(\mathbf{P}) = 2 \sum_{mn} \left[(N_{mn}^{MC} - N_{mn}^{data}) + N_{mn}^{data} \ln (N_{mn}^{data} / N_{mn}^{MC}) \right], \quad (6.3.3)$$

где $N_{mn}^{MC} = K f_{mn}(\mathbf{P})$ количество событий в mn области из набора МК, нормированное на полное число реальных данных, $K = N^{data} / N^{MC}$ нормировочный фактор, а $f_{mn}(\mathbf{P}) = W_{mn}(\mathbf{P}) + N_{mn}^{bg}$. Функционал (6.3.3), описанный в [13], на бесконечности имеет такое же асимптотическое поведение, что и классический χ^2 обладая при этом лучшими свойствами при малой статистике. Его минимизация эквивалентна максимизации функции правдоподобия.

Для проверки вычислений были так же использованы два других функционала:
 традиционный χ^2 :

$$\chi^2(\mathbf{P}) = \sum_{mn} \frac{[N_{mn}^{data} - N_{mn}^{MC}(\mathbf{P})]^2}{\sigma_{mn}^2}, \quad (6.3.4)$$

где возможны два значения σ_{mn}^2 : $\sigma_{mn}^2 = N_{mn}^{data}$ и $\sigma_{mn}^2 = N_{mn}^{MC}$,
 и логарифм функции правдоподобия $\ln L$:

$$\ln L(\mathbf{P}) = - \sum_{mn} N_{mn}^{data} \ln N_{mn}^{MC}(\mathbf{P}) \quad (6.3.5)$$

Все три функции минимизации дают практически одинаковые результаты, однако, учитывая их особенности при малой статистике, для дальнейших вычислений будем использовать выражение (6.3.3).

Описанный выше алгоритм, который позволяет извлекать компоненты вектора поляризации как одновременно (трехмерный случай), так и независимо друг от друга (одномерный случай), был реализован на языке FORTRAN, используя для минимизации функции (6.3.3) стандартный пакет MINUIT, позволяющий вычислять корреляцию между компонентами вектора \mathbf{P} в трехмерном случае. Она была найдена пренебрежимо малой (самая большая из них между P_x и P_z не превышала 8 %), поэтому мы предоставим результаты для одномерного случая, так как он наиболее подходит для набора данных с малой статистикой, что важно при изучении зависимости поляризации от различных кинематических переменных.

³Главной особенностью этого метода является то, что вектор \mathbf{k}^{sim} , в отличие от \mathbf{k}^{rec} может и не принадлежать mn бину.

6.4 Тестирование кода

Корректность работы нового метода проверялась с помощью “поляризованных” данных МК (каждой Λ^0 приписывался вес (6.3.1) с определенным значением поляризации, а фон оставался неполяризованным), которые мы подставляли в формулу (6.3.3) вместо реальных данных и восстанавливали значение их поляризации. Результаты тестирования для трех компонент вектора \mathbf{P} (одномерный случай) приведены на рис. 6.4, где по оси Ox отложена симулированная величина, а по оси Oy ошибка восстановления, не превышающая по абсолютному значению 10^{-5} .

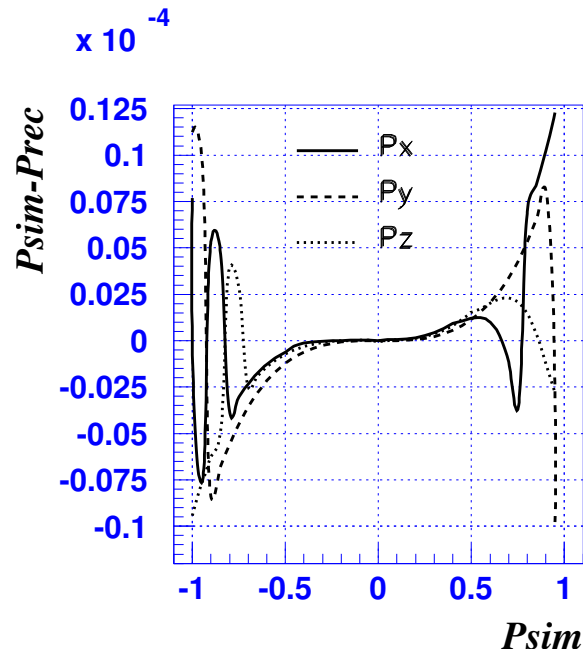


Рис. 6.4: Зависимость $P_{sim} - P_{rec}$ от P_{sim} для “поляризованных” Λ^0 в ν_μ взаимодействиях ЗТ из набора событий МК.

6.5 Влияние фоновых событий на поляризацию

Полученная в предыдущем пункте ошибка восстановления поляризации характеризует точность вычисления нашей программы при идеальных условиях, то есть при одинаковом количестве и угловом распределении фоновых событий, чего невозможно добиться в реальной жизни. Поэтому необходимо оценить влияние неправильного предсказания фона программой моделирования процессов на результаты измерений.

Для этого, поступая так же, как и при тестировании кода, мы “поляризуем” Λ^0 в событиях МК со значениями компонент вектора поляризации, близкими к реальным данным $\mathbf{P} = (-0, 2; -0, 2; 0, 0)$ (для $\bar{\Lambda}^0 \mathbf{P} = (-0, 07; 0, 08; 0, 11)$) и, изменяя относительное содержание фона, восстанавливаем симулированную поляризацию. Алгоритм этой процедуры выглядит следующим образом:

пусть полный набор Λ^0 состоит из N_Λ чистых Λ^0 и N^{bg} фоновых событий:

$$N = N_\Lambda + \sum_{\beta} N_{\beta}^{bg} \quad (6.5.6)$$

При изменении процентного отношения Λ^0 за счет определенного типа фона (чтобы полное число событий оставалось неизменным), необходимо сделать следующие замены:

$$N_\Lambda \Rightarrow \frac{p}{p_0} N_\Lambda, \quad N_{\alpha}^{bg} \Rightarrow N_{\alpha}^{bg} + N_{\alpha}^{bg} \cdot \xi \left(1 - \frac{p}{p_0}\right) \quad (6.5.7)$$

где α - тип фона, вклад в поляризацию которого изучается, $p_0 = N_\Lambda/N$ начальная чистота набора, p новая чистота, а $\xi = N_\Lambda/N_{\alpha}^{bg}$ отношение полного числа Λ^0 к полному числу варьируемого фона. Тогда соотношение различных типов событий в mn бине выглядит следующим образом:

$$N_{mn} = \frac{p}{p_0} N_{\Lambda, mn} + \xi \left(1 - \frac{p}{p_0}\right) N_{\alpha, mn}^{bg} + \sum_{\beta} N_{\beta, mn}^{bg} \quad (6.5.8)$$

Подставляя это выражение в (6.3.3) вместо реальных данных, строим зависимость реконструированного вектора поляризации от вариации фона в единицах изменения чистоты $p_0 - p$ (рис. 6.5). На этих рисунках $\Delta P = 2\%$ соответствует увеличению событий, связанных с распадом K_S^0 , в 1,9 раза, γ -конверсии в 9,6 раза и в 2,3 раза для остальных событий в наборе Λ^0 (верхние рисунки), для набора $\bar{\Lambda}^0$ (нижние рисунки), процентное содержание K_S^0 следует увеличить в 1,4 раза, γ -конверсии в 3,0 раза и остальных событий в 1,5 раза. Из чего можно сделать следующие выводы:

- поляризация Λ^0 стабильна к изменениям фона в достаточно большой области (особенно по оси Oy , так как распределение фоновых событий вдоль нее симметрично);
- поляризация $\bar{\Lambda}^0$, из-за низкой чистоты набора, более чувствительна к процентному изменению фона (см. рис. 6.5).

6.6 Контроль вычисления поляризации

Контроль правильности вычислений осуществляется с помощью набора K_S^0 -мезонов, которые являются бесспиновыми частицами и, следовательно, не имеют поляризации.

Так же, как и для протонов, но со значением асимметричного параметра $\alpha = 1$, анализировалось угловое распределение π^+ , образовавшихся при распаде $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. В результате чего было найдено, что поляризация отсутствует вдоль всех направлений (см. рис. 6.6).

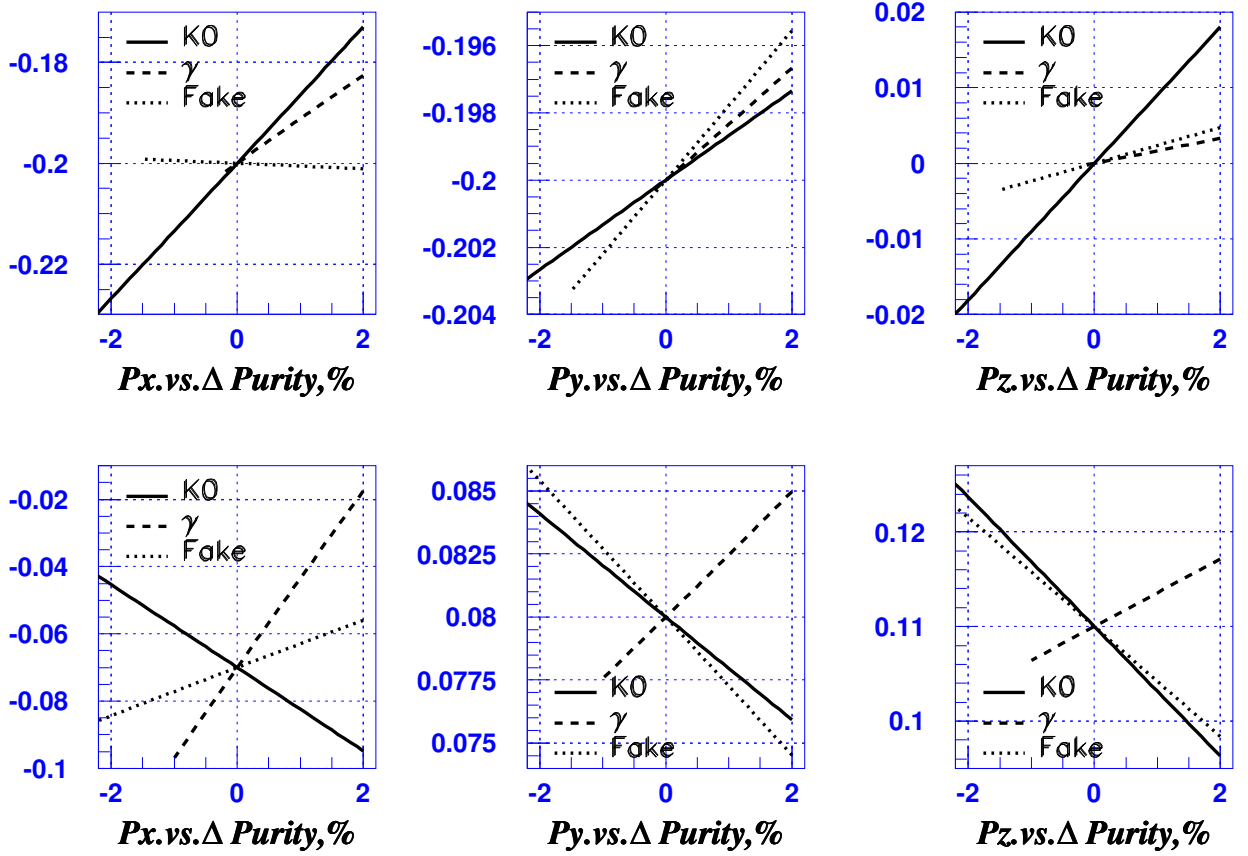


Рис. 6.5: Изучение влияния различных вкладов фоновых событий на поляризацию Λ^0 (верхние рисунки) и $\bar{\Lambda}^0$ (нижние рисунки). Набор Λ^0 ($\bar{\Lambda}^0$) в событиях МК был “поляризован” со значениями $P_x = -0,2$, $P_y = -0,2$, $P_z = 0,0$ ($P_x = -0,07$, $P_y = 0,08$, $P_z = 0,11$). Вариация фона дается в единицах изменения чистоты ($p_0 - p$).

