

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

*Поиск странного экзотического барионного резонанса
 $\Theta^+(1530)$ в эксперименте NOMAD (CERN)*

Руководители:

_____ к.ф.-м.н. Наумов Д.В.
(ОИЯИ),

_____ проф. Валл А.Н.
(ИГУ)

Студент группы 1521

_____ Самойлов О.Б.

Работа защищена

с оценкой _____

“ _____ ” _____ 2004

Рецензент:

Нормоконтролер

_____ доц. Персиков В. М.

Дубна-Иркутск 2004 г.

Реферат

В работе представлены результаты поиска странного экзотического барионного резонанса Θ^+ , предсказанного киральной солитонной моделью, в канале распада pK_S^0 на данных эксперимента NOMAD (Neutrino Oscillation MAgnetic Detector, WA-96) в CERN, Швейцария. Рассмотрены реакции ν_μ взаимодействия по каналам заряженного и нейтрального токов в нейтринном пучке широкого спектра от ускорителя SPS со средней энергией налетающего нейтрино 23,6 ГэВ. В спектре инвариантной массы системы pK_S^0 обнаружен узкий резонансный пик с массой $M = 1530,5 \pm 1,4$ МэВ и шириной $\Gamma < 1,0$ МэВ на уровне достоверности $4 - 5\sigma$, интерпретированный как экзотическое барионное состояние со странностью $S = +1$ и минимальным кварковым составом $uudd\bar{s}$.

Также в работе изложена настройка процедуры идентификации протонов в эксперименте NOMAD для дрейфовых камер, детектора переходного излучения и электромагнитного калориметра с использованием смоделированных событий, применяемая для вышеупомянутого анализа.

Оглавление

Введение	7
1 Странный экзотический барионный резонанс $\Theta^+(1530)$: предсказание и экспериментальное подтверждение	11
1.1 Теоретические аспекты	11
1.1.1 Пентаварки в модели киральных солитонов	11
1.1.2 Дикварковая модель и пентаварковые состояния	20
1.1.3 Пентаварки и кварк-глюонная плазма	20
1.2 Экспериментальные аспекты	21
1.3 Обзор экспериментальных данных	22
1.3.1 Эксперименты по поиску Θ^+	22
1.3.2 Поиск других пентаварков	29
2 Эксперимент NOMAD	31
2.1 Основная идея эксперимента	31
2.2 Детектор и пучок нейтрино	32
2.2.1 Пучок нейтрино	33
2.3 Установка NOMAD	35
2.3.1 Система вето	35
2.3.2 Передний калориметр	35
2.3.3 Дрейфовые камеры	36
2.3.4 Кремниевый вершинный детектор STAR	36
2.3.5 Углеродная и алюминиевая мишени	38
2.3.6 Триггерные плоскости	38
2.3.7 Детектор переходного излучения	39
2.3.8 Детектор ливней	41
2.3.9 Электромагнитный калориметр	41
2.3.10 Адронный калориметр	42
2.3.11 Мюонные камеры	44
2.4 Триггеры и набор данных	45
2.5 Моделирование событий	46
3 Отбор событий	49
3.1 Реконструкция заряженных треков	49
3.2 Отбор вершин ν_μ взаимодействий	50
3.3 Идентификация K_S^0	50
3.3.1 Отбор событий V^0 типа	51
3.3.2 Идентификация нейтральных странных частиц	51
3.3.3 Отбор K_S^0	54
3.4 Идентификация протонов	55
3.4.1 Предварительный отбор треков	57
3.4.2 Метод ограничения длины трека	57
3.4.3 Идентификация по выделенной энергии	61
3.4.4 Результаты идентификации	66
3.5 Проверка идентификации K_S^0 и протонов	68

4 Сравнение смоделированных и реконструированных переменных	71
4.1 Нейтринное событие	71
4.2 Рождение и распад K_S^0	74
4.3 Поведение протона в адронной струе	74
4.3.1 Поправка на импульс протона	76
5 Анализ данных	79
5.1 Необходимая чувствительность эксперимента к Θ^+	79
5.2 Разрешение на инвариантную массу	80
5.3 Описание фоновых событий	82
5.4 Спектр инвариантной массы системы pK_S^0	82
5.4.1 Оценка статистической значимости Θ^+	83
5.4.2 Масса и ширина Θ^+	87
Заключение	91
Приложение А	93
A.1 Система единиц	93
A.2 Релятивистские обозначения	93
Приложение В	95
V.1 Группа $SU(3)$	95
Приложение С	99
C.1 Поиск значений функции χ^2 при идентификации K_S^0	99
C.2 Распределение Арменгероса	100
Приложение D	103
D.1 Потери энергии на ионизацию	103
D.2 Отношение максимального правдоподобия	104
D.3 Оптимальный биннинг гистограммы	105
D.4 Сглаживание гистограммы функцией Гаусса	106
Приложение E	107
E.1 Резонансная формула Брейта-Вигнера	107
E.2 Экспериментальное разрешение	108
E.3 Поиск значений функции χ^2 при анализе массы и ширины Θ^+	109
Список используемых источников	111

Введение

Открытие электрона Дж.Дж.Томпсоном на исходе XIX века ознаменовало собой завершение длительного этапа развития представлений о природе, согласно которым атом был мельчайшим элементом материи. Нильс Бор предложил свою знаменитую модель атома на основе анализа экспериментов по рассеянию частиц. В состав атома входит ядро, которое в десять тысяч раз меньше самого атома. Ядро, как было обнаружено позже, состоит из нейтронов и протонов. Открытие протона и ядер принадлежит Э.Резерфорду, а позднее Д.Чедвиком в лаборатории Резерфорда был открыт нейтрон. Нейтроны и протоны называются нуклонами, они одинаково ведут себя под действием ядерной силы, которая отвечает сильному взаимодействию.

Однако нейтрон и протон оказались всего лишь двумя самыми легкими частицами в целом спектре сильновзаимодействующих фермионных состояний, названных барионами, которых по последним данным более 200. Была открыта столь же многочисленная последовательность бозонов, названных мезонами, самый легкий из них пион. Фермионами (бозонами) называют состояние частиц со полуцелым (целым) спином, измеренным в единицах \hbar (прил. § А.1). Все эти частицы, испытывающие сильное взаимодействие (барионы и мезоны), называются адронами¹.

Подобное обилие “элементарных” частиц указывает на наличие субструктуры нуклонов почти точно также, как и в случае строения атомов. Пион, нейтрон, протон ... - не являются последними блоками материи, также как и атомы, они являются проявлением связанных структур, которые существуют в мире.

Большой успех в объяснении спектроскопии адронов получила кварковая модель, которая была подтверждена экспериментами по лептон-нуклонному рассеянию и при столкновении встречных пучков электронов и позитронов при высоких энергиях. Структуру всех адронов в этой модели связывают с кварками, которые составляют их. Барион представляет собой частицу, состоящую из трех кварков (qqq), а мезон образуют кварк и антикварк ($q\bar{q}$).

Сильное взаимодействие между кварками описывается квантовой хромодинамикой (КХД). Это взаимодействие осуществляется обменом векторным безмассовым бозоном, названным глюоном. Особым квантовым числом в КХД является “цвет”. Кварки бывают трех основных цветов: красного (К), зеленого (З) и синего (С); антикваркам приписывают соответственно антикрасный (\bar{K}), антизеленый (\bar{Z}) и антисиний (\bar{C}) цвета.

Феноменологически все наблюдаемые в природе частицы являются “бесцветными”

¹Смотрите об этом подробнее, например, в [1, 2, 3, 4].

состояниями². Существует единственный набор бесцветных состояний при смешивании цветов (кварков) и антицветов (антикварков). Барион имеет цветовой состав КЗС, а мезон несет в себе цвет и соответствующий ему антицвет: $K\bar{K}$, $3\bar{3}$, $C\bar{C}$.

Пентакварки (состояния из четырех кварков и одного антикварка $qqqq\bar{q}$) классифицируются как “экзотические” адроны. Такие состояния разрешены по цветовым правилам КХД. Существование их в природе дало бы превосходную возможность для понимания динамики кварков низких энергий.

При малых энергиях (эквивалентно, больших расстояниях) в КХД, в отличие от квантовой электродинамики (КЭД), неприменим метод теории возмущений. КХД является неабелевой теорией, переносчики взаимодействия (глюоны) несут на себе цветовой заряд и могут взаимодействовать с другими глюонами (в КЭД промежуточный векторный бозон (фотон) является незаряженным и не взаимодействует с другими фотонами).

С увеличением расстояния между двумя кварками становится больше сила их взаимодействия. Это выражается постоянной сильного взаимодействия α_S , которая растет логарифмически с увеличением этого расстояния. На этом основывается “асимптотическая свобода” КХД, когда кварки являются слабозаимодействующими на малых расстояниях (или при больших переданных импульсах). По этой же причине свободные кварки никогда не наблюдались экспериментально; говорят, что кварк “заключен” в адроне.

Это заключение кварков до конца еще не понятно, и исследование новых связанных состояний кварков, таких как $qqqq\bar{q}$, может в значительной мере помочь в понимании этого аспекта физики элементарных частиц.

Недавний интерес по этой теме был вызван предсказанием Д. Дьяконова и др. [5] экзотического барионного состояния со странностью $S = +1$, названного Θ^+ (первоначально Z^+) с массой 1530 МэВ и узкой шириной распада < 15 МэВ.

Работа построена следующим образом.

В первой главе обсуждается предсказание экзотических барионных резонансов в рамках модели киральных солитонов. Показана процедура расчета масс и ширин этих состояний. Приведены предсказываемые значения для Θ^+ резонанса. Представлен краткий обзор теоретических исследований таких состояний в других моделях и следствий их существования в других областях физики (не физики элементарных частиц). Рассмотрены экспериментальные аспекты поиска Θ^+ резонанса. Дан обзор экспериментальных работ по его поиску и поиску других экзотических барионных состояний.

Во второй главе представлено описание эксперимента NOMAD, предназначенного изначально для поиска $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ (и $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$) осцилляций на нейтринном пучке от ускорителя SPS в CERN. Даны характеристики отдельных деталей установки.

Третья глава посвящена вопросу идентификации предполагаемых продуктов распада Θ^+ резонанса: протонов и K_S^0 . Изложен метод идентификации K_S^0 , используемый в коллаборации NOMAD, показана его высокая эффективность. Рассматривается настройка процедуры идентификации протонов в детекторе NOMAD с использованием смоделированных событий. Также обсуждается эффективность идентификации.

²Более точно, каждый адрон должен быть цветовым синглетом, т. е. его цветовая волновая функция является антисимметричной относительно перестановки кварков.

В четвертой главе сравниваются моделирование и реконструкция используемых переменных, которые применены для анализа в пятой главе. Показывается хорошие соответствие. Рассмотрен метод устранения систематической ошибки для малых импульсов протонов, связанной с процедурой фита траектории заряженной частицы в эффективном объеме детектора NOMAD.

В пятой главе производится анализ данных для поиска Θ^+ резонанса. Исследуется возможность обнаружения Θ^+ , строится спектр инвариантной массы pK_S^0 , показывается метод вычисления ее ошибки при измерении импульсов продуктов распада. Описывается выбор фонового распределения. После чего производится оценка значимости, массы и ширины Θ^+ резонанса.

Материал не вошедший в основную часть дипломной работы, вынесен в приложения, которые разделены следующим образом: в приложении А вводятся используемые единицы измерения и обозначения, принятые в физике элементарных частиц и применяемые в работе; приложение В является дополнением к теоретическому описанию барионных мультиплетов; в приложения С и D входит применяемый математический аппарат для идентификации частиц: соответственно K_S^0 и протонов; в приложение E включены резонансная формула Брейта-Вигнера и учет ее размывания функцией разрешения детектора, а также процедура аппроксимации этим теоретическим распределением экспериментального спектра, применяемые для анализа, проводимого в пятой главе.

Выражается благодарность тем людям и организациям, без поддержки которых (педагогической, материальной и моральной) был бы невозможен проделанный труд, изложенный в данной работе: моим научным руководителям Александру Николаевичу Валлу и Дмитрию Наумову за предложенную тему, Дмитрию Наумову выражается отдельная благодарность за введение в проблему, предоставленный первоначальный вариант программы по поиску Θ^+ в эксперименте NOMAD и активное курирование на протяжении всего времени работы; кафедрам теоретической физики и радиофизики Иркутского Государственного Университета за теоретическую и исследовательскую подготовку; коллективу Научно-Экспериментального Отдела Физики Элементарных Частиц (НЭО ФЭЧ) Объединенного Института Ядерных Исследований (ОИЯИ) (Дмитрию Наумову, Борису Попову, Артему Чуканову, Владимиру Любушкину, Олегу Климову, Юрию Нефедову, Степану Агароновичу Бунятову и заботливому секретарю Ирине Ивановне Сидоркиной) за постоянную рабочую атмосферу, дружеский юмор и задор, за безотказную помощь в работе; экспериментальной группе коллаборации NOMAD за проделанную работу по набору статистики нейтринных взаимодействий, обработку данных и моделирование физических процессов в эксперименте; Объединению Молодых Ученых и Специалистов (ОМУС) г. Дубны и Андрею Тамонову за организацию VIII научной конференции, в рамках которой был сделан доклад по идентификации протонов в эксперименте NOMAD; фонду некоммерческих программ “Династия” и Дмитрию Борисовичу Зимину за материальную поддержку в виде стипендии, организованную этим фондом; Игорю Романовичу Бойко за помощь при статистическом анализе; Дмитрию Наумову, Борису Попову, Артему Чуканову, Владимиру Любушкину и Дмитрию Кустову за помощь при редактировании диплома; Михаилу Григорьевичу Сапожникову за введение в физику элементарных частиц и рецензирование данной дипломной работы; моим родителям, сестрам и племяннице, моей любимой подруге Лене и моим друзьям за поддержку и понимание; моей Родине – Киренску, моей Школе – Иркутску, моей Работе – Дубне.