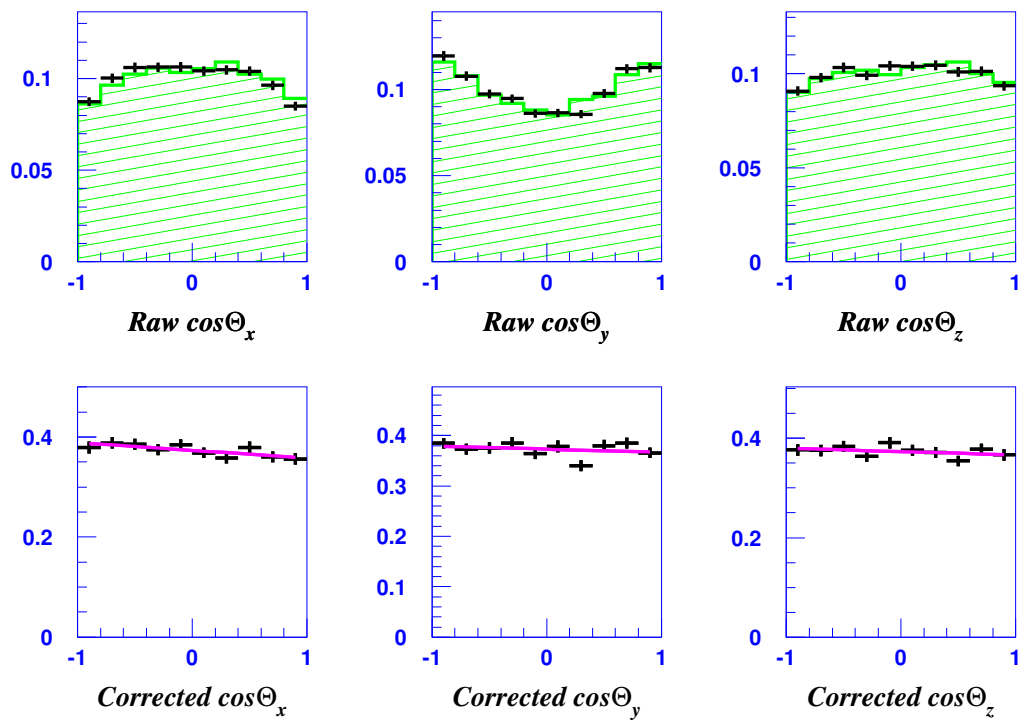


Рис. 6.6: Верхние рисунки: нескорректированные нормализованные распределения пионов по $\cos\theta_i$, образовавшиеся из распада K_S^0 в реконструированных событиях МК (гистограммы) и в реальных данных (точки с допустимыми интервалами ошибок). Нижние рисунки: те же самые распределения после коррекции на угловое разрешение детектора; поляризация определяется наклоном линии, проведенной через эти точки.

Глава VII

Систематические ошибки

При анализе поляризации Λ^0 -гиперонов специальное внимание должно быть уделено корректному определению систематических ошибок, которые, из-за отсутствия набора симулированных событий, практически никак не учитывались в предыдущих нейтринных экспериментах, выполненных на пузырьковых камерах. Поэтому важным преимуществом эксперимента NOMAD является возможность моделирования процессов с учетом внутренней структуры детектора, позволяя таким образом выяснить влияние систематических неопределенностей на результаты измерений.

7.1 Источники систематических ошибок

В нашем анализе изучались следующие источники систематических ошибок, в той или иной степени влияющие на конечные результаты измерений:

- неточность в определении энергии налетающего нейтрино, ведущей к плохому восстановлению направления импульса W -бозона и, как результат этого, к неправильному построению главной системы координат (“ J ” системы) в которой измеряется поляризация Λ^0 ;
- неточное предсказание фона программой моделирования событий в детекторе;
- возможная зависимость конечных результатов от критериев отбора событий;
- прецессия спина частиц, летящих в магнитном поле;
- “размывание” x_F распределения;
- вклад от фоновых событий ν_μ взаимодействий нейтрального тока.

7.2 Ошибки, связанные с измерениями кинематических величин

Для оценки систематических ошибок, относящихся к неточности восстановления энергии налетающего нейтрино, использовалось три различных способа ее вычисления (подробнее об этом смотрите в приложении 8.5): по полной видимой энергии мюона и образовавшихся адронов, построение недостающего импульса и метод двойного угла. Систематическая неопределенность, связанная с выбором метода, приведена в таблицах 7.1, 7.2 и 7.3, для Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0$ в ν_μ и Λ^0 в $\bar{\nu}_\mu$ взаимодействиях соответственно.

Таблица 7.1: Суммарные систематические ошибки для трех компонент вектора поляризации Λ^0 в ν_μ событиях ЗТ.

Источники систематических ошибок	Λ^0 в ν_μ взаимодействиях ЗТ				
	P_x	P_y	P_z	$ \mathbf{P} $	
Реконструкция энергии ν	$9,9 \cdot 10^{-4}$	$8,3 \cdot 10^{-3}$	$1,2 \cdot 10^{-2}$	$7,0 \cdot 10^{-3}$	
Коррекция фоновых событий	$3,2 \cdot 10^{-3}$	$4,9 \cdot 10^{-3}$	$7,9 \cdot 10^{-3}$	$4,5 \cdot 10^{-3}$	
Вариация критериев отбора	p_T^{dirv}	$5,2 \cdot 10^{-3}$	$1,9 \cdot 10^{-2}$	$7,4 \cdot 10^{-3}$	$3,5 \cdot 10^{-3}$
	p_T^{int}	$1,4 \cdot 10^{-2}$	$4,9 \cdot 10^{-2}$	$6,9 \cdot 10^{-3}$	$8,1 \cdot 10^{-3}$
	$c\tau$	$8,0 \cdot 10^{-4}$	$4,7 \cdot 10^{-3}$	$1,4 \cdot 10^{-3}$	$3,8 \cdot 10^{-3}$
	m_{inv}	–	–	–	–
События НТ	–	–	–	–	
Прецессия спина	$1,4 \cdot 10^{-3}$	$5,9 \cdot 10^{-4}$	$2,6 \cdot 10^{-3}$	$1,0 \cdot 10^{-3}$	
Суммарная ошибка	$1,6 \cdot 10^{-2}$	$1,1 \cdot 10^{-2}$	$1,8 \cdot 10^{-2}$	$1,3 \cdot 10^{-2}$	

Недостаточное знание физики процессов, связанных с фрагментацией кварков в адроны (выходы странных частиц, отсутствие КХД-эффектов и т.п.), является причиной неточного предсказания состава и процентного соотношения фоновых событий в наборе идентифицированных Λ^0 , которое можно оценить при сравнении распределений симулированных и реальных данных в различных кинематических областях и скорректировать таким образом набор МК.

Используя симметрию относительно переменной α (см. рис. 4.4), в [9] были вычислены следующие поправочные коэффициенты, на которые домножались соответствующие V^0 события в данных МК: 1,1 для K_S^0 , 2,0 для γ -квантов и 2,1 для остальных событий. Систематические ошибки, относящиеся к неправильному предсказанию фона программой симулирования, численно равные разности результатов до и после корректирования, приведены в таблицах 7.1, 7.2 и 7.3.

Таблица 7.2: Суммарные систематические ошибки для трех компонент вектора поляризации $\bar{\Lambda}^0$ в ν_μ событиях ЗТ.

Источники систематических ошибок		$\bar{\Lambda}^0$ в ν_μ взаимодействиях ЗТ			
		P_x	P_y	P_z	$ \mathbf{P} $
Реконструкция энергии ν		$2,9 \cdot 10^{-2}$	$1,0 \cdot 10^{-1}$	$7,4 \cdot 10^{-3}$	$6,2 \cdot 10^{-2}$
Коррекция фоновых событий		$5,1 \cdot 10^{-2}$	$9,9 \cdot 10^{-3}$	$3,7 \cdot 10^{-2}$	$3,4 \cdot 10^{-2}$
Вариация критериев отбора	p_T^{dirv}	$3,5 \cdot 10^{-2}$	$1,5 \cdot 10^{-2}$	$4,8 \cdot 10^{-2}$	$3,5 \cdot 10^{-2}$
	p_T^{int}	$3,7 \cdot 10^{-2}$	$5,2 \cdot 10^{-3}$	$5,7 \cdot 10^{-3}$	$1,8 \cdot 10^{-2}$
	ct	$7,2 \cdot 10^{-3}$	$3,3 \cdot 10^{-3}$	$2,0 \cdot 10^{-2}$	$1,3 \cdot 10^{-2}$
	m_{inv}	$4,5 \cdot 10^{-2}$	$1,4 \cdot 10^{-2}$	$1,2 \cdot 10^{-2}$	$2,2 \cdot 10^{-2}$
События НТ		–	–	–	–
Прецессия спина		$9,1 \cdot 10^{-3}$	$4,9 \cdot 10^{-3}$	$3,3 \cdot 10^{-3}$	$5,5 \cdot 10^{-3}$
Суммарная ошибка		$9,1 \cdot 10^{-2}$	$1,0 \cdot 10^{-1}$	$6,5 \cdot 10^{-2}$	$8,6 \cdot 10^{-2}$

“Размывание” x_F распределения

Как и на всех установках подобного типа, из-за пространственного разрешения детектора, зависящего от угла пролета частиц через измерительные плоскости в дрейфовых камерах, мы имеем небольшую неопределенность в измерении координат и импульсов треков, приводящей к так называемому эффекту “размывания” распределений кинематических величин, то есть претеканию событий из одной области в другую, которое может сказаться на интерпретации результатов измерений.

Исследованное нами распределение событий по x_F показало, что количество мигрировавших Λ^0 из ОФМ (ОФП) составило 12% (3%), от их общего числа в ОФП (ОФМ). Этот эффект особенно важно учитывать при $x_F > 0$, так как из-за малой статистики, его влияние в этой области наиболее заметно. Соответствующая систематическая ошибка вычислялась по формуле:

$$\frac{\text{Количество } \Lambda^0 \text{ перетекших из ОФМ в ОФП}}{\text{Количество } \Lambda^0 \text{ в ОФП}} \times \text{Поляризация } \Lambda^0 \text{ в ОФМ}$$

и составила $2,2 \cdot 10^{-2}$ (для $x_F > 0$). Влияние этого эффекта на общую поляризацию (без оусловия на x_F) отсутствует, так как угловое распределение мигрирующих частиц изотропно.

7.3 Неопределенность условий отбора

Кроме ошибок, связанных с неточностью измерений кинематических величин, существует также неопределенность и при отборе “полезных” событий. Дело в том, что на-

Таблица 7.3: Суммарные систематические ошибки для трех компонент вектора поляризации Λ^0 в $\bar{\nu}_\mu$ событиях ЗТ.

Источники систематических ошибок		Λ^0 в $\bar{\nu}_\mu$ взаимодействиях ЗТ			
		P_x	P_y	P_z	$ \mathbf{P} $
Реконструкция энергии ν		$4,9 \cdot 10^{-2}$	$7,4 \cdot 10^{-2}$	$1,3 \cdot 10^{-1}$	$7,6 \cdot 10^{-2}$
Коррекция фоновых событий		$3,0 \cdot 10^{-3}$	$6,8 \cdot 10^{-3}$	$7,8 \cdot 10^{-3}$	$5,7 \cdot 10^{-3}$
Вариация критериев отбора	p_T^{dirv}	$2,3 \cdot 10^{-2}$	$5,1 \cdot 10^{-2}$	$4,0 \cdot 10^{-2}$	$3,0 \cdot 10^{-2}$
	p_T^{int}	$6,4 \cdot 10^{-2}$	$2,0 \cdot 10^{-3}$	$3,6 \cdot 10^{-2}$	$4,6 \cdot 10^{-2}$
	ct	$2,5 \cdot 10^{-2}$	$2,6 \cdot 10^{-2}$	$1,2 \cdot 10^{-2}$	$2,8 \cdot 10^{-2}$
	m_{inv}	–	–	–	–
События НТ		$5,5 \cdot 10^{-2}$	$1,0 \cdot 10^{-2}$	$7,6 \cdot 10^{-3}$	$3,7 \cdot 10^{-2}$
Прецессия спина		$4,6 \cdot 10^{-3}$	$2,4 \cdot 10^{-3}$	$9,3 \cdot 10^{-3}$	$5,5 \cdot 10^{-3}$
Суммарная ошибка		$1,0 \cdot 10^{-1}$	$9,5 \cdot 10^{-2}$	$1,5 \cdot 10^{-1}$	$1,0 \cdot 10^{-1}$

кладываемые условия на V^0 и нейтринные взаимодействия (см. (4.1) и (4.2)), по-нашему мнению, являются оптимальными, однако их выбор не является однозначным. Поэтому, чтобы продемонстрировать стабильность результатов при изменении этих условий, мы варьировали критерии отбора в следующих пределах¹: p_T^{int} от 0,01 до 0,03 ГэВ, p_T^{dirv} от 0,09 до 0,115 ГэВ, ct от 40 до 64 см (соответственно 5 и 8 табличных значений ct), отклонение от табличного значения инвариантной массы² m_{inv} от 0,020 до 0,040 ГэВ. Максимальное отклонение поляризации внутри этих интервалов приписывалось систематической неопределенности, связанной с отбором событий (смотрите таблицы 7.1, 7.2 и 7.3). Влиянием же изменения эффективного объема детектора на результаты измерений (при этом применялось следующее условие на нахождение первичной вершины: $|X, Y| < 110$ см и $50 < Z < 395$ см) можно пренебречь.

Аналогичным образом изучалась поляризация Λ^0 в зависимости от критерия, накладываемого на набор $\bar{\nu}_\mu$ взаимодействий ЗТ при отделении фоновых событий НТ. За систематическую ошибку, как и в предыдущем случае, принималось наибольшее отклонение результатов, при варьировании параметра α в неравенстве (4.4.2), в пределах от 0,5 до 0,9. Соответствующий результат приведен в таблице 7.3.

Используя набор симулированных событий МК при анализе реальных данных, следует принять во внимание тот факт, что в программе моделирования не заложена прецессия спина частиц, летящих в магнитном поле детектора NOMAD³. После соответствующих вычислений (смотрите приложение 8.5) было найдено, что средний угол поворота

¹Внутри этих интервалов статистика меняется на 2-6%.

²Этот критерий применялся только для $\bar{\Lambda}^0$.

³Дело в том, что данные МК были созданы для поиска нейтринных осцилляций, в которых прецессия роли не играет.

спина Λ^0 -гиперонов составляет в среднем $\sim 1,7^\circ$, а возникающие при этом ошибки на поляризацию приведены в таблицах 7.1, 7.2 и 7.3.

Итоговые систематические неопределенности измерения компонент вектора поляризации приведены в последних строках таблиц 7.1, 7.2 и 7.3, их численное значение эквивалентно квадратному корню из суммы квадратов всех вышеперечисленных ошибок⁴.

В таблице 7.4 приведены суммарные систематические ошибки для различных кинематических областей.

⁴Пренебрегая корреляцией между вариацией условий и корректировкой фоновых событий.

Таблица 7.4: Суммарные систематические ошибки в различных кинематических областях для трех компонент вектора поляризации Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0$ в ν_μ и Λ^0 в $\bar{\nu}_\mu$ событиях ЗТ.

Кинематическая область	Λ^0 в ν_μ взаимодействиях ЗТ				
	P_x	P_y	P_z	$ \mathbf{P} $	$ \Delta P ^*$
$x_F < 0$	$2,0 \cdot 10^{-2}$	$1,1 \cdot 10^{-2}$	$1,8 \cdot 10^{-2}$	$1,3 \cdot 10^{-2}$	$5,1 \cdot 10^{-3}$
$x_F > 0$	$3,2 \cdot 10^{-2}$	$4,8 \cdot 10^{-2}$	$6,7 \cdot 10^{-2}$	$4,2 \cdot 10^{-2}$	$1,5 \cdot 10^{-2}$
$p_T^2 < 0,06$	$5,8 \cdot 10^{-2}$	$2,1 \cdot 10^{-2}$	$4,1 \cdot 10^{-2}$	$5,7 \cdot 10^{-2}$	$3,1 \cdot 10^{-2}$
$0,06 < p_T^2 < 0,144$	$5,4 \cdot 10^{-2}$	$3,1 \cdot 10^{-2}$	$6,5 \cdot 10^{-2}$	$4,9 \cdot 10^{-2}$	$1,5 \cdot 10^{-3}$
$0,144 < p_T^2 < 0,264$	$2,1 \cdot 10^{-2}$	$1,6 \cdot 10^{-2}$	$6,5 \cdot 10^{-2}$	$1,6 \cdot 10^{-2}$	$6,1 \cdot 10^{-3}$
$0,264 < p_T^2 < 0,486$	$5,1 \cdot 10^{-2}$	$1,4 \cdot 10^{-2}$	$5,8 \cdot 10^{-2}$	$2,0 \cdot 10^{-2}$	$1,4 \cdot 10^{-2}$
$p_T^2 > 0,486$	$3,2 \cdot 10^{-2}$	$3,3 \cdot 10^{-2}$	$6,8 \cdot 10^{-2}$	$3,6 \cdot 10^{-2}$	$1,7 \cdot 10^{-2}$
$z < 0,42$ ($x_F > 0$)	$3,5 \cdot 10^{-2}$	$6,5 \cdot 10^{-2}$	$8,8 \cdot 10^{-2}$	$4,6 \cdot 10^{-2}$	$2,4 \cdot 10^{-2}$
$z > 0,42$ ($x_F > 0$)	$2,3 \cdot 10^{-2}$	$1,4 \cdot 10^{-1}$	$4,6 \cdot 10^{-2}$	$1,4 \cdot 10^{-2}$	$4,0 \cdot 10^{-3}$
$y_B < 0,47$ ($x_F > 0$)	$1,9 \cdot 10^{-2}$	$1,2 \cdot 10^{-1}$	$8,3 \cdot 10^{-2}$	$9,7 \cdot 10^{-2}$	$6,9 \cdot 10^{-4}$
$y_B > 0,47$ ($x_F > 0$)	$4,2 \cdot 10^{-2}$	$4,6 \cdot 10^{-2}$	$5,0 \cdot 10^{-2}$	$4,6 \cdot 10^{-2}$	$2,8 \cdot 10^{-2}$
Кинематическая область	$\bar{\Lambda}^0$ в ν_μ взаимодействиях ЗТ				
	P_x	P_y	P_z	$ \mathbf{P} $	$ \Delta P ^*$
$x_F < 0$	$1,4 \cdot 10^{-1}$	$1,9 \cdot 10^{-1}$	$1,2 \cdot 10^{-1}$	$1,4 \cdot 10^{-1}$	$1,5 \cdot 10^{-2}$
$x_F > 0$	$7,5 \cdot 10^{-2}$	$5,2 \cdot 10^{-2}$	$6,2 \cdot 10^{-2}$	$6,3 \cdot 10^{-2}$	$1,4 \cdot 10^{-2}$
$p_T^2 < 0,10$	$2,1 \cdot 10^{-1}$	$2,6 \cdot 10^{-1}$	$1,9 \cdot 10^{-1}$	$2,1 \cdot 10^{-1}$	$7,5 \cdot 10^{-2}$
$0,10 < p_T^2 < 0,31$	$1,4 \cdot 10^{-1}$	$5,4 \cdot 10^{-2}$	$1,5 \cdot 10^{-1}$	$1,3 \cdot 10^{-1}$	$1,2 \cdot 10^{-2}$
$p_T^2 > 0,31$	$5,7 \cdot 10^{-2}$	$8,4 \cdot 10^{-2}$	$1,9 \cdot 10^{-1}$	$1,2 \cdot 10^{-1}$	$5,3 \cdot 10^{-2}$
Кинематическая область	Λ^0 в $\bar{\nu}_\mu$ взаимодействиях ЗТ				
	P_x	P_y	P_z	$ \mathbf{P} $	$ \Delta P ^*$
$x_F < 0$	$1,7 \cdot 10^{-1}$	$6,9 \cdot 10^{-2}$	$2,3 \cdot 10^{-1}$	$1,4 \cdot 10^{-1}$	$8,8 \cdot 10^{-3}$
$x_F > 0$	$1,1 \cdot 10^{-1}$	$3,2 \cdot 10^{-1}$	$1,4 \cdot 10^{-1}$	$2,6 \cdot 10^{-1}$	$2,1 \cdot 10^{-2}$
$p_T^2 < 0,10$	$2,3 \cdot 10^{-1}$	$2,5 \cdot 10^{-1}$	$3,5 \cdot 10^{-1}$	$2,3 \cdot 10^{-2}$	$1,6 \cdot 10^{-2}$
$0,10 < p_T^2 < 0,31$	$8,3 \cdot 10^{-2}$	$1,3 \cdot 10^{-1}$	$1,4 \cdot 10^{-1}$	$1,3 \cdot 10^{-3}$	$1,5 \cdot 10^{-3}$
$p_T^2 > 0,31$	$1,3 \cdot 10^{-1}$	$9,6 \cdot 10^{-2}$	$1,1 \cdot 10^{-1}$	$1,2 \cdot 10^{-1}$	$1,7 \cdot 10^{-2}$