Глава 1

Странный экзотический барионный резонанс $\Theta^+(1530)$: предсказание и экспериментальное подтверждение

1.1 Теоретические аспекты

К экзотическим в специальном смысле этого слова относятся барионные состояния, которые не могут быть составлены из $3B$ валентных кварков (B – барионное число) и, в силу своих квантовых чисел, должны содержать одну (или более) кварк-антикварковую пару. Очевидно, что любое состояние с положительной странностью является экзотическим, так же как и состояние с достаточно большим отрицательным значением странности, $S < 3B$. Кроме того, при любом значении гиперзаряда или странности $S < 0$ экзотическим является состояние с достаточно большим значением изотопического спина $I > (3B + S)/2$. Это связано с тем, что ненулевой изоспин имеют лишь нестранные кварки, а число валентных нестранных кварков ограничено значением $3B + S$. Θ^+ является барионом со странностью $S = +1$ и содержит по меньшей мере одну пару кварк-антикварк (с \bar{s} антикварком), почему и назван “странным”. Хорошо известно, что любые барионы (вообще говоря, адроны), которые по своим квантовым числам могут состоять лишь из валентных кварков, содержат так называемые “морские” кварки, а также глюоны, которые уносят значительную долю импульса бариона. Однако в пентакварках типа Θ^+ пара $q\bar{q}$ является валентной в том смысле, что она несет определенные квантовые числа, например странность.

1.1.1 Пентакварки в модели киральных солитонов

Скирмионная модель [6] полагает, что нуклоны могут быть представлены как солитоны пионного (или кирального) поля. Эта модель, которая полностью несвязана с

кварковой моделью, позволила по-новому классифицировать барионные состояния как возбуждения кирального поля.

Минимальным сферически симметричным обобщением, учитывающим три компоненты изоспина кирального поля, является так называемая форма “ежа”

$$\pi^a = \frac{x^a}{r} P(r), \quad (1.1)$$

где $P(r)$ – сферически-симметричный профиль солитона. Подразумевается, что изопро- странственное вращение поля эквивалентно пространственному вращению. Следова- тельно, квантование солитонного поля подобно квантованию сферического волчка: враща- тельные состояния имеют изоспин T равный спину J , а их энергия возбуждения

$$E_{rot} = \frac{J(J+1)}{2I}, \quad (1.2)$$

где I – момент инерции солитона. Поэтому состояния имеют $(2J+1)^2$ вырождение по спину и изоспину. Для $J = 1/2$ имеем четыре нуклонных состояния; для $J = 3/2$ – шест- надцать Δ -изобар. Утверждая, что N и Δ являются различными состояниями одного и того же объекта (“классического нуклона”), получаем определенные соотношения между их характеристиками, которые удовлетворены с точностью в несколько процентов [7].

Мы знаем, что спонтанное нарушение киральной симметрии в КХД является одной из важнейших особенностей сильных взаимодействий, определяя в значительной степе- ни их динамику. Виттен [8] показал, что в пределе большого количества цветов $N_c \rightarrow \infty$ киральное поле в нуклоне может рассматриваться как классическое, т. е. как солитон (классический предел КХД). Иоффе [9] рассмотрел киральную эффективную теорию сильных взаимодействий, основываясь на КХД. Он показал возникновение октета без- массовых голдстоуновских бозонов (π, K, η) в пределе безмассовых u -, d - и s -кварков, или триплета безмассовых пионов в пределе $m_u, m_d \rightarrow 0$. Наличие восьми массивных псевдоскалярных мезонов является следствием спонтанного нарушения киральной сим- метрии.

Обобщение к барионам с тремя ароматами [8, 10] делает успех модели киральных солитонов еще более внушительным. Вращение теперь может быть выполнено в обычном $SU(3)$ пространстве и в $SU(3)$ пространстве ароматов. Основные моменты группы $SU(3)$ изложены в прил. § В.1. Самосогласованное псевдоскалярное поле, которое связывает $N_c = 3$ кварков в “классический” барион (солитонное поле), запишется в следующей форме

$$U(\vec{x}) \equiv \exp(i\pi_A(\vec{x})\lambda^A/F_\pi) = \begin{pmatrix} \exp[i(\vec{n}\vec{\tau})P(r)] & 0 \\ 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad \vec{n} = \frac{\vec{x}}{r}, \quad (1.3)$$

где F_π – постоянная пионного распада, λ^A – восемь $SU(3)$ матриц Гелл-Манна, а $\vec{\tau}$ – три $SU(2)$ матрицы Паули. Для данного анализа конкретная форма сферически- симметричного профиля солитона $P(r)$, определяемая динамикой, не важна.

Зависимость от времени вводится следующим образом

$$\tilde{U}(\vec{x}, t) = R(t)U(\vec{x})R^\dagger(t), \quad (1.4)$$

где $R(t)$ – унитарная $SU(3)$ матрица коллективных координат, зависящая только от времени, $U(\vec{x})$ – статическое поле, определяемое соотношением (1.3). Угловые скорости

вращения солитона ω_A в $SU(3)$ пространстве определяются соотношениями

$$R^\dagger(t)\dot{R}(t) = -\frac{i\omega_A\lambda^A}{2}. \quad (1.5)$$

При параметризации [11] в соотношении (1.4) можно выделить линейный вклад в лагранжиан от действия Весса-Зумино-Виттена [8, 10], который зависит только от ω_8

$$L_{WZ} = -\frac{N_c B}{2\sqrt{3}}\omega_8, \quad (1.6)$$

где B – барионное число ($B = 1$). Определив гиперзаряд бариона (системы барионов) Y_R в системе координат, привязанной к вращающемуся солитону, который называют еще правым гиперзарядом,

$$Y_R = -\frac{2}{\sqrt{3}}\frac{\partial L}{\partial \omega_8}, \quad (1.7)$$

получим условия квантования Гуаданьини [10]

$$Y_R = \frac{N_c B}{3} = 1. \quad (1.8)$$

Для любого $SU(3)$ -мультиплета (p, q) (прил. § В.1) максимальный гиперзаряд определяется выражением $Y_{max} = (p + 2q)/3$, и очевидным образом должно выполняться неравенство

$$\frac{(p + 2q)}{3} \geq \frac{N_c B}{3}. \quad (1.9)$$

Это условие квантования имеет простую физическую интерпретацию: стартуем от изначально нестранной конфигурации, которая остается таковой в системе привязанной к солитону. Все другие состояния мультиплета в системе наблюдателя возникают в результате вращений этой конфигурации в $SU(3)$ пространстве, и каждый мультиплет должен содержать нестранное состояние. Число нестранных состояний в мультиплете со спином J равно $2J + 1$.

В работах [10, 12, 13] показывается, что самыми низшими барионными состояниями являются

- $(p, q) = (1, 1)$, спин $S = 1/2$, октет с двумя нестранными барионами, N ;
- $(p, q) = (3, 0)$, спин $S = 3/2$, декаплет с четырьмя нестранными барионами, Δ .

Мультиплеты меньшей размерности запрещены неравенством (1.9).

Члены следующего мультиплета барионных состояний, рассмотренные Дьяконовым и др. [5],

- $(p, q) = (0, 3)$, спин $S = 1/2$, антидекаплета с двумя нестранными барионами, N^* ,

содержат одну кварк-антикварковую пару. Действительно, максимальный гиперзаряд равен 2, что соответствует странности $S = +1$, т. е. должна присутствовать пара $q\bar{s}$, $q = u$ или d , и в силу $SU(3)$ -инвариантности сильных взаимодействий все компоненты мультиплета должны содержать пару $q\bar{q}$.

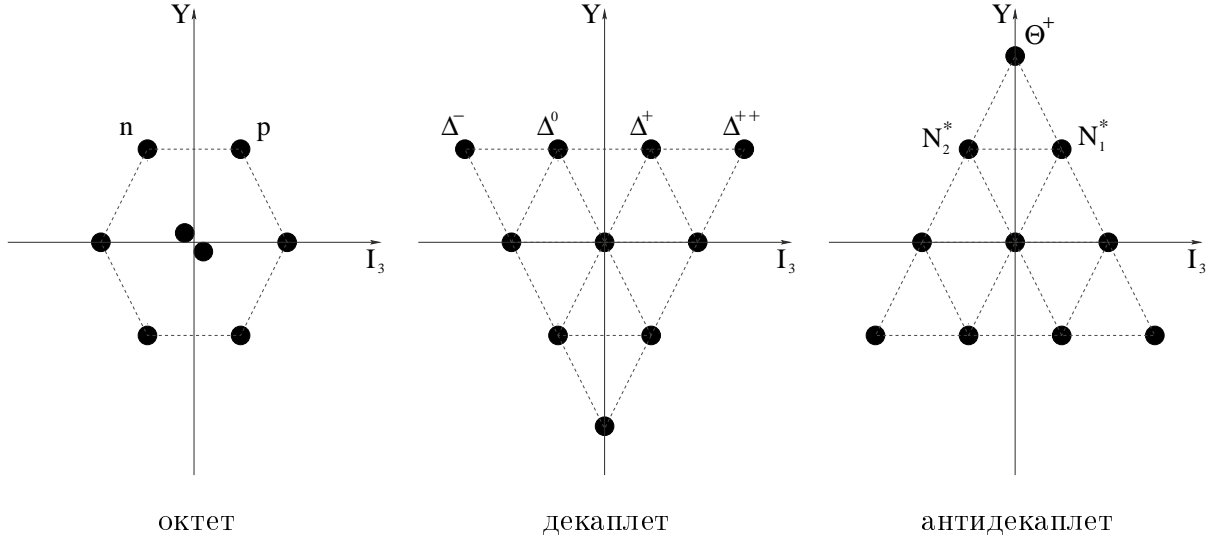


Рис. 1.1: I_3Y -диаграммы мультиплетов барионов.

Диаграммы I_3Y рассмотренных мультиплетов изображены на рис. 1.1. Минимальное значение гиперзаряда в мультиплете $Y_{min} = -(2p+q)/3$, максимальное значение изоспина $I_{max} = (p+q)/2$ достигается при $(p-q)/3$.

Вершиной антидекаплета является Θ^+ со странностью $S = +1$ и изоспином $I = 0$, которые определяют его кварковый состав: $uudd\bar{s}$.

Кроме линейного члена по угловым скоростям вращения в $SU(3)$ пространстве, обусловленного действием Весса-Зумино, имеются квадратичные по этим угловым скоростям вклады, возникающие из лагранжиана, представленного в виде разложения по степеням киральных производных, левых $l_\mu = \partial U U^\dagger$ и правых $r_\mu = U^\dagger \partial U$ [11],

$$L_{rot} = \frac{1}{2I_1} \sum_{A=1}^3 \omega_A^2 + \frac{1}{2I_2} \sum_{A=4}^7 \omega_A^2. \quad (1.10)$$

Коэффициентами в квадратичной форме являются моменты инерции, изотопический или пионный I_1 и странный или каонный I_2 . Энергия вращения солитона $E_{rot} = L_{rot}$.

В результате процедуры канонического квантования возникает гамильтониан вращения [10, 5]

$$H_{rot} = \left(\frac{1}{2I_1} - \frac{1}{2I_2} \right) \mathbf{J}_3^2 + \frac{1}{2I_2} \mathbf{J}_8^2 - \frac{N_c^2 B^2}{24I_2}, \quad (1.11)$$

где \mathbf{J}_3^2 и \mathbf{J}_8^2 – операторы Казимира второго порядка для групп $SU(2)$ и $SU(3)$, собственные значения которых равны:

$$\mathbf{J}_3 = \sum_{a=1}^3 J_a^2 = J(J+1), \quad \mathbf{J}_8 = \sum_{A=1}^8 J_A^2 = \frac{p^2 + pq + q^2}{3} + p + q.$$

Разности между энергиями вращения первых трех мультиплетов определяются следующими выражениями:

$$\Delta^{10-8} = E_{rot}^{(3,0)} - E_{rot}^{(1,1)} = \frac{3}{2I_1} \quad (1.12)$$

$$\Delta^{\overline{10}-8} = E_{rot}^{(0,3)} - E_{rot}^{(1,1)} = \frac{3}{2I_2} \quad (1.13)$$

$$\Delta^{\overline{10}-10} = E_{rot}^{(0,3)} - E_{rot}^{(3,0)} = \frac{3}{2I_2} - \frac{3}{2I_1} \quad (1.14)$$

и зависят только от моментов инерции I_1 и I_2 .

Если бы выполнялось соотношения $I_1 < I_2$, то антидекаплет был бы легче, чем декаплет. В реальном случае I_2 примерно вдвое меньше, чем I_1 , и поэтому компоненты антидекаплета оказываются тяжелее соответствующих (по странности) компонент декаплета.

Формула (1.11) получена в приближении жесткого ротатора, т. е. считается, что при вращении в пространстве ароматов функция профиля солитона и, соответственно, его размеры и другие свойства не изменяются. Для справедливости этого приближения необходимо, чтобы время вращения солитона в пространстве ароматов τ_{rot} было меньше, чем время его деформации τ_{deform} под действием сил обусловленных наличием в лагранжиане членов, нарушающих симметрию по ароматам, т. е. $m_K/m_\pi > 1, F_K > F_\pi > 1, F_K, F_\pi$ – константы распада K -, π -мезонов, экспериментально $F_K/F_\pi \simeq 1,22$. Время τ_{rot} может быть легко оценено, поскольку $\tau_{rot} \sim \pi/\omega$ и $\omega \sim \sqrt{\mathbf{J}_8^2}/I_2$. Труднее оценить τ_{deform} , можно лишь утверждать, что оно больше, чем время распространения сигнала внутри солитона $\tau_{sign} \sim 2J_H$. Таким образом, приближение жесткого ротатора справедливо, если

$$\pi I_2 \ll 2J_H \sqrt{\mathbf{J}_8^2}.$$

Численно получаем $\pi I_2 \simeq 8 \text{ ГэВ}^{-1}$ и $2J_H \sqrt{\mathbf{J}_8^2} \simeq 12 \text{ ГэВ}^{-1}$.