* Изменение чистоты набора в данной кинематической области

Глава VIII

Результаты

Основной целью нашего анализа являлось получение результатов измерения поляризации Λ^0 -гиперонов, рождающихся в ν_μ взаимодействиях по каналу заряженного тока и их интерпретация в рамках существующих на сегодняшний день теоретических моделей. Благодаря большой статистике, накопленной за четыре года работы эксперимента NOMAD, представляется возможным измерить также и поляризацию Λ^0 в $\bar{\nu}_\mu$ взаимодействиях и, впервые в нейтринных экспериментах, привести результаты для $\bar{\Lambda}^0$ в ν_μ взаимодействиях ЗТ (оба набора статистически ограничены).

8.1 Λ^0 в ν_μ взаимодействиях заряженного тока

Поляризация в ОФМ и ОФП

Таблица 8.1: Поляризация Λ^0 в ОФМ и ОФП (только статистические ошибки).

Кинематическая область	Количество Событий	Поляризация Λ^0 в ν_μ вз. ЗТ		
		P_x	P_y	P_z
полный набор	8087	$-0,15 \pm 0,03$	$-0,22 \pm 0,03$	$-0,04 \pm 0,03$
$x_F < 0$	5608	$-0,21 \pm 0,04$	$-0,26 \pm 0,04$	$-0,08 \pm 0,04$
$x_F > 0$	2479	$-0,09 \pm 0,06$	$-0,10 \pm 0,06$	$0,02 \pm 0,06$

В таблице 8.1 приведены результаты измерения поляризации Λ^0 для полного набора, $x_F < 0$ и $x_F > 0$. Из нее мы видим, что Λ^0 -гипероны имеют отрицательные продольную и поперечную поляризации, усиливающиеся в области фрагментации пучка, подтверждая тем самым различные механизмы передачи спина и существование в нуклоне отрицательно поляризованных $s\bar{s}$ пар (см. рис. 8.1, на котором изображена зависимость поляризации от x_F). Тем не менее, эта интерпретация не может являться однозначной, пока не будет принят во внимание вклад от Λ^0 , образовавшихся в результате распада тяжелых барионов.

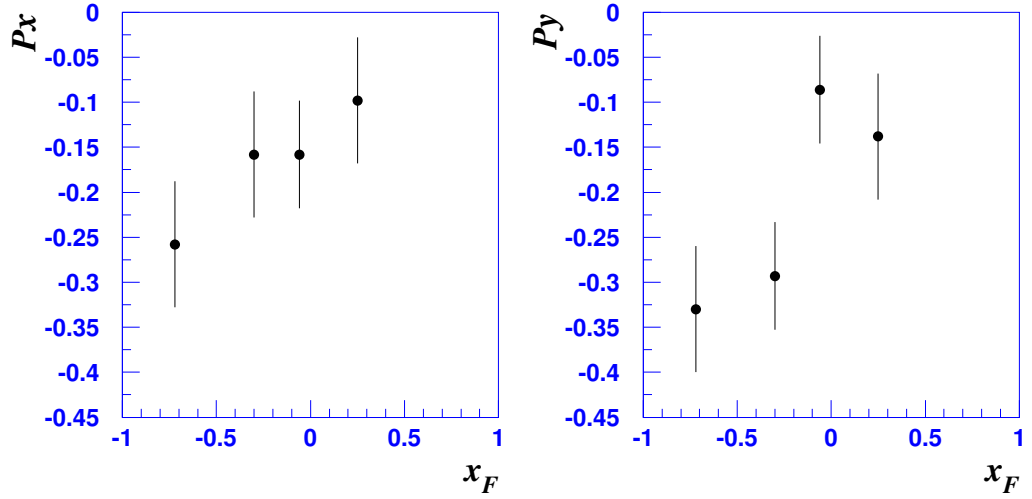


Рис. 8.1: Зависимость продольной (слева) и поперечной (справа) поляризации Λ^0 -гиперонов от x_F .

Поляризация в зависимости от p_T^2

Таблица 8.2: Поляризация Λ^0 -гиперонов в зависимости от поперечного импульса (только статистические ошибки).

Кинематическая область	Количество Событий	Поляризация Λ^0 в ν_μ вз. ЗТ		
		P_x	P_y	P_z
$P_T^2 < 0,06$	1629	$-0,25 \pm 0,08$	$-0,02 \pm 0,08$	$-0,06 \pm 0,08$
$0,06 < P_T^2 < 0,144$	1619	$-0,38 \pm 0,08$	$-0,21 \pm 0,07$	$-0,00 \pm 0,08$
$0,144 < P_T^2 < 0,264$	1613	$0,04 \pm 0,07$	$-0,24 \pm 0,07$	$-0,01 \pm 0,07$
$0,264 < P_T^2 < 0,486$	1604	$-0,08 \pm 0,07$	$-0,38 \pm 0,07$	$-0,07 \pm 0,07$
$P_T^2 > 0,486$	1622	$-0,16 \pm 0,07$	$-0,23 \pm 0,07$	$-0,10 \pm 0,07$

На рис. 8.2 изображена зависимость поперечной поляризации Λ^0 от p_T^2 , качественно повторяющей результаты, полученные из экспериментов по неполяризованным адрон-адронным столкновениям. Продольная же поляризация, не наблюдаемая в этих экспериментах, ведет себя несколько по-другому, она имеет максимум при низких p_T^2 , а когда поперечная выходит на плато, становится малой и затем снова увеличивается при больших p_T^2 (см. таблицу 8.2).

Существует несколько объяснений природы поперечной поляризации, но все они имеют недочеты, поэтому мы не будем их придерживаться.

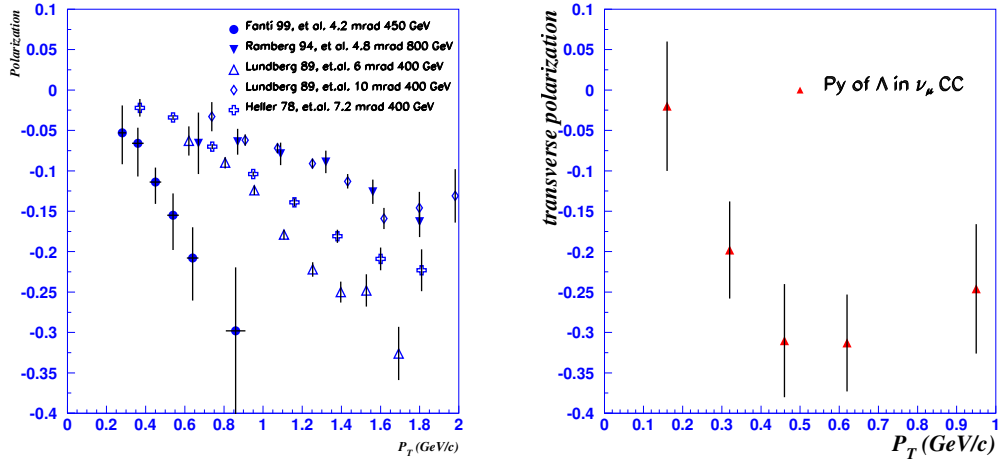


Рис. 8.2: Зависимость поперечной поляризации Λ^0 , полученной в адрон-адронных столкновениях (слева) и в эксперименте NOMAD (справа).

Поляризованные функции фрагментации

Отдельно в области фрагментации пучка рассматривалась зависимость поляризации от переменных $y_B = \nu/E$ - доля первоначальной энергии лептона, уносимая адронами и $z = E_{lab}(V^0)/E_{lab}$ (все адроны) - относительная энергия, уносимая Λ^0 в лабораторной системе (см. таблицу 8.3)¹. Эти результаты позволяют напрямую измерять поляризованные функции фрагментации с теми же ошибками, что и поляризация. Действительно, при $y_B \rightarrow 1$, выражение (1.4.13) принимает вид:

$$P_\Lambda = \Delta D_u^\Lambda(z)/D_u^\Lambda(z).$$

Таблица 8.3: Поляризация Λ^0 -гиперонов в ν_μ событиях заряженного тока в области фрагментации пучка (только статистические ошибки).

Кинематическая область	Количество событий	Среднее значение (z)	Поляризация Λ^0 в ν_μ вз. ЗТ		
			P_x	P_y	P_z
$z < 0,42$	1221	0,30	$-0,16 \pm 0,08$	$-0,03 \pm 0,09$	$0,06 \pm 0,09$
$z > 0,42$	1258	0,57	$-0,01 \pm 0,08$	$-0,17 \pm 0,09$	$-0,03 \pm 0,09$
$y_B < 0,47$	1228	0,49	$-0,07 \pm 0,08$	$-0,13 \pm 0,09$	$-0,13 \pm 0,09$
$y_B > 0,47$	1251	0,39	$-0,10 \pm 0,08$	$-0,07 \pm 0,09$	$0,15 \pm 0,09$

¹Систематическая неопределенность, связанная с эффектом перетекания событий из ОФМ в ОФП ниже статистических ошибок

Поляризация в других кинематических областях

В таблице 8.4 приведены результаты измерений поляризации Λ^0 в различных кинематических областях, которые подбирались таким образом, чтобы обнаружить эффект ее максимального увеличения (переменные Q^2 , W^2), а также выяснить вклад от рассеяния нейтрино на морских кварках (x_B) (результаты, приведенные в таблице 8.4, говорят об отсутствии этого эффекта).

Таблица 8.4: Поляризация Λ^0 -гиперонов в различных кинематических областях (только статистические ошибки).