Альтернативой этому является приближение “мягкого” или медленного ротатора, когда предполагается, что при каждом значении угла поворота в “странном” направлении ν имеется достаточно времени для того, чтобы солитон успел деформироваться под действием сил, обусловленных наличием в лагранжиане членов, нарушающих симметрию по ароматам [14]. Реальный случай является промежуточным, однако для барионов приближение жесткого ротатора более оправдано в силу сделанной выше оценки.

Расщепление масс в $SU(3)$ -мультиплетях обусловлено наличием в лагранжиане нарушающих симметрию по ароматам членов. В [5] рассмотрен случай отличной от нуля массы странного кварка $m_s \neq 0$, которая линейно входит в гамильтониан

$$\Delta H_{m_s} = \alpha D_{88}^{(8)} + \beta Y + \frac{\gamma}{\sqrt{3}} \sum_{a=1}^3 D_{8a}^{(8)} J_a, \quad (1.15)$$

где $D_{ij}^{(8)}$ – вигнеровские матрицы вращения в $SU(3)$ пространстве [15], зависящие от матрицы ориентации бариона. Коэффициенты α, β, γ пропорциональны массе s -кварка и выражаются через комбинацию моментов инерции солитона, $I_{1,2}$ и $K_{1,2}$, и Σ -член пион-нуклонного рассеяния:

$$\alpha = -\frac{2}{3} \frac{m_s}{m_u + m_d} \Sigma + m_s \frac{K_2}{I_2}, \quad (1.16)$$

$$\beta = -m_s \frac{K_2}{I_2}, \quad (1.17)$$

$$\gamma = \frac{2}{3} m_s \left(\frac{K_1}{I_1} - \frac{K_2}{I_2} \right), \quad (1.18)$$

$$\Sigma = \frac{m_u + m_d}{2} \langle N | \bar{u}u + \bar{d}d | N \rangle. \quad (1.19)$$

Расщепление масс можно получить, поместив ΔH_{m_s} между физическими состояниями

$$\Delta m_B = \langle B | \Delta H_{m_s} | B \rangle. \quad (1.20)$$

Значение расщепления масс членов 8, 10, $\overline{10}$ -мультиплетов приведены в табл. 1.1.

Таблица 1.1: *Расщепление масс в мультиплетах 8, 10, $\overline{10}$.*

октет	I	Y	Δm_B
N	1/2	1	$\frac{3}{10}\alpha + \beta - \frac{1}{20}\gamma$
Λ	0	0	$\frac{1}{10}\alpha + \frac{3}{20}\gamma$
Σ	1	0	$-\frac{1}{10}\alpha - \frac{3}{20}\gamma$
Ξ	1/2	-1	$-\frac{1}{5}\alpha - \beta + \frac{1}{5}\gamma$
декаплет			
Δ	3/2	1	$\frac{1}{8}\alpha + \beta - \frac{5}{16}\gamma$
Σ^*	1	0	0
Ξ^*	1/2	-1	$-\frac{1}{8}\alpha - \beta + \frac{5}{16}\gamma$
Ω	0	-2	$-\frac{1}{4}\alpha - 2\beta + \frac{5}{8}\gamma$
антидекаплет			
Θ^+	0	2	$\frac{1}{4}\alpha + 2\beta - \frac{1}{8}\gamma$
$N_{\overline{10}}$	1/2	1	$\frac{1}{8}\alpha + \beta - \frac{1}{16}\gamma$
$\Sigma_{\overline{10}}$	1	0	0
$\Xi_{\overline{10}}$	3/2	-1	$-\frac{1}{8}\alpha - \beta + \frac{1}{16}\gamma$

Расщепление масс в этих мультиплетах зависит только от двух комбинаций α, β, γ , и выполняются следующие соотношения:

- соотношения Гелл-Манна-Окубо
 $2(m_N + m_\Xi) = 3m_\Lambda + m_\Sigma,$
 $m_\Delta - m_{\Sigma^*} = m_{\Sigma^*} - m_{\Xi^*} = m_{\Xi^*} - m_{\Omega^-},$
- формула Гуаданьини [10]
 $8(m_{\Xi^*} + m_N) + 3m_\Sigma = 11m_\Lambda + 8m_{\Sigma^*},$
- отношение между константами группы $SU(3)$
 $F/D = 5/9 \simeq 0,555 \dots$ против $0,56 \pm 0,02$ экспериментального,

которые удовлетворены с точностью лучше 1%! Для лучшего описания расщепления масс в октете и декаплете комбинаций коэффициентов α, β, γ должны иметь следующие значения:

$$\alpha + \frac{3}{2}\gamma = -380\text{МэВ}, \quad (1.21)$$

$$\frac{1}{8}\alpha + \beta - \frac{5}{16}\gamma = -150\text{МэВ}. \quad (1.22)$$

Для того, чтобы получить значение расщепления масс членов антидекуплета, необходимо найти третью комбинацию α, β, γ , которую можно получить непосредственно из расщепления масс членов октета и декаплета. Спектр состояний в антидекаплете принимается эквидистантным (как и в случае с декаплетом). Однако, третья комбинация α, β, γ может быть установлена при знании Σ -члена пион-нуклонного рассеяния и отношения масс кварков. В [5] эти значения были приняты равными:

$$\frac{m_s}{m_u + m_d} \simeq 12,5, \quad \Sigma \simeq 45\text{МэВ}. \quad (1.23)$$

Тогда для суммы $\alpha + \beta$ имеем

$$\alpha + \beta = -\frac{2m_s}{3(m_u + m_d)}\Sigma \simeq -375\text{МэВ}. \quad (1.24)$$

Решая систему уравнений (1.21,1.22,1.24), получим значения коэффициентов α, β, γ

$$\alpha \simeq -218\text{МэВ}, \quad \beta \simeq -156\text{МэВ}, \quad \gamma \simeq -107\text{МэВ}. \quad (1.25)$$

А значение эквидистантного расщепления в антидекаплете равно

$$\Delta_{m_{\overline{10}}} = -\frac{1}{8}\alpha - \beta + \frac{1}{16}\gamma \simeq 180\text{МэВ}, \quad (1.26)$$

самым легким состоянием которого является Θ^+ резонанс.

Принимая за один из членов антидекаплета известный нуклонный резонанс $N(1710, \frac{1}{2}^+)$, Дьяконов и др. [5] предсказали массы всех его членов (рис. 1.2).

Масса Θ^+ в этом случае составляет

$$m_{\Theta^+} \simeq 1530\text{МэВ}. \quad (1.27)$$

Однако [5] предсказывает очень тяжелую массу $M_{\Xi_{3/2}} = 2070$ МэВ, которая не сходится с экспериментальным значением (смотрите § 1.3.2). Используемые внешние параметры: масса $M_{N^*} = 1710$ МэВ и $\Sigma = 45$ МэВ возможно не являются правильными, но от их значений зависят массы барионных состояний.

В работе [16] значение Σ определяют равным $\simeq 75$ МэВ согласно экспериментальному спектру барионных состояний [17]. На рис. 1.3 приводится зависимость масс членов антидекаплета от значения параметра Σ -члена при фиксированной массе Θ^+ ($M_{\Theta} = 1540$ МэВ).

Кварковый состав Θ^+ резонанса ($uudd\bar{s}$) позволяет указать на моды его распада, обусловленные сильным взаимодействием (без изменения ароматов и числа кварков): $\Theta^+ \rightarrow NK$, где N – нуклон (протон uud или нейтрон udd), K – соответствующий каон ($K^0 = d\bar{s}$ или $K^+ = u\bar{s}$).

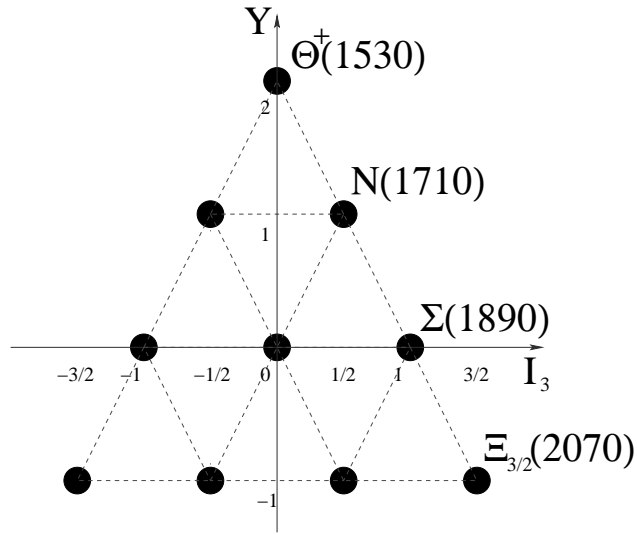


Рис. 1.2: $I_3 Y$ -диаграмма членов предсказываемого антидекаплета. Расщепление масс $\Delta_{m_{10}} \simeq 180 \text{ МэВ}$. В вершине находится Θ^+ с массой 1530 МэВ.

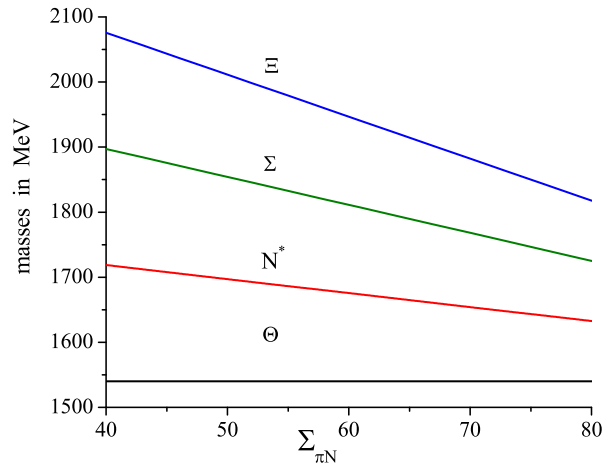


Рис. 1.3: Значение масс членов антидекаплета как функция Σ [16].

Рассмотрим значение ширины распада Θ^+ резонанса, которая была получена Дьяконовым и др. [5].

Для стандартного расчета нелептонного распада бариона с $J^P = \frac{1}{2}^+$ [2]

$$\Theta^+ \rightarrow NK \quad (1.28)$$

амплитуда (матричный элемент) в общем виде

$$\mathcal{M} = g_{\Theta \rightarrow NK} \bar{u}_\Theta (A + B\gamma^5) u_N \varphi_K, \quad (1.29)$$

где \bar{u}_Θ , u_N – спинорные волновые функции начального (Θ^+) и конечного (N) барионных состояний, φ_K – волновая функция каона, $g_{\Theta \rightarrow NK}$ эффективная константа распада, A и B комплексные амплитуды распада, отвечающие S -волне ($l = 0$) и P -волне ($l = 1$). Учитывая, что φ_K – псевдоскаляр, приходим к выводу, что амплитуда A нарушает четность, а амплитуда B не нарушает ее.

Ширина распада определяется выражением

$$\Gamma_{\Theta \rightarrow NK} = \frac{g_{\Theta \rightarrow NK}^2}{8\pi} \left\{ \left[\frac{(M_\Theta + M_N)^2 - M_K^2}{M_\Theta^2} \right] |A|^2 + \left[\frac{(M_\Theta - M_N)^2 - M_K^2}{M_\Theta^2} \right] |B|^2 \right\} p^*, \quad (1.30)$$

где

$$p^* = \frac{\sqrt{[M_\Theta^2 - (M_N + M_K)^2] \cdot [M_\Theta^2 - (M_N - M_K)^2]}}{2M_\Theta}$$

– импульс образовавшихся N и K в системе покоя Θ^+ . Распад $\Theta^+ \rightarrow NK$ происходит по сильному взаимодействию, т. е. с сохранением четности, в этом случае $A = 0$, $B = 1$, а амплитуда распада

$$\Gamma_{\Theta \rightarrow NK} = \frac{g_{\Theta \rightarrow NK}^2}{8\pi} \left[\frac{(M_\Theta - M_N)^2 - M_K^2}{M_\Theta^2} \right] p^*. \quad (1.31)$$

В [5] ширина $\Gamma_{\Theta \rightarrow NK}$ записана следующим образом

$$\Gamma_{\Theta \rightarrow NK} = \frac{3G_{\overline{10}}^2}{2\pi(M_\Theta + M_N)^2} p^{*3} \frac{M_N}{M_\Theta} \cdot \frac{1}{5} \left(1 + \frac{\sqrt{5}}{4} c_{\overline{10}} \right), \quad (1.32)$$

где $G_{\overline{10}}$ – эффективная константа распада антидекаплета, которая выражается через константы разложения матричного элемента по операторам углового момента J_A , выписанного в терминах операторов коллективных координат R начального и конечного барионных состояний, импульса мезона и углового момента J_A в $SU(3)$ пространстве ароматов, $c_{\overline{10}}$ – коэффициент смешивания амплитуд октета и антидекаплета. Константе $G_{\overline{10}}$, соответствующей распадам нестабильных членов декаплета, присваивается значение $\simeq 19$, что соответствует $g_{N \rightarrow N\pi} = 13,3$ против экспериментального значения $\simeq 13,6$. Значение $G_{\overline{10}}$ при этом получается равным $\simeq 9$, что соответствует $\Gamma_{\Theta \rightarrow NK} \simeq 15$ МэВ и $g_{\Theta \rightarrow NK} = 5,7$. Таким образом, подавление распада $\Theta^+ \rightarrow NK$ имеет место, но оно невелико.

Значения ширины распада Θ^+ зависит от отношения констант разложения матричного элемента по операторам углового момента J_A и может принимать значения менее 15 МэВ, например $\Gamma_{\Theta \rightarrow NK} = 1$ МэВ при $G_{\overline{10}} \simeq 2,3$ [16].

1.1.2 Дикварковая модель и пентакварковые состояния

В отличие от киральной солитонной модели, которая рассматривает Θ^+ как третье низшее возбуждение кирального поля в $SU(3)$ пространстве ароматов, Джаффе и Вильчек [18] предлагают динамическую интерпретацию новой пентакварковой частицы.

Рассматривая сильную спино-цветовую корреляцию сил, которые приводят к явлению цветовой сверхпроводимости [19], они полагают, что Θ^+ является связанным состоянием \bar{s} -антикварка с двумя сильно-взаимодействующими ud -дикварками. Такая дикварковая картина по-видимому также описывает спектроскопию легких скалярных мезонов, которые являются $q\bar{q}q\bar{q}$ состояниями [20, 21].

Спиновая, цветовая и ароматовая симметрии этой системы является такой, что четность Θ^+ предсказывается положительной. Киральная солитонная модель также предсказывает положительную четность Θ^+ . Интересно, что в наивной кварковой модели $qqqq\bar{q}$ в главном состоянии может быть только с отрицательной четностью (кварк имеет положительную четность, а антикварк - отрицательную), $P = (+1)^4 \cdot (-1)$. А масса такого состояния предсказывается равной $\simeq 1700$ [22].

И антидекуплет, и пентакварковые мультиплеты высших порядков предсказываются в этой модели, и смешивание между ними производят физические состояния, подобно тому, как ϕ, ω смешиваются в мезонном секторе. Θ^+ состояние фиксируется с массой равной 1540 МэВ. Самое легкое состояние $(ud)(ud)\bar{d}$, которое имеет квантовые числа нуклона, авторы экспериментально идентифицировали с $M = 1440$ МэВ. Эти два состояния фиксируют масштаб и расщепление в мультиплете.

Экзотические барионные состояния Ξ_S предсказываются относительно легкими, с массой порядка 1750 МэВ. Эти предсказания были сделаны перед открытием $\Lambda_{49} \Xi^{--}$ с массой 1860 МэВ.

На рис. 1.4 показано сравнение относительно предсказаний масс для пентакварковых состояний из дикварковой и киральной солитонной моделей.

Дикварковой моделью предсказывается также и узкая ширина Θ^+ .

Еще одним из описаний пентакварков является дикварк-трикварковая модель [23], в которой Θ^+ представляется связным состоянием $(ud)(ud\bar{s})$. А его предсказываемые квантовые числа: $J^P = \frac{1}{2}^+, I = 0$.

1.1.3 Пентакварки и кварк-глюонная плазма

Исследование экзотических барионных состояний также может иметь важное значение для другой области физики высоких энергий: поиска кварк-глюонной плазмы (КГП). Это такое состояние материи, предполагаемое для ранней вселенной, при котором плотность энергии настолько высока, что кварки и глюоны находятся в свободном состоянии, а не заключенные в адронах. В настоящее время проводится ряд экспериментов по столкновению тяжелых ионов в попытке создания и изучения этой формы материи.

Ожидается, что рождение пентакварков может быть увеличено в среде “незапертых” кварков и глюонов, поэтому пентакварковые состояния являются одним из указаний на наличие КГП. Ченом и др. [24] были предложены оценки рождения Θ^+ из КГП. Однако, более детальное исследование пентакварков и их свойств необходимо прежде, чем эти экзотические состояния могли бы действительно использоваться для предсказания существования КГП.

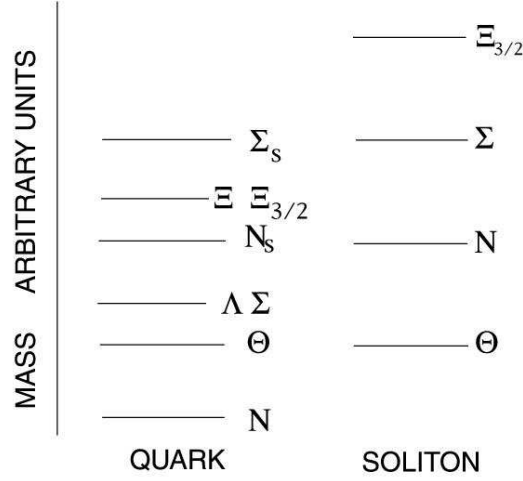


Рис. 1.4: Сравнение масс пентакварков, предсказываемых дикварковой и киральной солитонной моделями [18].

Рассматривая различные подходы, Летессьер и др. [25] исследовали каким образом пентакварковые состояния должны быть включены в существующую модель столкновения тяжелых ионов и насколько изменяется точность описания моделью существующих экспериментальных данных, в особенности для измерения странных барионов и мезонов.

1.2 Экспериментальные аспекты

Рассмотрим экспериментальные вопросы поиска Θ^+ и измерения его характеристик, предсказываемые различными моделями.

- **Масса.** Будем ориентироваться на первоначально предсказанное значение массы $M = 1530$ МэВ.
- **Ширина распада.** Во всех теоретических работах еще не сделаны строгие оценки на ширину Θ^+ , известно лишь, что она очень мала $\Gamma < 15$ МэВ. Экспериментальное ограничение, связанное с разрешением детектора, на измерение ширины такого узкого резонанса, позволяет лишь сделать верхнюю оценку.
- **Каналы распада.** Распад Θ^+ обусловлен сильным взаимодействием, т. е. без изменения ароматов и числа кварков. Отсюда, распадные моды:

$$\begin{aligned} \Theta^+ &\rightarrow pK^0, & (uudd\bar{s}) &\rightarrow (uud)(d\bar{s}), \\ \Theta^+ &\rightarrow nK^+, & (uudd\bar{s}) &\rightarrow (udd)(u\bar{s}). \end{aligned}$$

- **Сечение рождения.** На сегодняшний момент нет строгих оценок сечения рождения Θ^+ . Известно лишь, что оно мало.
- **Спин и четность.** Предсказываемые спин и четность $J^P = \frac{1}{2}^+$ возможно измерить по угловым распределениям продуктов распада. Но для этого необходима достаточно большая статистика.

Предсказанная [5] масса и ширина резонанса позволяет осуществить его поиск на современных установках. Однако более детальное изучение характеристик Θ^+ является задачей для будущих экспериментов.

1.3 Обзор экспериментальных данных

Поиски экзотических барионных состояний велись сравнительно давно, однако отсутствие твердых теоретических предсказаний и низкая активность экспериментальных исследований вынудило PDG в 1988 году отказаться от обсуждения пентакварков на 15 лет. Современная история экспериментального поиска странного экзотического барионного резонанса Θ^+ насчитывает менее полутора лет. Самым важным открытием января 2003 года называют обнаружение этой экзотической частицы.

Впервые резонанс был обнаружен Такаши Накано и сотрудниками коллаборации LEPs в Японии [26, 27], и затем его наличие подтвердили следующие экспериментальные группы: ИТЭФ (DIANA) в Москве, Россия [28]; лаборатория Джефферсона (CLAS) в Вирджинии, США [29, 30, 31, 32]; ELSA (SAPHIR) в Бонне, Германия [33]; ИТЭФ на данных пузырьковых камер BEBC (WA21, WA25, WA59) в CERN, Швейцария, и лаборатории Ферми (E180, E632) в Чикаго, США [34]; DESY (HERMES) в Гамбурге, Германия [35]; ИФВЭ (SVD) в Протвино, Россия [36]; COSY-TOF в Германии [37]; ЛВЭ ОИЯИ в Дубне, Россия [38]; отдел NEP ANL – HERA (ZEUS) в Аргонне, США [39, 40]. В каждой из работ наблюдался резонанс в спектре инвариантной массы систем pK_S^0 или nK^+ с массой $\simeq 1540$ МэВ и узкой шириной распада < 25 МэВ, который был интерпретирован как Θ^+ . Важно, однако, заметить, что в эксперименте DESY (HERA-B) в Гамбурге, Германия [41], не наблюдался узкий резонансный пик в спектре инвариантной массы pK_S^0 в указанном интервале масс.

Также, следующими экспериментами наблюдались другие экзотические барионные состояния, которые интерпретировали как пентакварковые: CERN SPS (NA49) в CERN, Швейцария [42], – в спектре инвариантной массы системы $\Xi^{--}\pi^-$ со странностью $S = -2$ и зарядом $Q = -2$; DESY-HERA-H1 (H1) в Гамбурге, Германия [43], – антиочарованный пентакварк в спектре $D^{*-}p$ и $D^{*+}\bar{p}$.

1.3.1 Эксперименты по поиску Θ^+

Накано и др. [26, 27] в Японии наблюдали экзотический резонанс в реакциях фоторождения на ядрах углерода

$$\gamma n \rightarrow K^+ K^- n$$

на установке SPring-8. Был найден острый резонансный пик $1,54 \pm 0,01$ ГэВ с шириной < 25 МэВ (ошибка реконструкции массы составляла $\simeq 30$ МэВ) в спектре недостающей

массы γK^- на уровне достоверности $4,6\sigma$ (рис. 1.5). Данное состояние можно интерпретировать как экзотический барион, распадающийся на нейтрон и K^+ .

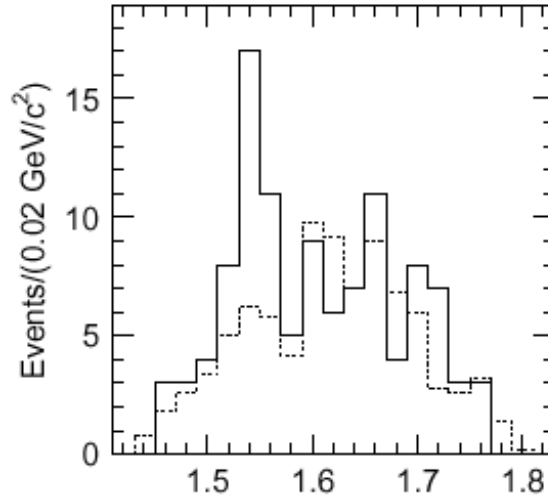


Рис. 1.5: Спектр недостающей массы γK^- для углеродной мишени (сплошная гистограмма) и для событий, полученных на мишени из жидкого водорода (пунктирная гистограмма), наблюдаемый коллаборацией LEPs на установке SPring-8 [26, 27]

Реакция образования и распада Θ^+ может быть представлена следующим образом

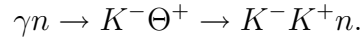


Диаграмма Фейнмана для этого процесса показана на рис. 1.6.

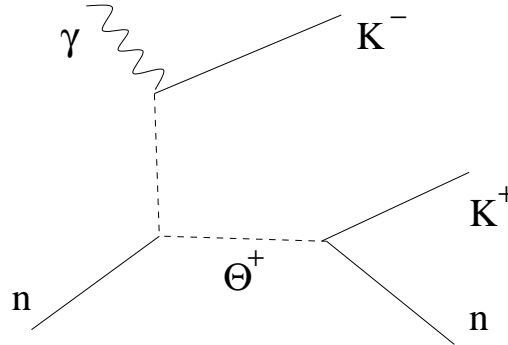


Рис. 1.6: Диаграмма Фейнмана фоторождения Θ^+ на нейтроне.

В это же время аналогичный резонанс нашли и наши ученые. В эксперименте ИТ-ЭФ [28] в ксеноновой пузырьковой камере DIANA изучалось взаимодействие K^+ -мезонов с ядрами ксенона (зарядово-обменная реакция $K^+ Xe \rightarrow K^0 p Xe'$), и наблюдался узкий резонанс с массой 1539 ± 2 МэВ и шириной < 9 МэВ (ошибка реконструкции массы составила $\simeq 3$ МэВ) в спектре инвариантной массы системы pK_S^0 на уровне достоверности около $4,4\sigma$ (рис. 1.7). Анализируемые данные были получены еще в 1980-е годы.

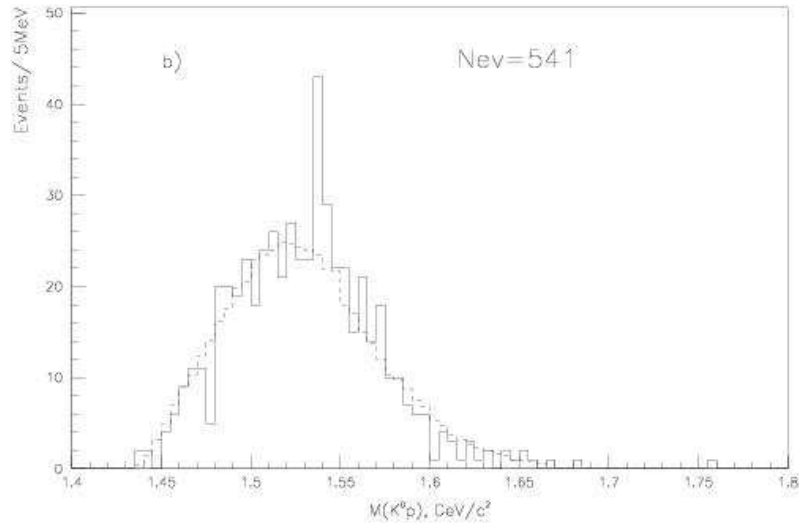


Рис. 1.7: Спектр эффективной массы системы pK_S^0 , в эксперименте ИТЭФ [28].