Кинематическая область	Количество Событий	Поляризация Λ^0 в ν_μ вз. ЗТ		
		P_x	P_y	P_z
$x_B < 0,2$	3508	$-0,15 \pm 0,05$	$-0,17 \pm 0,05$	$-0,11 \pm 0,05$
$x_B > 0,2$	4579	$-0,15 \pm 0,04$	$-0,26 \pm 0,04$	$0,00 \pm 0,05$
$W^2 < 15$	2755	$-0,33 \pm 0,06$	$-0,25 \pm 0,06$	$-0,08 \pm 0,06$
$W^2 > 15$	5332	$-0,06 \pm 0,04$	$-0,21 \pm 0,04$	$-0,03 \pm 0,04$
$Q^2 < 5$	3429	$-0,21 \pm 0,05$	$-0,20 \pm 0,05$	$-0,08 \pm 0,05$
$Q^2 > 5$	4658	$-0,11 \pm 0,04$	$-0,23 \pm 0,04$	$-0,02 \pm 0,04$

8.2 $\bar{\Lambda}^0$ -гипероны в событиях заряженного тока

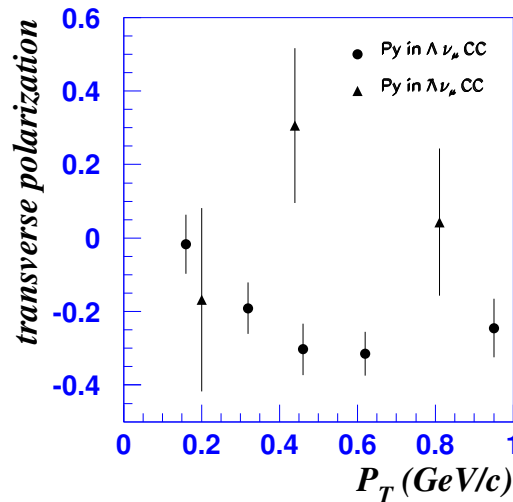


Рис. 8.3: Зависимость поперечной поляризации от p_T для Λ^0 и $\bar{\Lambda}^0$.

Результаты измерения поляризации $\bar{\Lambda}^0$ представлены в таблице 8.5, которые представляют огромный интерес для нашего анализа, несмотря на то, что их набор статистически ограничен. В основном привлекает наличие положительной продольной поляризации в ОФМ и отрицательной в ОФП, а также поведение поперечной компоненты в зависимости от p_T^2 (см. рис. 8.3 для сравнения с Λ^0).

Таблица 8.5: Поляризация $\bar{\Lambda}^0$ -гиперонов в ν_μ событиях заряженного тока (только статистические ошибки).

Кинематическая область	Количество событий	Поляризация $\bar{\Lambda}^0$ в ν_μ вз. ЗТ		
		P_x	P_y	P_z
полный набор	649	$-0,07 \pm 0,12$	$0,09 \pm 0,13$	$0,10 \pm 0,13$
$x_F < 0$	248	$0,23 \pm 0,20$	$0,04 \pm 0,20$	$-0,08 \pm 0,21$
$x_F > 0$	401	$-0,23 \pm 0,15$	$0,10 \pm 0,17$	$0,25 \pm 0,16$
$x_B < 0,2$	331	$-0,12 \pm 0,17$	$0,08 \pm 0,18$	$0,01 \pm 0,17$
$x_B > 0,2$	318	$-0,03 \pm 0,17$	$0,10 \pm 0,18$	$0,20 \pm 0,19$
$W^2 < 30$	202	$0,16 \pm 0,24$	$0,44 \pm 0,25$	$0,05 \pm 0,26$
$W^2 > 30$	447	$-0,15 \pm 0,14$	$-0,03 \pm 0,15$	$0,14 \pm 0,15$
$Q^2 < 5$	161	$-0,35 \pm 0,25$	$-0,07 \pm 0,26$	$0,34 \pm 0,27$
$Q^2 > 5$	488	$0,02 \pm 0,14$	$0,13 \pm 0,15$	$0,02 \pm 0,15$
$P_T^2 < 0,10$	220	$0,72 \pm 0,21$	$-0,20 \pm 0,25$	$0,10 \pm 0,25$
$0,10 < P_T^2 < 0,31$	211	$-0,59 \pm 0,20$	$0,31 \pm 0,21$	$-0,10 \pm 0,22$
$P_T^2 > 0,31$	218	$-0,33 \pm 0,19$	$0,09 \pm 0,20$	$0,28 \pm 0,21$

8.3 Поляризация Λ^0 в $\bar{\nu}_\mu$ взаимодействиях ЗТ

Результаты измерения поляризации Λ^0 , рождающихся в $\bar{\nu}_\mu$ взаимодействиях ЗТ, приведены в таблице 8.6, к сожалению, из-за больших статистических ошибок невозможно сделать какие-либо заключения по поводу существования физического механизма, ответственного за передачу спина в различных кинематических областях.

Из 331 события (с наложенным условием на НТ), 161 относится к специальному антинейтринному сеансу, проводившемуся в течение двух недель в 1998 году, а остальные являются фоновыми к ν_μ взаимодействиям. Однако до сих пор не ясно разногласие между этими результатами.

Таблица 8.6: Поляризация Λ^0 -гиперонов в $\bar{\nu}_\mu$ событиях заряженного тока (только статистические ошибки).

Кинематическая область	Количество событий	Поляризация Λ^0 в $\bar{\nu}_\mu$ вз. ЗТ		
		P_x	P_y	P_z
полный набор	331	$-0,13 \pm 0,17$	$0,12 \pm 0,16$	$0,09 \pm 0,17$
$\bar{\nu}$ сеанс	161	$0,08 \pm 0,23$	$0,34 \pm 0,23$	$-0,06 \pm 0,24$
ν сеанс	170	$-0,35 \pm 0,24$	$-0,09 \pm 0,23$	$0,23 \pm 0,23$
$x_F < 0$	236	$-0,10 \pm 0,20$	$0,05 \pm 0,18$	$0,07 \pm 0,19$
$x_F > 0$	95	$-0,19 \pm 0,29$	$0,29 \pm 0,34$	$0,15 \pm 0,33$
$x_B < 0,2$	156	$0,10 \pm 0,22$	$0,12 \pm 0,23$	$0,18 \pm 0,24$
$x_B > 0,2$	175	$-0,40 \pm 0,24$	$0,13 \pm 0,23$	$0,01 \pm 0,23$
$W^2 < 15$	172	$-0,37 \pm 0,23$	$0,36 \pm 0,24$	$0,26 \pm 0,24$
$W^2 > 15$	159	$0,13 \pm 0,23$	$-0,02 \pm 0,22$	$-0,12 \pm 0,24$
$Q^2 < 5$	185	$-0,20 \pm 0,21$	$-0,01 \pm 0,22$	$0,26 \pm 0,23$
$Q^2 > 5$	146	$-0,01 \pm 0,27$	$0,25 \pm 0,24$	$-0,10 \pm 0,25$
$P_T^2 < 0,10$	109	$-0,35 \pm 0,31$	$-0,15 \pm 0,30$	$-0,00 \pm 0,30$
$0,10 < P_T^2 < 0,31$	116	$0,11 \pm 0,27$	$0,43 \pm 0,25$	$0,16 \pm 0,28$
$P_T^2 > 0,31$	106	$-0,21 \pm 0,28$	$-0,00 \pm 0,28$	$0,12 \pm 0,29$

8.4 Контрольные измерения поляризации

Поляризация K_S^0

В таблицах 8.7 и 8.8 представлены результаты измерения поляризации K_S^0 , рождающихся в ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$ взаимодействиях заряженного тока. Из них видно, что мы можем вполне доверять набору нейтринных взаимодействий, в то время как наличие не нулевой поляризации в антинейтринных событиях говорит о непонимании нами этих процессов при моделировании данных МК.

Таблица 8.7: “Поляризация” K_S^0 в ν_μ взаимодействиях заряженного тока (только статистические ошибки).

Кинематическая область	Количество событий	“Поляризация” K_S^0		
		P_x	P_y	P_z
полный набор	15074	$-0,04 \pm 0,02$	$-0,02 \pm 0,01$	$-0,02 \pm 0,02$
$x_F < 0$	3252	$-0,04 \pm 0,03$	$-0,01 \pm 0,03$	$0,03 \pm 0,04$
$x_F > 0$	11822	$-0,04 \pm 0,02$	$-0,02 \pm 0,02$	$-0,02 \pm 0,02$
$x_B < 0,2$	7575	$-0,05 \pm 0,02$	$-0,02 \pm 0,02$	$0,00 \pm 0,02$
$x_B > 0,2$	7499	$-0,04 \pm 0,02$	$-0,01 \pm 0,02$	$-0,04 \pm 0,02$
$W^2 < 15$	2787	$-0,05 \pm 0,04$	$0,01 \pm 0,04$	$0,03 \pm 0,04$
$W^2 > 15$	12287	$-0,04 \pm 0,02$	$-0,02 \pm 0,02$	$-0,03 \pm 0,02$
$Q^2 < 5$	5350	$-0,05 \pm 0,03$	$-0,04 \pm 0,02$	$0,00 \pm 0,03$
$Q^2 > 5$	9724	$-0,04 \pm 0,02$	$-0,00 \pm 0,02$	$-0,03 \pm 0,02$
$P_T^2 < 0,06$	3316	$-0,03 \pm 0,04$	$-0,02 \pm 0,03$	$-0,07 \pm 0,04$
$0,06 < P_T^2 < 0,144$	3323	$-0,01 \pm 0,03$	$-0,10 \pm 0,03$	$0,01 \pm 0,03$
$0,144 < P_T^2 < 0,264$	2955	$-0,08 \pm 0,03$	$0,01 \pm 0,03$	$0,02 \pm 0,04$
$0,264 < P_T^2 < 0,486$	2813	$-0,06 \pm 0,03$	$0,01 \pm 0,03$	$-0,02 \pm 0,04$
$P_T^2 > 0,486$	2667	$-0,01 \pm 0,04$	$0,02 \pm 0,03$	$-0,04 \pm 0,04$

Таблица 8.8: “Поляризация” K_S^0 в $\bar{\nu}_\mu$ событиях заряженного тока (только статистические ошибки).