За первую половину 2003 года были опубликованы эти две экспериментальные статьи. Они отличаются по каналам распада Θ^+ , которые рассматривались выше. И все же за ними последовало огромное количество экспериментальных работ по поиску Θ^+ .

В лаборатории Джефферсона на спектрометре CEBAF с большим акцептенсом (CLAS) [29, 30, 31, 32] изучались эксклюзивные реакции фоторождения К-мезонов на:

- дейтронах
 - 1) $\gamma d \rightarrow K^+ K^- pn$;
- протонах
 - 2) $\gamma p \rightarrow K^+ K^- \pi^+ n$,
 - 3) $\gamma p \rightarrow \pi^+ \pi^- K^+ n$,

и узкий резонанс был обнаружен в спектре инвариантной массы системы nK^+ (рис. 1.8). Масса, ширина и статистическая значимость для каждой реакции составили:

- 1) $M = 1542 \pm 5$ МэВ, $\Gamma = 21$ МэВ, статистическая значимость $5,2 \pm 0,6 \sigma$;
- 2) $M = 1540$ МэВ, $\Gamma = 32$ МэВ, статистическая значимость $4,8 \pm 0,4 \sigma$;
- 3) $M = 1555 \pm 10$ МэВ, $\Gamma < 26$ МэВ, статистическая значимость $7,8 \pm 1,0 \sigma$.

После того, на Боннском электронном ускорителе ELSA в реакциях фоторождения пары $K\bar{K}$ на протонах при помощи детектора SAPHIR наблюдался пик в распределении по инвариантной массе в системе nK^+ , соответствующий массе $1540 \pm 4 \pm 2$ МэВ, на уровне достоверности $4,8 \sigma$ [33]. Верхняя граница для ширины составила 25 МэВ. Отсутствие двухзарядного состояния Θ^{++} в канале pK^+ позволило авторам сделать вывод, что резонанс является, по-видимому, изоскалярном.

Анализ данных, полученных ранее по взаимодействию нейтрино и антинейтрино с ядрами в пузырьковых камерах BEBC (WA21, WA25, WA59) в CERN и лаборатории

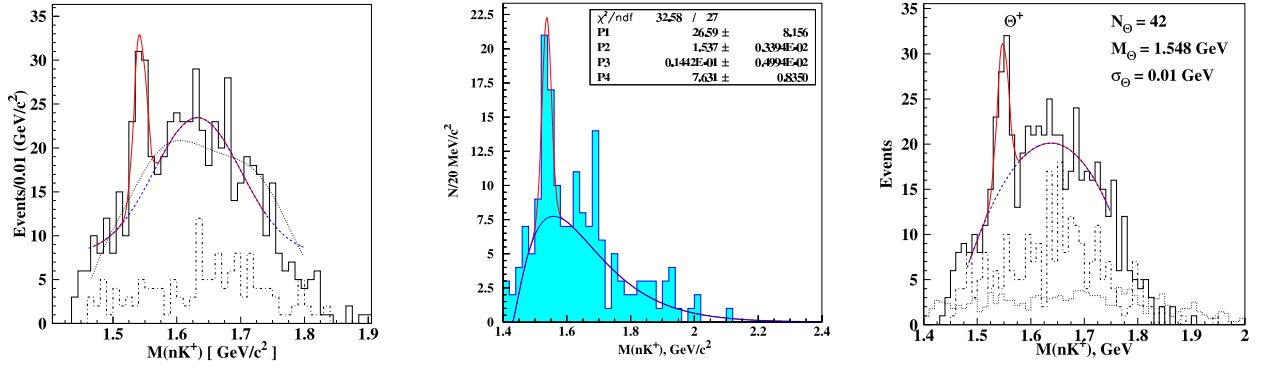


Рис. 1.8: Результаты наблюдения Θ^+ коллаборацией CLAS [29, 30, 31, 32]. Инвариантная масса системы pK^+ для реакций фоторождения на дейтронах (слева) и на протонах с образованием K^+K^- (посередине) и $\pi^+\pi^-$ (справа).

Ферми (E180, E632) в Чикаго [34], также привел к обнаружению резонанса в системе pK_S^0 с массой 1533 ± 5 МэВ, шириной < 20 МэВ, на уровне достоверности $6,7\sigma$ (рис. 1.9). Это единственный эксперимент, исследующий ту же реакцию, что и эксперимент NOMAD.

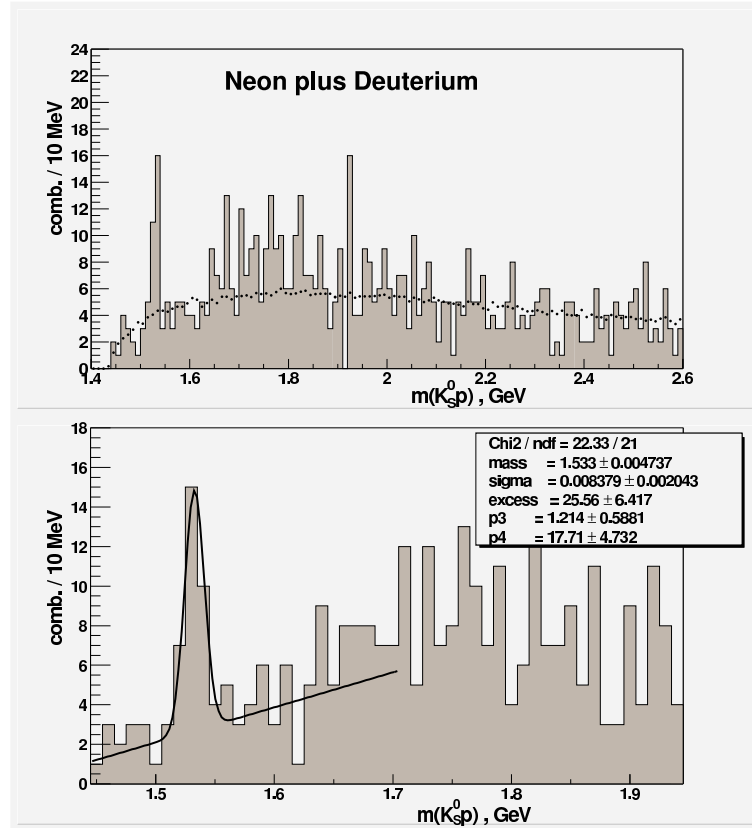


Рис. 1.9: Инвариантная масса системы pK_S^0 для данных, набранных на неоне и дейтерии в нейтринных экспериментах [34].

Далее, коллаборацией HERMES, DESY [35] в реакции фоторождения на дейтронах было подтверждено существование барионного резонанса с положительной странностью по каналу распада pK_S^0 . Масса этого состояния составляет $1528 \pm 2,6 \pm 2,1$, ширина распада превышает экспериментальное разрешение, равное $\sigma_{rec} = 4,3 - 6,2$ МэВ, статистическая значимость $4-6\sigma$ зависит от описания фона. Как и коллаборация SAPHIR по отсутствию барионного состояния Θ^{++} в спектре инвариантной массы pK^+ , HERMES утверждает об изоскалярности Θ^+ . На рис. 1.10 показаны спектры инвариантной массы систем pK^+ наблюдаемые в экспериментах ELSA [33] и DESY [35].

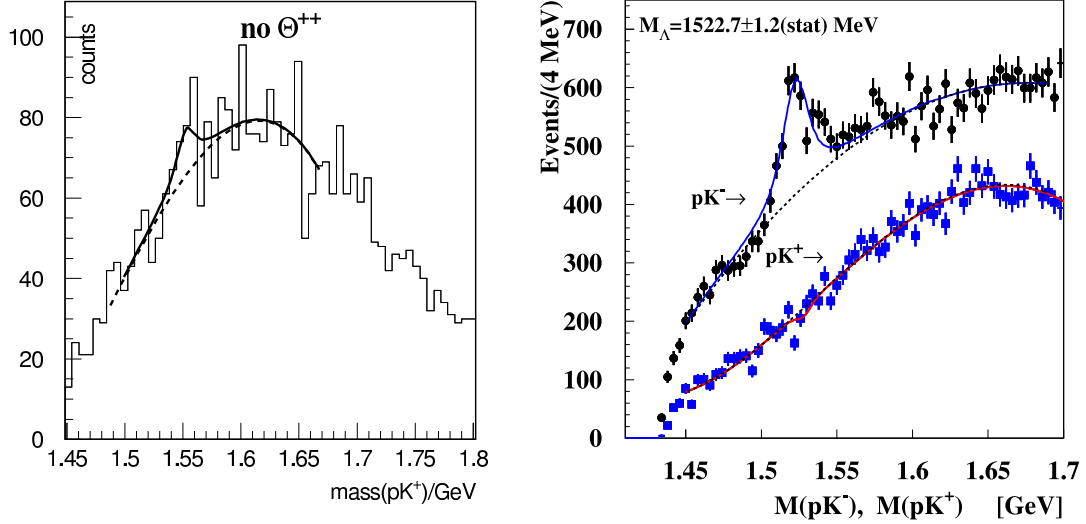


Рис. 1.10: Отсутствие в спектре инвариантной массы системы pK^+ в экспериментах ELSA [33] (слева) и DESY [35] (справа) барионного состояния $\Theta^{++}(1530)$ указывает на изоскалярность барионного состояния Θ^+ .

В следующем эксперименте, наблюдающем Θ^+ в реакции протон-нуклонного (C, Si, Pb) рассеяния от 70 ГэВ ($\sqrt{S} = 11,5$ ГэВ) ускорителя ИФВЭ (SVD) [36] в спектре инвариантной массы системы pK_S^0 , кроме значения массы $M = 1526 \pm 3 \pm 3$ МэВ и ширины распада $\Gamma < 24$ МэВ на уровне достоверности $5,6\sigma$, было оценено полное сечение рождения Θ^+ при $X_F \geq 0$. Оно составило $30 - 120$ мкб.

Экспериментальной группой COSY-TOF [37] узкий резонанс в системе pK_S^0 с массой 1530 ± 5 МэВ наблюдался в реакции $pp \rightarrow \Sigma^+ K^0 p$. Оцененная ширина резонанса, равная 18 МэВ, сопоставима с экспериментальным разрешением. В данной системе резонанс должен иметь странность $S = +1$, поэтому его можно интерпретировать как барионное состояние Θ^+ . Статистическая значимость сигнала в спектре инвариантной массы системы pK_S^0 находится между значениями $3,7 - 5,9\sigma$ и зависит от выбора фоновой кривой. Этот эксперимент является первым адрон-адронным экспериментом, наблюдающим Θ^+ .

Поиск Θ^+ коллаборацией ZEUS на детекторе HERA [39, 40] в реакции глубоко неупругого рассеяния ep с энергией в системе центра масс $\sqrt{S} = 300 - 318$ ГэВ также дает положительный результат. В спектре инвариантной массы систем pK_S^0 и $\bar{p}K_S^0$ наблюдается узкий пик с массой $M = 1521,5 \pm 1,5_{-1,7}^{+2,8}$ МэВ на уровне достоверности $4,6\sigma$, ширина которого (с учетом экспериментального разрешения) составляет $\Gamma = 8 \pm 4$ МэВ. Спектр

инвариантной массы системы pK^+ как и в других экспериментах показывает отсутствие двухзарядового состояния Θ^{++} .

Результаты всех экспериментов, которые были описаны выше, приведены на рис. 1.11 и в табл. 1.2.

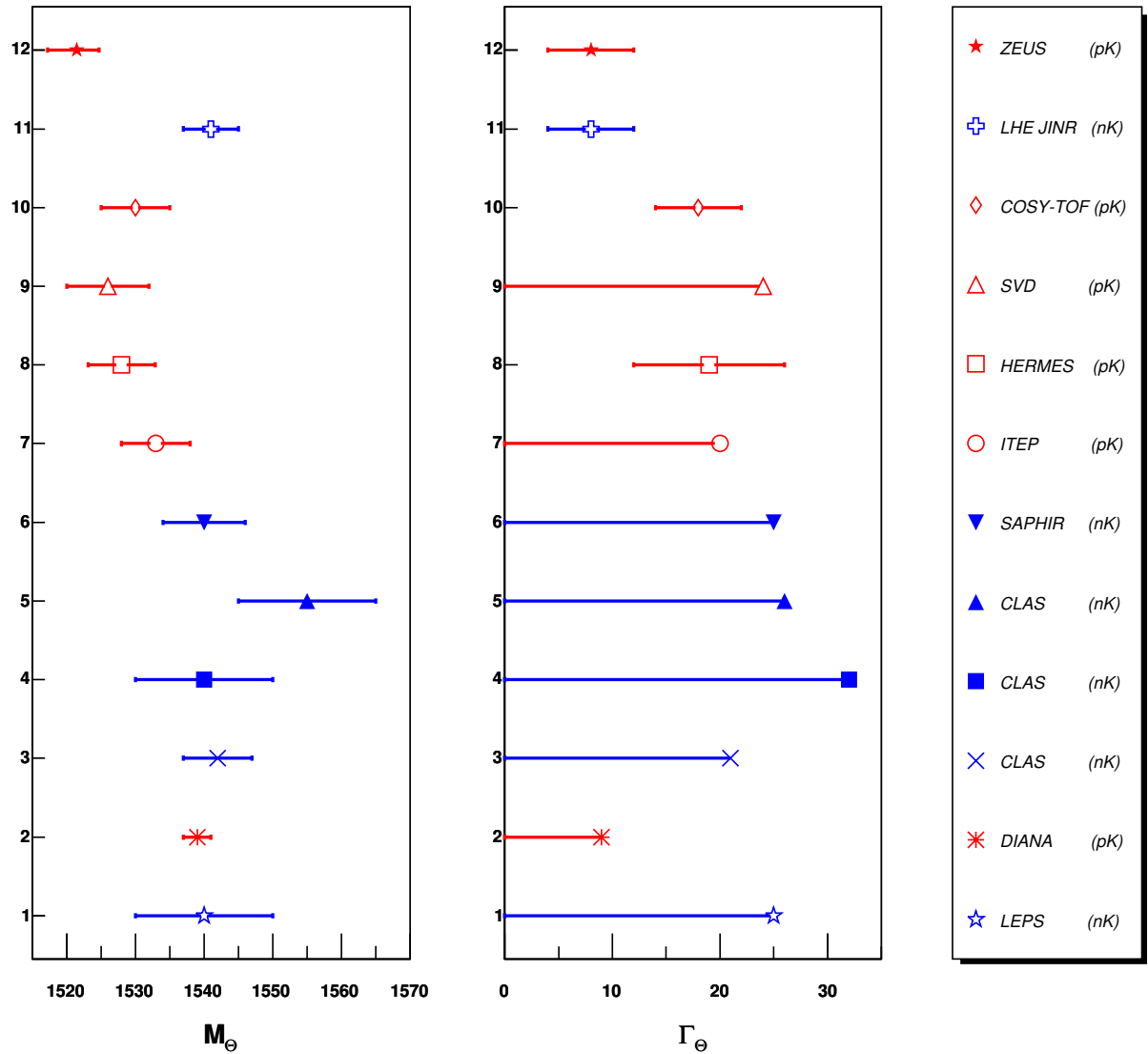


Рис. 1.11: Измеренные значения массы и ширины странного экзотического барионного резонанса Θ^+ в предыдущих экспериментах. В скобках указан канал поиска.

Таблица 1.2: Эксперимент, реакция рождения, масса, ширина и уровень достоверности экзотического барионного резонанса Θ^+ со странностью $S = +1$ в предыдущих экспериментах.

Эксперимент Реакция	Масса (M), МэВ	Ширина (Γ), МэВ	Уровень достоверности	Ссылка
LEPS (SPring-8) $\gamma n \rightarrow K^+ K^- n$	1540 ± 10	< 25	$4,6 \sigma$	[26, 27]
DIANA (ИТЭФ) $K^+ X e \rightarrow K^0 p X e'$	1539 ± 2	< 9	$4,4 \sigma$	[28]
CLAS (CEBAF) $\gamma d \rightarrow K^+ K^- p n$ $\gamma p \rightarrow K^+ K^- \pi^+ n$ $\gamma p \rightarrow \pi^+ \pi^- K^+ n$	1542 ± 5 1540 ± 10 1555 ± 10	< 21 < 32 < 26	$5,2 \pm 0,6 \sigma$ $4,8 \pm 0,4 \sigma$ $7,8 \pm 1,0 \sigma$	[29, 30, 31, 32]
SAPHIR (ELSA) $\gamma p \rightarrow n K^+ K_S^0$	$1540 \pm 4 \pm 2$	< 25	$4,8 \sigma$	[33]
ИТЭФ $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) N u \rightarrow p K_S^0 N u'$	1533 ± 5	< 20	$6,7 \sigma$	[34]
HERMES (DESY) $\gamma d \rightarrow p K_S^0 X$	$1528 \pm 2,6 \pm 2,1$	$19 \pm 5 \pm 2$	$4 - 6 \sigma$	[35]
SVD (ИФВЭ) $p A \rightarrow p K_S^0 X$	$1526 \pm 3 \pm 3$	< 24	$5,6 \sigma$	[36]
COSY - TOF $pp \rightarrow p K^0 \Sigma^+$	1530 ± 5	18 ± 4	$3,7 - 5,9 \sigma$	[37]
ЛВЭ ОИЯИ $np \rightarrow np K^+ K^-$	1541 ± 4	8 ± 4	$5,2 - 6,8 \sigma$	[38]
ZEUS (HERA) $ep \rightarrow p(\bar{p}) K_S^0 X$	$1521,5 \pm 1,5_{-1,7}^{+2,8}$	8 ± 4	$4,6 \sigma$	[39, 40]

1.3.2 Поиск других пентакварков

В ноябре 2003 года коллаборацией NA49 [42] в протон-протонном рассеянии при энергии в системе центра масс $\sqrt{S} = 17,2$ ГэВ зафиксированы резонансы в отрицательной двухзарядной $\Xi^- \pi^-$ и нейтральной $\Xi^- \pi^+$ системах с массой 1,86 ГэВ и шириной менее экспериментального разрешения, составляющего 18 МэВ, на уровне достоверности $4,0\sigma$. По-видимому, эти резонансы являются компонентами изотопического квартета гиперонов Ξ_{10}^- . Особенно интересно то, что в этом же эксперименте обнаружены антибарионные резонансы в системах $\Xi^+ \pi^+$ и $\Xi^+ \pi^-$, которые являются соответствующими античастицами Ξ_{10}^- . Совместный анализ данных по барионам и антибарионам привел к значению массы $M_{\Xi_{10}^-}(Q = -2) = 1862 \pm 2$ МэВ и $M_{\Xi_{10}^+}(Q = 0) = 1864 \pm 5$ МэВ (рис. 1.12).

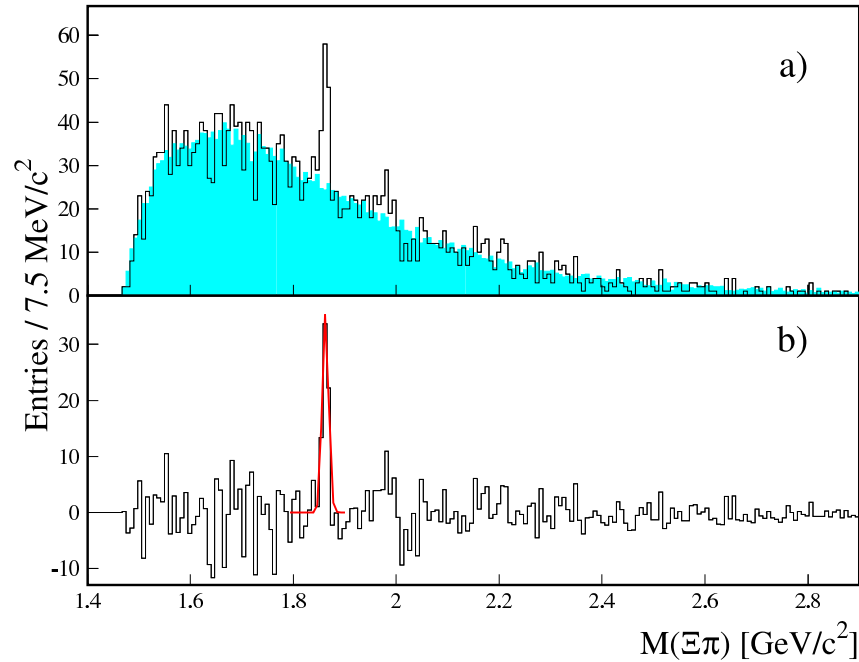


Рис. 1.12: Суммарный спектр инвариантной массы систем $\Xi^- \pi^-$, $\Xi^- \pi^+$, $\Xi^+ \pi^+$ и $\Xi^+ \pi^-$ (вверху) и спектр разности сигнала и фона этих систем, отфитированный функцией Гаусса (внизу), представленные в [42].

Коллаборацией H1 [43] на детекторе HERA в реакции глубоко неупругого рассеяния ep с энергией в системе центра масс $\sqrt{S} = 300 - 318$ ГэВ, уже упомянутом выше, был обнаружен узкий пик в спектре инвариантной массы систем $D^{*-} p$ и $D^{*+} \bar{p}$ (рис. 1.13).

Резонанс имеет массу $3099 \pm 3 \pm 5$ МэВ и ширину распределения Гаусса 12 ± 3 МэВ, согласующейся с экспериментальным разрешением. Резонанс был интерпретирован как экзотическое антиочарованное барионное состояние с минимально возможным кварковым составом $uudd\bar{c}$. Оцененная вероятность фоновой флуктуации составляет $4 \cdot 10^{-8}$, что соответствует примерно $5,7\sigma$.

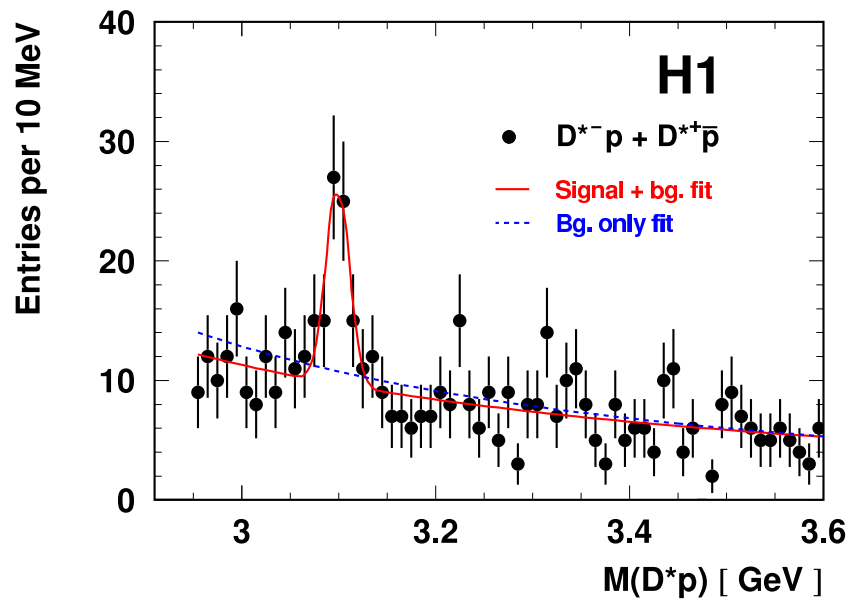


Рис. 1.13: Суммарный спектр инвариантной массы систем $D^{*-}p$ и $D^{*+}\bar{p}$ [43].

Глава 2

Эксперимент NOMAD

Свойства нейтрино привлекали внимание физиков со дня рождения нейтрино, когда В. Паули в 1930 году впервые предположил существование легкой нейтральной частицы, которая бы очень слабо взаимодействовала с веществом, унося часть импульса и спина в β распаде, что естественным образом объясняло непрерывный спектр электронов. Одним из ключевых аспектов современной нейтринной физики является вопрос о существовании у нейтрино массы, а также вопрос о смешивании различных типов нейтрино. Физически наблюдаемым следствием этого могут быть нейтринные осцилляции — явление превращения нейтрино одного сорта в нейтрино другого сорта во время распространения нейтрино.

2.1 Основная идея эксперимента

Главной целью эксперимента NOMAD¹ (Neutrino Oscillation MAgnetic Detector, WA-96) [44] является поиск появления тау-нейтрино (ν_τ) [45] в пучке широкого спектра от ускорителя SPS в CERN, состоящим преимущественно из ν_μ .

Детектор NOMAD [46] 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 [47] 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, вы-

¹ *страниц* (англ. *nomad*)

бранной 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 нейтрино.

2.2 Детектор и пучок нейтрино

Детектор NOMAD показан схематически на рис. 2.1 (вид сбоку) и рис. 2.2 (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.

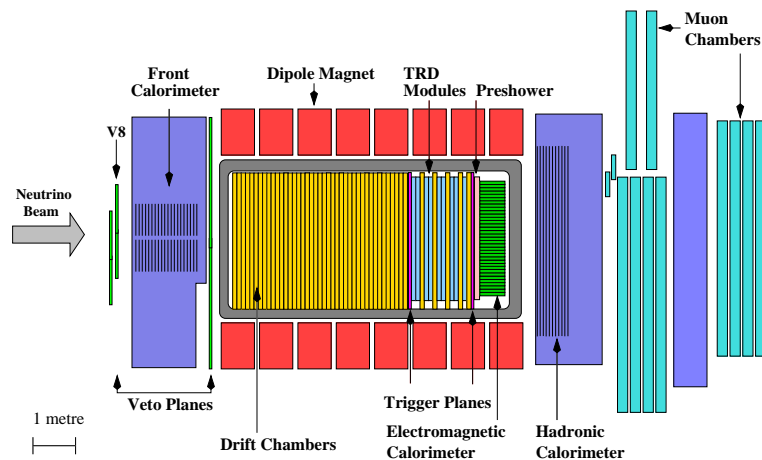


Рис. 2.1: Детектор NOMAD (вид сбоку)

Система координат детектора определена следующим образом (см. рис. 2.1): 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.

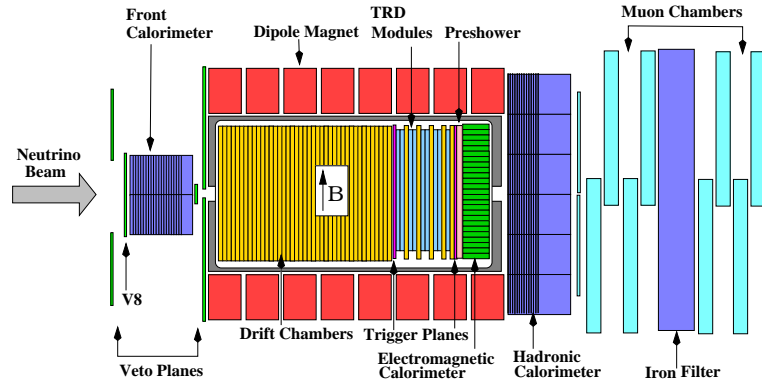


Рис. 2.2: Детектор NOMAD (вид сверху)

2.2.1 Пучок нейтрино

Детектор NOMAD находился в западной зоне CERN (WANF) и подвергался воздействию пучка нейтрино широкого спектра от ускорителя SPS [48]. Этот пучок был специально оптимизирован для экспериментов NOMAD и CHORUS. Схематический вид основных элементов, служащих для создания нейтринного пучка, приведен на рис. 2.3.