Кинематическая область	Количество событий	“Поляризация” K_S^0		
		P_x	P_y	P_z
полный набор	882	$-0,01 \pm 0,07$	$0,02 \pm 0,06$	$0,04 \pm 0,07$
$\bar{\nu}$ сеанс	373	$0,16 \pm 0,10$	$-0,09 \pm 0,09$	$0,11 \pm 0,11$
ν сеанс	509	$-0,12 \pm 0,09$	$0,11 \pm 0,08$	$-0,01 \pm 0,10$
$x_F < 0$	134	$-0,19 \pm 0,17$	$-0,11 \pm 0,14$	$-0,31 \pm 0,20$
$x_F > 0$	748	$0,02 \pm 0,07$	$0,05 \pm 0,07$	$0,10 \pm 0,08$
$x_B < 0,2$	543	$0,05 \pm 0,08$	$0,05 \pm 0,07$	$0,06 \pm 0,09$
$x_B > 0,2$	339	$-0,12 \pm 0,11$	$-0,03 \pm 0,11$	$0,00 \pm 0,12$
$W^2 < 15$	243	$0,03 \pm 0,13$	$0,16 \pm 0,14$	$0,28 \pm 0,15$
$W^2 > 15$	639	$-0,03 \pm 0,08$	$-0,01 \pm 0,07$	$-0,04 \pm 0,08$
$Q^2 < 5$	505	$0,07 \pm 0,08$	$0,01 \pm 0,08$	$0,17 \pm 0,10$
$Q^2 > 5$	377	$-0,14 \pm 0,11$	$0,01 \pm 0,10$	$-0,10 \pm 0,11$
$P_T^2 < 0,10$	279	$0,07 \pm 0,13$	$-0,09 \pm 0,12$	$0,06 \pm 0,13$
$0,10 < P_T^2 < 0,31$	308	$0,01 \pm 0,11$	$0,02 \pm 0,10$	$0,06 \pm 0,12$
$P_T^2 > 0,31$	295	$-0,08 \pm 0,11$	$0,13 \pm 0,10$	$0,13 \pm 0,12$

Поляризация в различных системах координат

Дополнительной проверкой правильности вычислений может послужить сравнение абсолютного значения вектора поляризации, полученного в “J” системе, с результатами в других системах, определяемых следующим образом:

- “P” система:

$$\mathbf{n}_x = \mathbf{P}_{V^0}, \quad \mathbf{n}_y = \frac{\mathbf{n}_x \times \mathbf{P}_W}{|\mathbf{n}_x \times \mathbf{P}_W|}, \quad \mathbf{n}_z = \mathbf{n}_x \times \mathbf{n}_y;$$

- “ ν ” система (заметим, что для нее можно пренебречь ошибкой определения энергии приходящего нейтрино, избавляя нас таким образом от этой неопределенности):

$$\mathbf{n}_x = \mathbf{P}_\nu, \quad \mathbf{n}_y = \frac{\mathbf{n}_x \times \mathbf{P}_N}{|\mathbf{n}_x \times \mathbf{P}_N|}, \quad \mathbf{n}_z = \mathbf{n}_x \times \mathbf{n}_y.$$

Из результатов, полученных для этих систем (см. таблицу 8.9) видно, что существующая корреляция между направлением W -бозона и нейтринным пучком (“J” (“P”) и “ ν ” системы имеют, в среднем, одну и ту же ось y), позволяет построить одну систему из другой путем простого поворота относительно оси Oy (см. рис. 8.4).

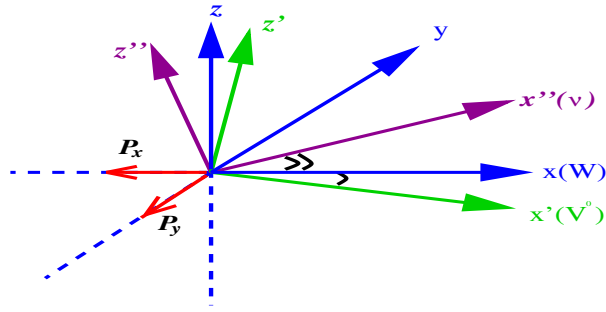


Рис. 8.4: Относительная ориентация трех систем координат, обсуждаемых в тексте. Одна система может быть получена из другой путем простого вращения относительно нормали к плоскости рождения (ось Oy).

8.5 Обсуждение результатов

Различные модели, описывающие состав спина барионов, могут быть протестированы в области фрагментации пучка в реакции $\nu_\mu N \rightarrow \mu^- \Lambda X$, где 100 % левополяризованный u кварк фрагментирует в конечное состояние Λ^0 непосредственно или через распады барионов (см. рис. 1.2). Наши измерения продольной поляризации в ОФП (см. таблицу 8.3), находятся в согласии с вычислениями [7], основанными на статической кварковой модели, которая принимает во внимание распады тяжелых барионов и резонансов в Λ^0 (BGH модель) и не соответствует ВJ модели (см. рис. 1.3). Тем не менее, надо быть осторожными, делая какие-либо заключения по этому поводу, так как на этот счет есть свои причины:

- вычисления, основанные на BGH модели, используют изначально установленные в Лундовской модели выходы тяжелых барионов и резонансов, которые не совпадают с измеренными в эксперименте NOMAD;
- важный вклад в поляризацию Λ^0 в ОФП относится к следующим распадам тяжелых барионов и резонансов: $\Sigma(1385) \rightarrow \Lambda^0 \pi$, $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 \gamma$ и $\Xi \rightarrow \Lambda^0 \pi$. Однако, предсказания в ВJ модели не учитывают распады $\Sigma(1385)$ и Σ^0 . Таким образом, эти вычисления не могут быть прямым образом сравниваться с нашими измерениями.

Таблица 8.9: Зависимость поляризации Λ^0 ($\bar{\Lambda}^0$) в ν_μ ($\bar{\nu}_\mu$) взаимодействиях заряженного тока (только статистические ошибки).

Система	Λ^0 в ν_μ вз. ЗТ			
координат	P_x	P_y	P_z	$ P_{\text{tot}} $
“J” система	$-0,15 \pm 0,03$	$-0,22 \pm 0,03$	$-0,04 \pm 0,03$	$0,27 \pm 0,03$
“P” система	$-0,17 \pm 0,03$	$-0,22 \pm 0,03$	$0,08 \pm 0,03$	$0,29 \pm 0,03$
“ ν ” система	$-0,10 \pm 0,03$	$-0,19 \pm 0,03$	$-0,14 \pm 0,03$	$0,26 \pm 0,03$

Система	$\bar{\Lambda}^0$ в ν_μ вз. ЗТ			
координат	P_x	P_y	P_z	$ P_{\text{tot}} $
“J” система	$-0,07 \pm 0,12$	$0,09 \pm 0,13$	$0,10 \pm 0,13$	$0,15 \pm 0,13$
“P” система	$0,02 \pm 0,12$	$0,10 \pm 0,13$	$0,19 \pm 0,13$	$0,21 \pm 0,13$
“ ν ” система	$0,15 \pm 0,12$	$0,07 \pm 0,12$	$-0,12 \pm 0,12$	$0,21 \pm 0,12$

Система	Λ^0 в $\bar{\nu}_\mu$ вз. ЗТ			
координат	P_x	P_y	P_z	$ P_{\text{tot}} $
“J” система	$-0,13 \pm 0,17$	$0,12 \pm 0,16$	$0,09 \pm 0,17$	$0,20 \pm 0,16$
“P” система	$-0,03 \pm 0,18$	$0,12 \pm 0,16$	$0,12 \pm 0,15$	$0,17 \pm 0,16$
“ ν ” система	$0,05 \pm 0,17$	$-0,11 \pm 0,14$	$-0,23 \pm 0,17$	$0,26 \pm 0,16$

Заключение

Используя данные, накопленные за 4 года работы эксперимента NOMAD на нейтринном пучке от ускорителя SPS (CERN), группой из Лаборатории Ядерных Проблем Объединенного Института Ядерных Исследований (г. Дубна) в составе: Кустов Д.В., Наумов Д.В., Попов Б.А. и Чуканов А.В., был проведен анализ поляризации $\Lambda^0/\bar{\Lambda}^0$ -гиперонов, рождающихся в ν_μ ($\bar{\nu}_\mu$) взаимодействиях по каналу заряженного тока. При этом были получены следующие результаты:

- Λ^0 в ν_μ событиях ЗТ имеют отрицательные продольную и поперечную поляризации, причем последняя не наблюдалась в предыдущих нейтринных экспериментах (см. таблицы 2.1 и 2.2):

$$P_x = -0,15 \pm 0,03 \text{ (стат.)} \pm 0,02 \text{ (сист.)},$$

$$P_y = -0,22 \pm 0,03 \text{ (стат.)} \pm 0,01 \text{ (сист.)};$$

- усиление поляризации в области фрагментации мишени по сравнению с областью фрагментации пучка, говорит в пользу различных физических механизмов, ответственных за поляризацию в ОФМ и ОФП, а также является дополнительным доводом в пользу существования поляризованных $s\bar{s}$ пар внутри нуклона:

$$P_x = -0,21 \pm 0,04 \text{ (стат.)} \pm 0,02 \text{ (сист.)},$$

$$P_y = -0,26 \pm 0,04 \text{ (стат.)} \pm 0,01 \text{ (сист.)};$$

- измерение поляризации Λ^0 -гиперонов в области фрагментации пучка позволяет определить коэффициент передачи спина от u кварка Λ^0 -гиперону:

$$C_u^\Lambda = 0,09 \pm 0,06 \text{ (стат.)} \pm 0,03 \text{ (сист.)};$$

- поведение поперечной поляризации в зависимости от p_T^2 качественно совпадает с результатами, полученными в неполяризованных адрон-адронных столкновениях, что говорит в пользу существования единого механизма фрагментации, не зависящего от типа взаимодействия;
- основной вклад в продольную поляризацию дают области малых Q^2 и W^2 , поперечная же поляризация не зависит от этих величин;
- эффект от рассеяния нейтрино на морских кварках не обнаружен.

- впервые в нейтринных экспериментах была измерена поляризация $\bar{\Lambda}^0$ -гиперонов, но из-за низкой статистики набора, результаты получены с большими статистическими ошибками:

$$P_x = -0,07 \pm 0,12 \text{ (стат.)} \pm 0,09 \text{ (сист.)},$$

$$P_y = 0,09 \pm 0,13 \text{ (стат.)} \pm 0,10 \text{ (сист.)};$$

- отсутствие поляризации K_S^0 в различных кинематических областях подтверждает надежность наших измерений.

Окончательная интерпретация полученных результатов может быть проведена только после уточнения выходов различных резонансов и тяжелых барионов, дающих вклад в поляризацию Λ^0 -гиперонов.

Выполненный анализ по измерению поляризации Λ^0 -гиперонов в ν_μ взаимодействиях по каналу заряженного тока послужил основой для подготовки научной статьи от имени коллаборации NOMAD, которая в ближайшее время будет направлена в журнал Nuclear Physics.

Поиск значений функции χ^2

Хорошее пространственное разрешение детектора NOMAD позволяет нам с высокой точностью измерять координаты и импульсы треков заряженных частиц. Однако при существующих ошибках все равно нельзя напрямую использовать законы сохранения для определения импульса и типа V^0 . Поэтому, истинные значения кинематических переменных x_i (импульсы треков и их углы в лабораторной системе отсчета) подбираются путем минимизации функции

$$H = \sum_{i,j} (x_i - x_i^m) G_{ij} (x_j - x_j^m), \quad (.1)$$

с тем расчетом, чтобы они находились в интервалах допустимых ошибок измерения. В выражении (.1) x_i^m – измеренные значения, G_{ij}^{-1} обратная матрица ошибок.

Чтобы учесть законы сохранения энергии и импульса, минимизация выражения (.1) осуществляется по методу Лагранжа:

$$M(x, y) = \sum_{i,j} (x_i - x_i^m)^T G_{ij} (x_j - x_j^m) + 2 \sum_{\lambda} \alpha_{\lambda} F_{\lambda}(x, y), \quad (.2)$$

где α_{λ} - коэффициенты Лагранжа, подбираемые в процессе минимизации, x измеренные значения параметров, y неизмеренные параметры (импульс V^0), $\lambda = 1, \dots, L$ количество ограничений (законов сохранения), функции F_{λ} определяются следующим образом:

$$\begin{aligned} F_1 &= p_{x1} + p_{x2} - p_V \sin \delta = 0 \\ F_2 &= p_{y1} + p_{y2} - p_V \cos \delta \sin \phi = 0 \\ F_3 &= p_{z1} + p_{z2} - p_V \cos \delta \cos \phi = 0 \\ F_4 &= \sqrt{p_1^2 + m_1^2} + \sqrt{p_2^2 + m_2^2} - \sqrt{p_V^2 + m_V^2} = 0. \end{aligned} \quad (.3)$$

Здесь оси x и z направлены вдоль магнитного поля и пучка соответственно, δ - угол между направлением полета V^0 и плоскостью yz , а угол ϕ - азимутальный (угол между проекцией направления V^0 на плоскость yz и осью z). Массы положительно и отрицательно заряженных треков (m_1, m_2) выбираются из предположения о гипотезе распада: $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, $\Lambda^0 \rightarrow p \pi^-$, $\bar{\Lambda}^0 \rightarrow \bar{p} \pi^+$ и гипотезы гамма-конверсии $\gamma \rightarrow e^+ e^-$.

Минимизируя выражение (.2) с помощью стандартного пакета MINUIT², получаем 4 значения функции χ^2 , характеризующих достоверность принадлежности данного V^0 события определенной гипотезе (в идеальном случае $\chi^2 = 1$).

²На практике был использован другой способ, подробно описанный в [12].

Распределение Арментаероса

При идентификации V^0 и корректировке данных МК на несоответствие выходов различных типов частиц, используется распределение Арментаероса, представляющее собой зависимость p_T^{int} от переменной $\alpha = \frac{p_+ - p_-}{p_+ + p_-}$, где p_- , p_+ , p_T^{int} – продольные и поперечная компоненты заряженных треков относительно импульса V^0 в лабораторной системе отсчета (рис. .5).

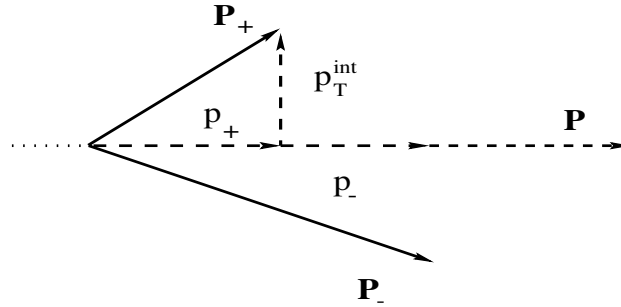


Рис. .5: Кинематика V^0 события в лабораторной системе отсчета.

Рассмотрим распад V^0 на две частицы, с массами m_+ , m_- и импульсами P_+ , P_- . Их энергии, продольные и поперечные компоненты импульсов в системе покоя V^0 , согласно преобразованиям Лоренца, запишутся в виде:

$$\begin{cases} p_{\pm}^* = \gamma p_{\pm} - \gamma \beta E_{\pm} \\ E_{\pm}^* = \gamma E_{\pm} - \gamma \beta p_{\pm} \\ p_T^{int*} = p_T^{int} \\ \beta = \frac{p}{E}, \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{E}{M}, \end{cases} \quad (.4)$$

где β , M , E – скорость, масса и энергия V^0 . Используя преобразования (.4) и равенство продольных импульсов $p_-^* = -p_+^*$, выражение для α будет выглядеть следующим образом:

$$\alpha = \frac{p_+ - p_-}{p_+ + p_-} = \frac{\gamma (p_+^* - p_-^* + \beta(E_+^* - E_-^*))}{\gamma \beta (E_+^* + E_-^*)}. \quad (.5)$$

Так как $p_-^* = P_-^* \cdot \cos \theta$ (см. рис. .6), из закона сохранения энергии получаем:

$$\alpha = \frac{2 P_-^* \cdot \cos \theta}{\beta (E_+^* + E_-^*)} + \frac{E_+^* - E_-^*}{E_+^* + E_-^*} = \frac{2 P_-^* \cdot \cos \theta}{\beta M} + \frac{m_+^2 - m_-^2}{M^2}. \quad (.6)$$

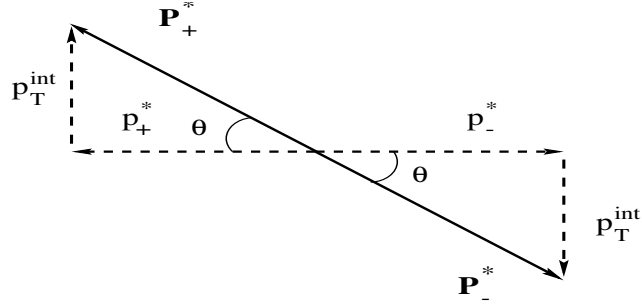


Рис. .6: Кинематика V^0 события в системе покоя.

Из этого выражения и рис. .6 следует, что

$$\sin \theta = \frac{p_T^{int}}{P_-^*}; \quad \cos \theta = \frac{\beta M}{2P_+^*} \cdot \left(\alpha - \frac{m_+^2 - m_-^2}{M^2} \right). \quad (.7)$$

Используя основное тригонометрическое тождество $\sin^2 \theta + \cos^2 \theta = 1$, получаем уравнение эллипса:

$$\left(\frac{p_T^{int}}{P_-^*} \right)^2 + \left(\frac{\alpha - \alpha_0}{\alpha'} \right)^2 = 1, \quad (.8)$$

где $\alpha = \frac{p_+ - p_-}{p_+ + p_-}$, $\alpha_0 = \frac{m_+^2 - m_-^2}{M^2}$, $\alpha' = \frac{2P_+^*}{\beta M}$.

В распаде $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ $m_- \approx m_+$, то есть $\alpha = 0$ и следовательно, его распределение в переменных p_T^{int} и α симметрично относительно 0, в котором оно имеет максимум по p_T^2 (если не принимать во внимание ошибки восстановления импульсов), равный 206 МэВ. Для Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0$ эти распределения смещены соответственно вправо и влево с максимумом по p_T^2 в точке $\alpha = |0, 7|$, равном 101 МэВ. Распределение фотонов, конвертировавших в электрон-позитронную пару, не подчиняется этому закону и распределено внизу данного графика (см. рис. .7).

Из этого рисунка видно, что график Арментероса является прекрасным инструментом для отделения различных типов событий (выбор критериев отбора) и корректировке данных МК на несоответствие выходов частиц (при этом используется симметрия распределений относительно переменной α).

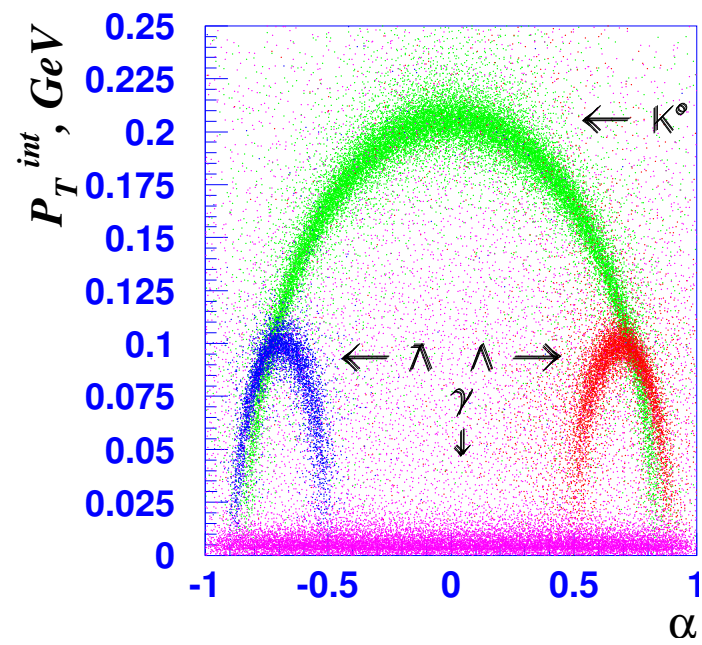


Рис. .7: Распределение реконструированных событий по переменной α в наборе МК.

Измерение энергии нейтрино

Для построения “ J ” и “ P ” систем, в которых мы ищем поляризацию Λ^0 , импульс W -бозона определяется по формуле:

$$\mathbf{P}_W = \mathbf{P}_\nu - \mathbf{P}_l,$$

где \mathbf{P}_l импульс мюона, измеряемый по кривизне траектории в магнитном поле детектора NOMAD, \mathbf{P}_ν импульс нейтрино, направленный вдоль оси z и численно равный (в системе $c = \hbar = 1$) ее энергии, вычисляемой по полной выделившейся энергии в адронном и электромагнитном калориметрах.

Эта процедура осуществляется следующим образом: из-за невозможности определения типа частицы, все треки считаются за пионы или каоны, после чего, сравнивая выделившуюся энергию с табличными значениями, определяют энергию самой частицы, при этом никак не учитывая нейтральные частицы и непроконвертировавшие γ -кванты, что ведет к дополнительным ошибкам при измерении поляризации.

Чтобы хоть как-то учесть эти недостатки, был предложен метод построения недостающего импульса, основанный на том, что суммарный поперечный импульс адронной струи и мюона, относительно направления нейтрино, должен равняться нулю. При этом делается предположение о том, что он лежит вдоль этой оси (см. рис. .8):

$$\mathbf{P}_\mu \cdot \sin \gamma = -(\mathbf{P}_H + \mathbf{P}_N) \cdot \sin \theta, \quad (.9)$$

где \mathbf{P}_μ и \mathbf{P}_H импульсы мюона и адронной струи, а \mathbf{P}_N недостающий импульс.