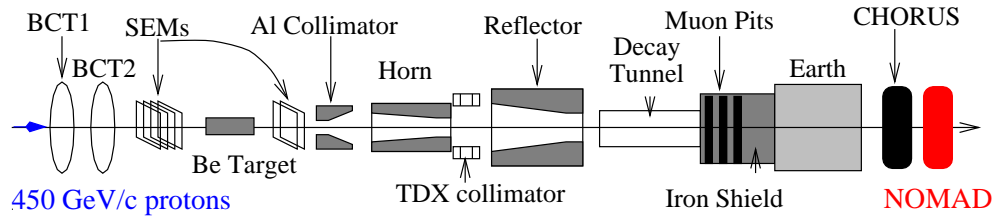


Рис. 2.3: Схематический вид основных элементов, служащих для создания нейтринного пучка.

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. 2.4 показан расчетный энергетический спектр и состав нейтринного пучка, полученный с помощью детального GEANT моделирования распадного канала [49]. 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 2.1. Основные неоднозначности при моделировании возникают из-за неточного знания выходов π и K мезонов при адронных взаимодействиях в бериллиевой мишени, которые были

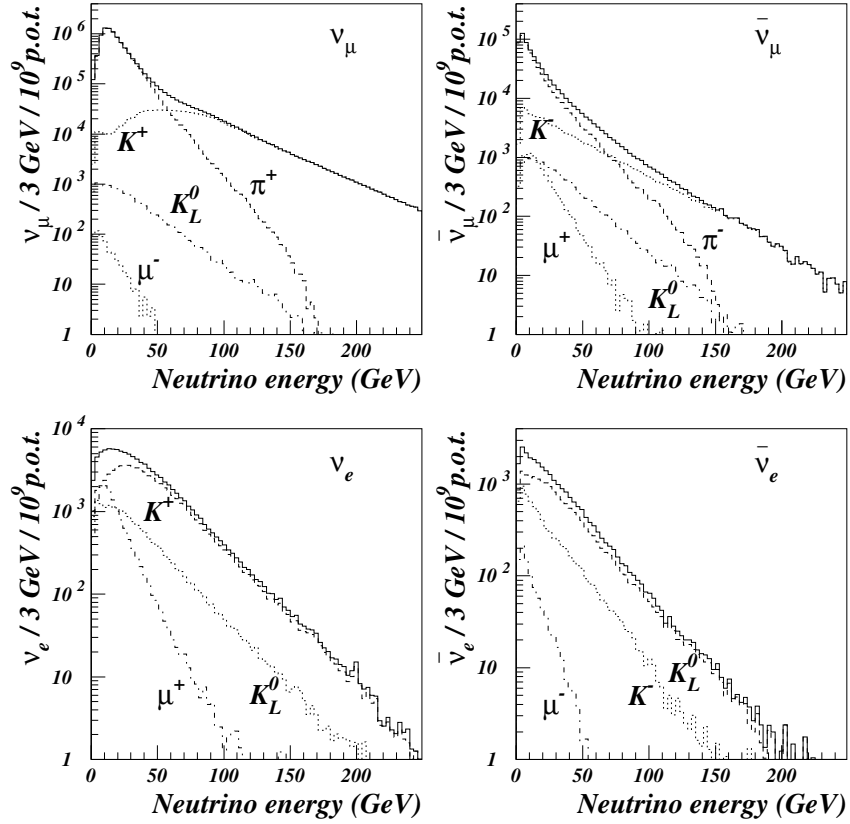


Рис. 2.4: Расчетный энергетический спектр и состав нейтринного пучка.

улучшены измерения коллаборации SPY [50], что позволило уточнить состав нейтринного пучка.

Таблица 2.1: Средняя энергия и состав нейтринного пучка. Ожидаемое число взаимодействий заряженного тока в эффективном объеме детектора NOMAD (для $2,4 \times 10^{19}$ p.o.t.)

	Средняя E_ν (ГэВ)	Относительный состав	Число ν взаимодействий
ν_μ	24,3	1,000	$1,15 \times 10^6$
$\bar{\nu}_\mu$	17,2	0,0678	$0,39 \times 10^5$
ν_e	36,4	0,0102	$0,17 \times 10^5$
$\bar{\nu}_e$	27,6	0,0027	$0,22 \times 10^4$

2.3 Установка NOMAD

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

2.3.1 Система вето

Система вето (veto - V) состоит из набора 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 пространство, в котором сцинтилляторы могли бы быть установлены идеальным образом. Аналогично, взаимодействия в передней части обмотки магнита не отбрасываются, но могут быть отделены от полезных взаимодействий в эффективном объеме детектора после реконструкции вершины события.

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

2.3.2 Передний калориметр

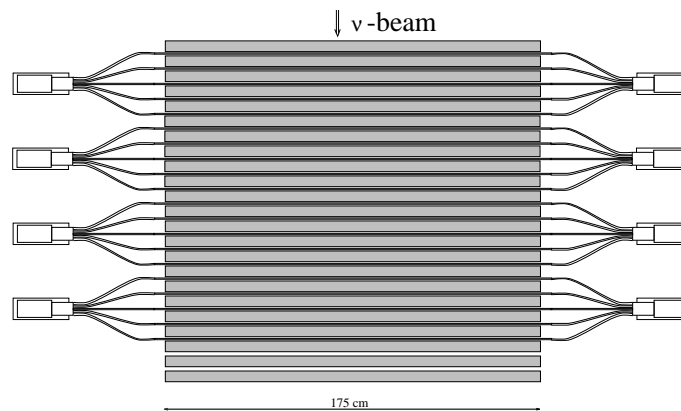


Рис. 2.5: Вид сверху на передний калориметр

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 сквинтилляторами. Поперечное сечение FCAL, пересекаемое пучком нейтрино, составляет $175 \text{ см} \times 190 \text{ см}$ (см. рис. 2.5). Детектор имеет общую массу 17,7 т и глубину, эквивалентную 5 длинам ядерного взаимодействия.

2.3.3 Дрейфовые камеры

Дрейфовые камеры (Drift Chambers - DC) [47], которые являются одновременно мишенью для нейтринных взаимодействий и трековым детектором, представляют собой основную часть детектора NOMAD. Они были сконструированы с учетом противоречивых требований: стенки камер должны быть как можно тяжелее для обеспечения необходимого количества нейтринных взаимодействий и в тоже время как можно легче для того, чтобы минимизировать эффекты многократного рассеяния, вторичных взаимодействий адронов, фотонных конверсий и тормозного излучения для электронов. Для того, чтобы средняя радиационная длина установки была минимальна, камеры сделаны из вещества с низкой плотностью и малым атомным номером. В итоге между двумя измерительными плоскостями дрейфовых камер содержится меньше 1% радиационной длины.

Каждая камера (рис. 2.6) 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 $2,6 \times 2,6 \text{ м}^2$ составляет 2,7 т. Мишенная часть установки NOMAD близка к изоскалярной ($N_{\text{протонов}} : N_{\text{нейтронов}} \approx 50\% : 50\%$).

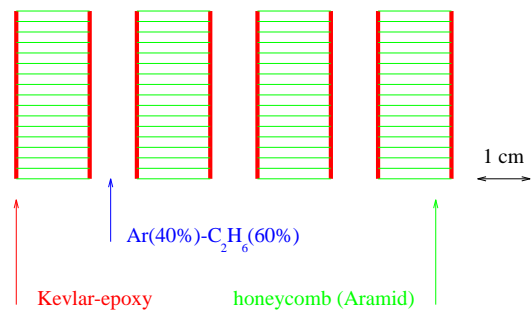
2.3.4 Кремниевый вершинный детектор STAR

Внутри детектора NOMAD в 1997 году был установлен кремниевый детектор STAR (the Silicon TARget) [51, 52] для лучшего понимания использования кремниевых детекторов в нейтринной физике. Детектор заменил местоположение нескольких первых дрейфовых камер (рис. 2.7).

Принципиальное отличие кремниевых детекторов состоит в хорошем разрешении по измерению координат треков частиц ($< 30 \text{ мкм}$).

Детектор STAR, состоящие из пяти слоев 600 односторонних плотно прилегающих кремниевых детекторов, покрывающих площадь $1,14 \text{ м}^2$, чередующихся с четырьмя сло-

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



Close-up of a drift cell

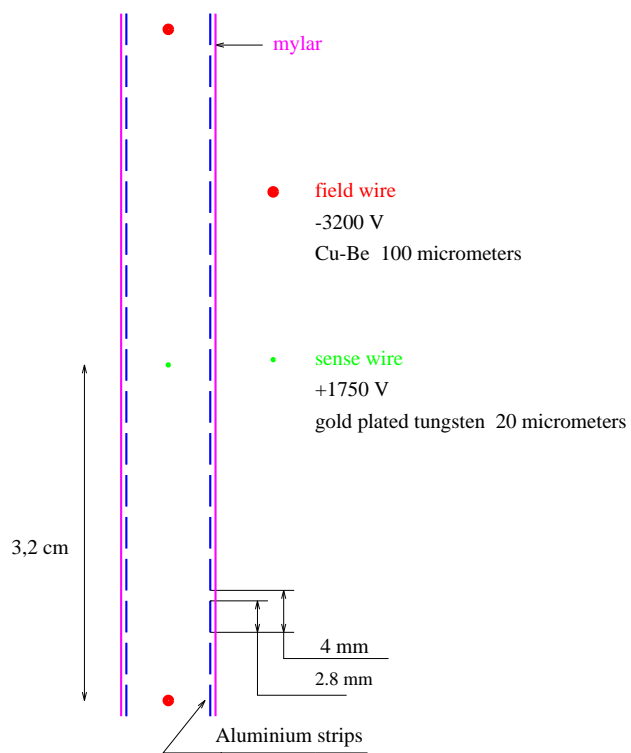


Рис. 2.6: Общий вид дрейфовых камер установки NOMAD.

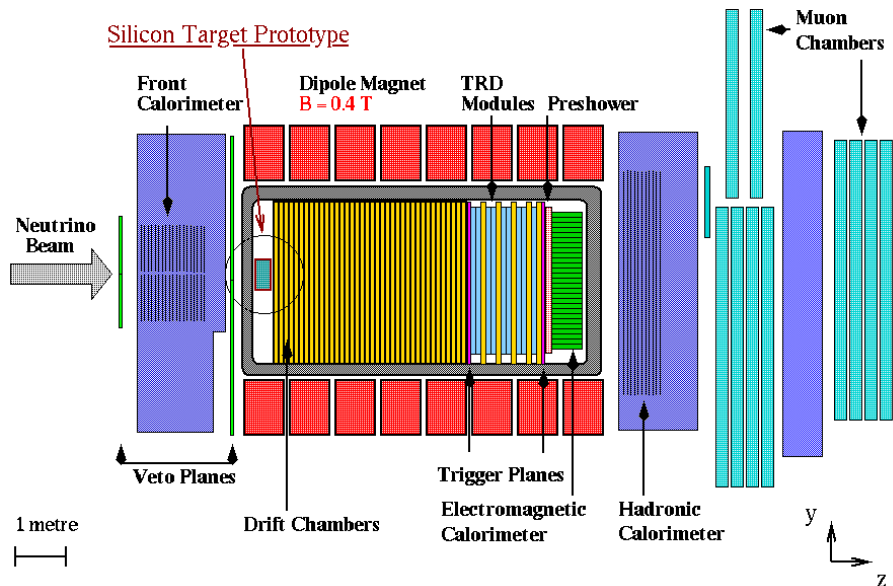


Рис. 2.7: Расположение детектора STAR внутри установки NOMAD.

ями мишени из карбида бора (B_4C) с общей массой 44 кг., показан на рис. 2.8.

2.3.5 Углеродная и алюминиевая мишени

Ниже детектора STAR расположены пассивные мишени, состоящие из углерода и алюминия. Мишени не являются частью детектора STAR, они поставлены в детектор NOMAD для других целей. Мишени расположены симметрично относительно плоскости YZ , на расстоянии 3,8 см. При этом задняя часть находится в 0,2 см от первой дрейфовой камеры. Углеродная мишень, если смотреть по направлению нейтринного пучка, расположена слева и составлена из единого блока с поперечными размерами $116,0 \times 69,0 \times 14,3 \text{ см}^3$. Алюминиевая мишень, расположенная справа от нейтринного пучка, состоит из четырех блоков, отстоящих на 1,3 см. друг от друга. Размеры этих блоков $116,0 \times 69,0 \times 2,5 \text{ см}^3$.

Эти мишени были установлены для изучения ядерных эффектов в нейтринных экспериментах.

2.3.6 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 $280 \text{ см} \times 286 \text{ см}$ и состоят из 32 сцинтилляционных счетчиков, просматриваемых фотоумножителями (с временным разрешением 1 нс), которые

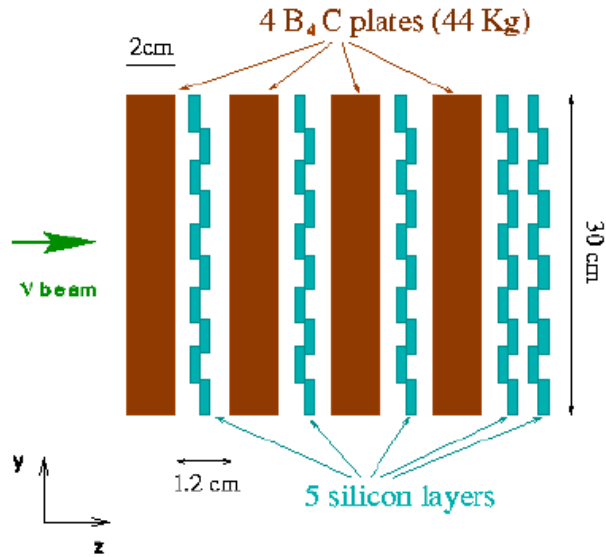


Рис. 2.8: Вид сбоку на детектор STAR.