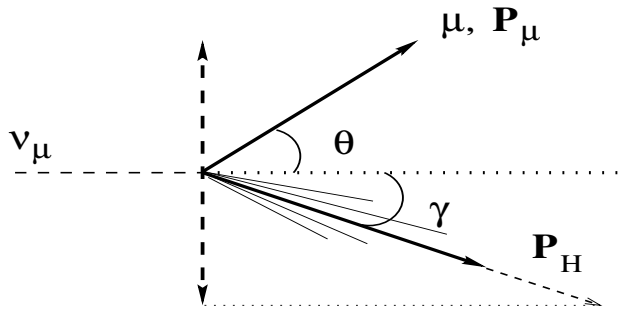


Рис. .8: Построение недостающего импульса в нейтринном взаимодействии.

Из закона сохранения импульса получаем:

$$E_\nu = |\mathbf{P}_\nu| = |\mathbf{P}_\mu| \cdot \cos \gamma + (|\mathbf{P}_H| + |\mathbf{P}_N|) \cdot \cos \theta, \quad (.10)$$

где E_ν и \mathbf{P}_ν энергия и импульс нейтрино.

Из уравнений (.9) и (.10) получаем выражение для энергии нейтрино:

$$E_\nu = |\mathbf{P}_\mu| \cdot \frac{\sin(\gamma + \theta)}{\sin \gamma}, \quad (.11)$$

то есть, для ее определения требуется знать лишь импульс мюона и два угла, которые легко вычисляются.

Для дополнительной проверки также использовался метод двойного угла [14], в котором энергия нейтрино определялась следующим образом (см. рис. .8):

$$E_\nu = E_\mu \frac{\sin \gamma + \sin \theta + \sin(\gamma + \theta)}{2 \sin \gamma}. \quad (.12)$$

Основной недостаток последних двух методов заключается в том, что недостающий импульс может не совпадать с осью адронной струи.

На рис. .9 изображена относительная ошибка восстановления энергии нейтрино для всех трех методов.

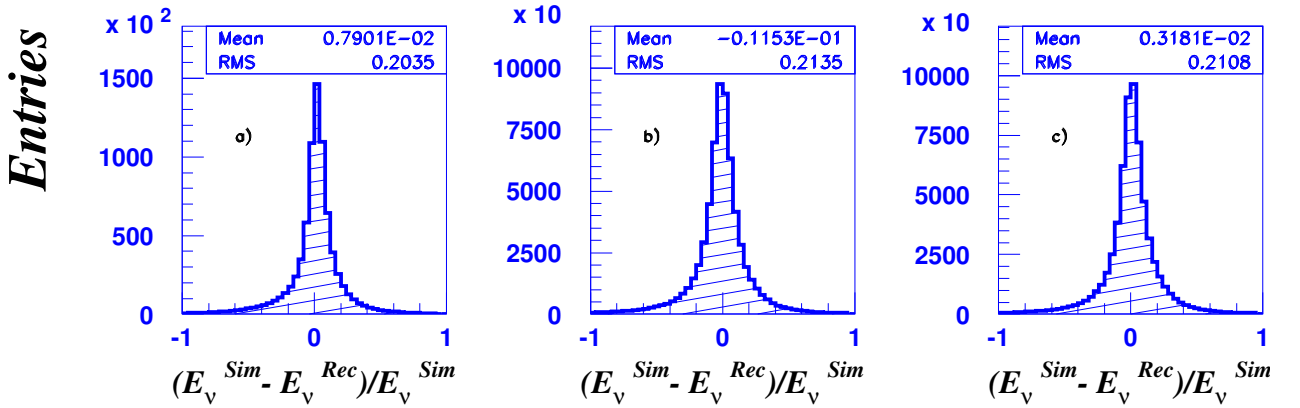


Рис. .9: Относительная ошибка восстановления энергии нейтрино для трех различных способов ее вычисления: а) по полной видимой энергии, б) построение недостающего импульса, в) метод двойного угла.

Прецессия спина в магнитном поле

Пусть ξ - единичный вектор, направленный вдоль спина частицы в системе ее покоя. В лабораторной системе, где 4-х импульс частицы равен $P^\mu = (E, \mathbf{P})$, ее спин описывается 4-х вектором $a^\mu = (a^0, \mathbf{a})$, который записывается через ξ посредством преобразований Лоренца в следующем виде:

$$a^0 = \frac{\mathbf{P} \cdot \xi}{m}, \quad \mathbf{a} = \xi + \frac{\mathbf{P} (\mathbf{P} \cdot \xi)}{m (E + m)}, \quad \mathbf{a}^2 = \xi^2 + \frac{(\mathbf{P} \cdot \xi)^2}{m^2}.$$

Прецессия спина частицы с магнитным моментом μ в поле \mathbf{B} , в системе ее покоя дается следующим выражением:

$$\frac{d\xi}{dt} = 2\mu [\xi \mathbf{B}] + \frac{2\mu E}{E + m} (\mathbf{v} \cdot \mathbf{B}) [\mathbf{v} \xi] \quad (.13)$$

Для частиц, проходящих в магнитном поле расстояние d за время t , важно рассмотреть два случая:

- если скорость \mathbf{v} перпендикулярна полю \mathbf{B} , то спин частицы вращается на угол, равный:

$$\theta_{\perp} = 2 \mu B t = 0.183 \frac{\mu}{\mu_N} B [\text{T}] \frac{E [\text{ГэВ}] d [\text{см}]}{P [\text{ГэВ}/c]} \text{ (град)}$$

- если же скорость \mathbf{v} параллельна полю \mathbf{B} , то спин вращается на угол, равный:

$$\theta_{\parallel} = 2 \mu B t m / E = 0.183 \frac{\mu}{\mu_N} B [\text{T}] \frac{m [\text{ГэВ}/c^2] d [\text{см}]}{P [\text{ГэВ}/c]} \text{ (град)}$$

Для Λ^0 -гиперонов, летящих в магнитном поле детектора NOMAD ($B = 0,4 \text{ Т}$, $\mu = -0,613 \mu_N$, $d = \gamma c \tau = 7,89 \text{ см}$), средний угол поворота составляет

$$\theta_{\perp} = 1,7 \text{ град}, \quad \theta_{\parallel} = 0,5 \text{ град}.$$

На рис. .10 изображено θ_{\perp} (слева) и θ_{\parallel} (справа) распределение для реальных данных и событий МК. Так как частицы в основном летят перпендикулярно магнитному полю, то поворотом на θ_{\parallel} можно пренебречь. Поэтому, в систематические ошибки включается только изменение поляризации при повороте спина в результате прецессии на $\theta_{\perp} = 1,7$ градусов.

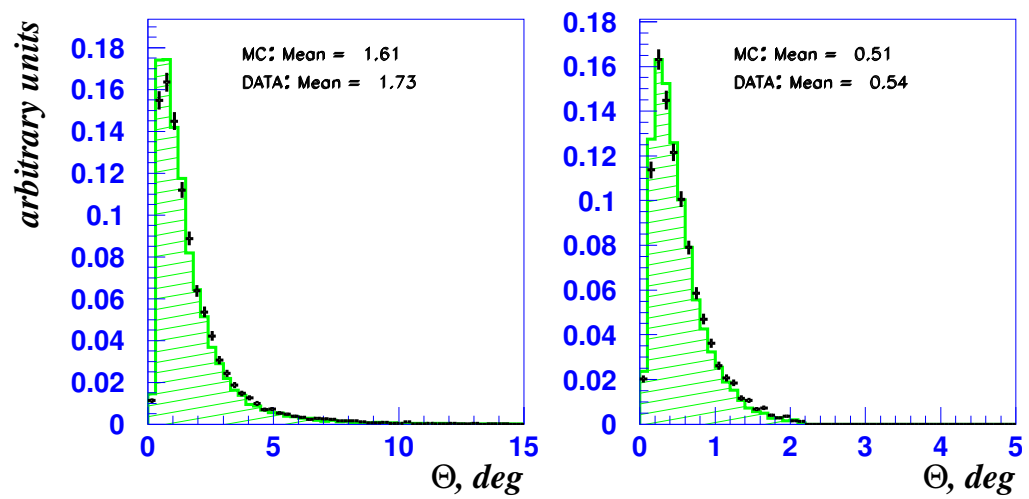


Рис. .10: Распределение по углам θ_{\perp} (слева) и θ_{\parallel} (справа) поворота спина Λ^0 -гиперонов в эксперименте NOMAD.

Список используемой литературы

- [1] С.М. Биленький, Лекции по физике нейтринных и лептон-нуклонных процессов, М., Энергоиздат, 1981 г.
- [2] J.Ellis, M.Karliner Nucleon spin, // Phys. Lett. **B 341**, 397 (1995)
- [3] K. Abe *et al.*, [E143 Collaboration], Measurements of the proton and deuteron spin structure functions g_1 and g_2 , // Phys. Rev. **D 58** (1998) 112003
- [4] J.Ellis, D.Kharzeev, A.Kotzinian, The proton spin puzzle and Λ polarization in deep-inelastic scattering, // Z. Phys. **C 69**, (1996) 467
- [5] I. Bigi, Some quantitative estimates about final-states polarization in deep inelastic lepton-nucleon scattering, // Nuov. Cim. **41 A**, (1977) 581
- [6] A. Airapetian *et al.*, [HERMES Collaboration], Measurement of longitudinal spin transfer to Λ hyperons in deep-inelastic lepton scattering, //hep-ex/9911017 (1999)
- [7] A. Kotzinian, A. Bravar, D. von Harrach, Λ and $\bar{\Lambda}$ polarization in lepton induced processes, // Eur. Phys. J. **C 2** (1998) 329
- [8] 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)
- [9] C. Lachaud, Λ and K^0 extraction with α -asymmetry method, // NOMAD Internal Note #99-012 (1999)
- [10] N.J. Baker *et al.*, Strange-particle production in neutrino-neon charged-current interactions, // Phys. Rev. **D 34**, (1986) 1251
- [11] Л.Б. Окунь, Лептоны и кварки, М., Наука, 1981 г.
- [12] S.A.Bunyatov, Yu.P.Merekov, D.V.Naumov, B.A.Popov, Measurement of the polarization of Λ^0 hyperons produced inclusively in ν_μ CC interactions in the NOMAD experiment, // NOMAD memo #99-017 (1999)
- [13] R.M. Barnett *et al.*, Review of particle physics, // Phys. Rev. **D 54**, 1 (1996)
- [14] F.F. Wilson, F.V. Weber, Comparison of kinematic reconstruction variables, // NOMAD memo #96-030 (1996)

- [15] A.V.Chukanov, D.V.Kustov, D.V.Naumov, B.A.Popov, Measurement of Λ^0 ($\bar{\Lambda}^0$) polarization in the NOMAD experiment, // NOMAD memo #2000-01 (2000)
- [16] Liang Zuo-tang, Hadronization mechanisms and longitudinal polarization of Λ in e^+e^- annihilation at high energies, //hep-ph/9809593 (1998)
- [17] C. Boros, Liang Zuo-tang, Spin content of Lambda and its longitudinal polarization in e^+e^- annihilation at high energies, //hep-ph/9803225 (1998)