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 $(97,5 \pm 0,1)\%$.

2.3.7 Детектор переходного излучения

Детектор переходного излучения (Transition Radiation Detector - TRD) [53, 54] разрабатывался для отделения электронов от адронов с уровнем подавления фона лучше 10^3 при 90% эффективности идентификации электронов. Детектор установлен сразу после первой триггерной плоскости и состоит из 9 индивидуальных модулей. Каждый из них включает радиатор, сопровождающийся детектирующей плоскостью. Первые 8 TRD модулей спарены в 4 дублета.

Чтобы обеспечить точную экстраполяцию треков из мишенных дрейфовых камер в калориметр, пять дополнительных дрейфовых камер помещаются в области TRD: одна после каждого TRD дублета и одна после последнего модуля TRD (см. рис. 2.1, 2.2 и 2.9).

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.

Идентификация электронов в TRD основана на различии в энерговыделении в трубках для частиц с разными Лоренц-факторами $\gamma = E/m$ (см. рис. 2.10). Заряженные

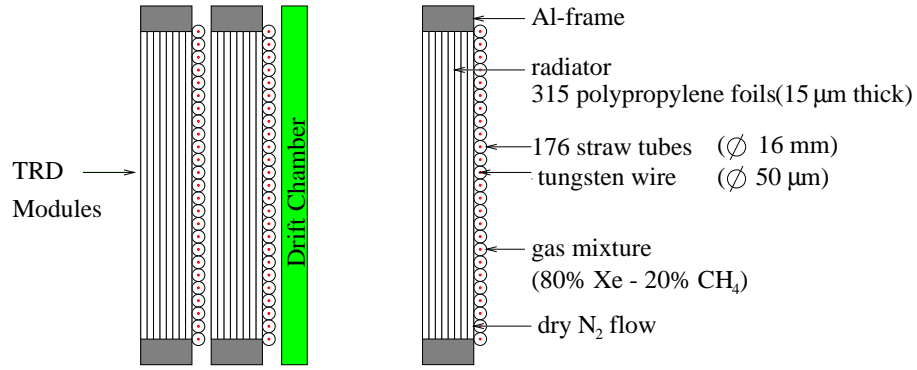


Рис. 2.9: Схематический вид сверху на модуль детектора переходного излучения.

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).

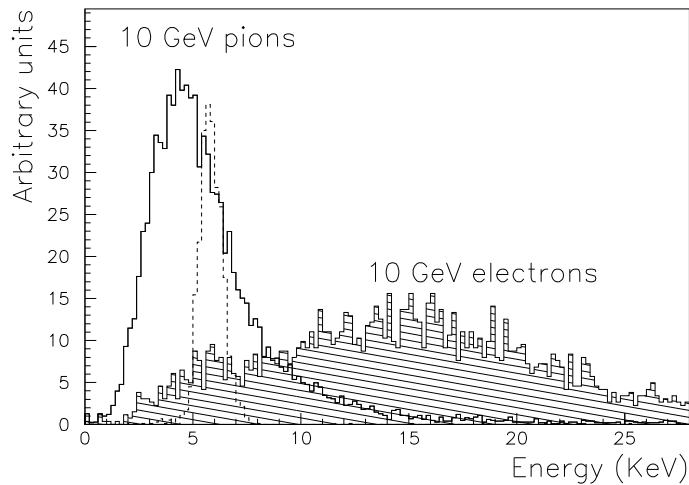


Рис. 2.10: Отклик трубки TRD на 10 ГэВ-ный пион и электрон (измерения на тестовом пучке). Пунктирная линия соответствует сигналу от источника ^{55}Fe (5,89 кэВ).

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 энерговыделению от ионизационных потерь родительской частицы в той же трубке, поскольку угловое распределение вылетающих фотонов практически совпадает с начальным направлением движения частицы (средний угол вылета порядка $1/\gamma$).

2.3.8 Детектор ливней

Детектор ливней (preshower - PRS), который расположен перед электромагнитным калориметром, формируется из двух плоскостей пропорциональных трубок и используется для определения координат фотонов в электромагнитном калориметре и содействует идентификации электронов. Его структура помогает расшифровать сигналы в блоках электромагнитного калориметра, вызванных смежными частицами. После реконструкции кластеров, соответствующих заряженным трекам, остальное энерговыделение может быть приписано фотонам².

2.3.9 Электромагнитный калориметр

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

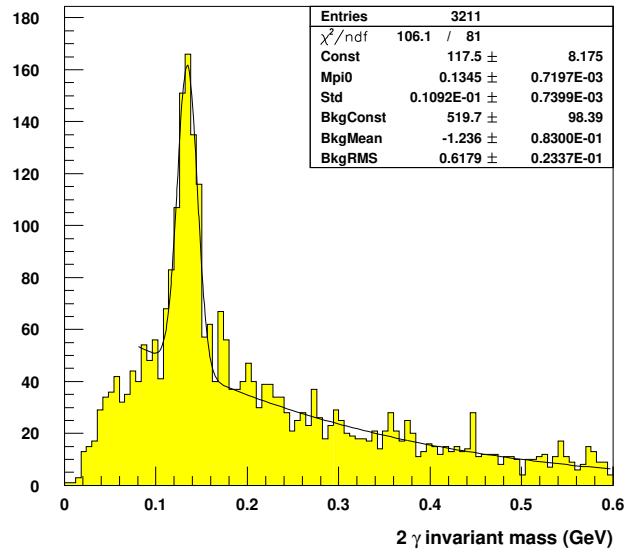


Рис. 2.11: Распределение инвариантной массы системы двух фотонов, реконструированных в электромагнитном калориметре, содержит явный пик от π^0 .

В то время как идентификация электрона выполнена, главным образом, детектором переходного излучения (TRD), измерение его энергии, а также определение нейтральной компоненты поперечного импульса требует наличия электромагнитного калориметра с большими поперечными размерами и с хорошим энергетическим разрешением. Кроме того, электромагнитный калориметр (electromagnetic calorimeter - ECAL) [55], 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. 2.11). Результаты на тестовом пучке $m_\pi = 133,7 \pm 1,2$ МэВ и $\sigma_m = 16$ МэВ.

² ~ 70% фотонов конвертируют в PRS.

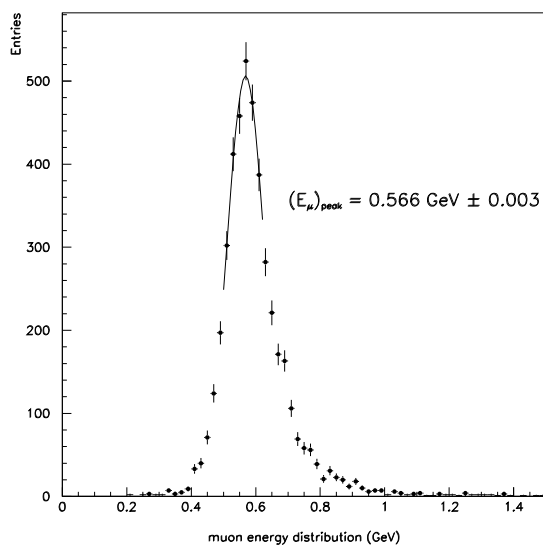


Рис. 2.12: Энерговыведение в электромагнитном калориметре, вызванное мюонами, пересекающими детектор во время набора данных. Сигналы поправлены с учетом зависимости энерговыведения от угла мюона по отношению к плоскости калориметра.

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. 2.12 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.

2.3.10 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 сцинтилляторов. Детектор NOMAD располагается на железных опорах (‘Г’) по обе стороны магнита. Дальняя (по направлению пучка) колонна была заполнена сцинтилляторами для формирования HCAL с поперечными размерами 3,6 м в ширину и 3,5 м в высоту.

Опоры ‘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.

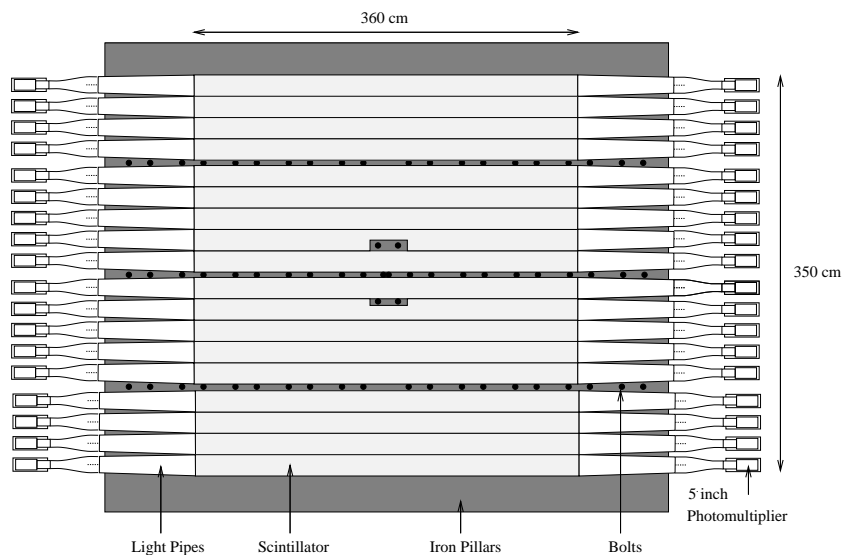


Рис. 2.13: Вид на адронный калориметр.

Схематический вид HCAL приведен на рис. 2.13. Активными элементами калориметра являются сцинтилляционные плоскости, свет с которых направляется на фотоумножитель на конце каждого модуля.

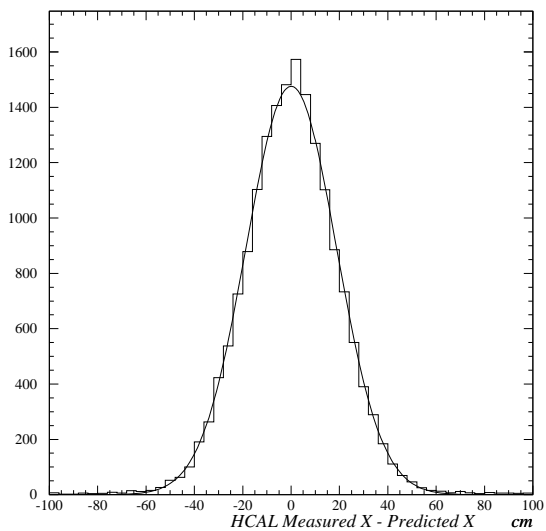


Рис. 2.14: Координатное разрешение для мюонов, проходящих через отдельный модуль адронного калориметра.

Сигналы с каждого фотоэлемента используются для измерения энергии и координаты, а также определения временных характеристик события. Энерговыделение в данном модуле получается из геометрического усреднения сигналов с двух фотоэлементов, а горизонтальная координата энерговыделения определяется длиной затухания в сцинтилляторе и отношением сигналов с фотоэлементов. Рис. 2.14 показывает разницу между предсказанной координатой и результатом измерения в адронном калориметре для мю-

онов, проходящих через отдельный модуль; типичное координатное разрешение ~ 20 см.

Вертикальная координата определяется по форме энерговыделения и его распределению между модулями. Существует большая вероятность, что адроны преобразуются в адронный ливень приблизительно в $2,1 \lambda_{int}$ вещества до адронного калориметра. Таким образом, общая адронная энергия должна быть взвешенной суммой энерговыделений в адронном и электромагнитном калориметрах.

2.3.11 Мюонные камеры

Мюонный детектор установки NOMAD состоит из 10 дрейфовых камер, использованных ранее в эксперименте UA1. Каждая камера имеет активную область $3,75 \times 5,55$ м² 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. 2.1 и 2.2).

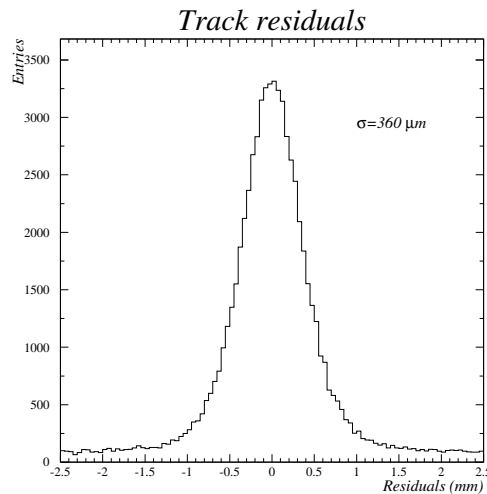


Рис. 2.15: Разрешение для сегментов в мюонных камерах, содержащих 4 отсчета, при хорошем качестве газовой смеси.

Камеры обслуживаются газовой смесью аргон : этан (40% : 60%). Качество их работы непрерывно контролируется 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. 2.15).

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. 2.16. 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

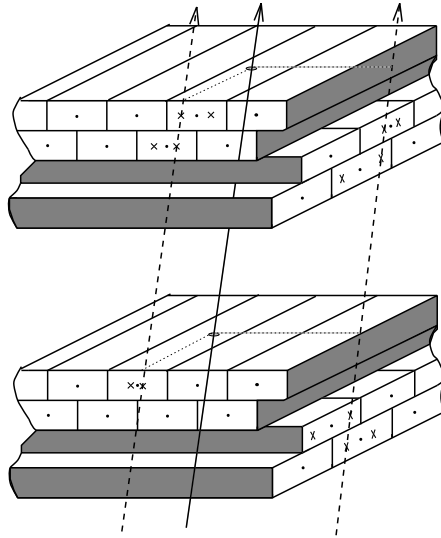


Рис. 2.16: Разрез модуля мюонных камер показывает геометрию дрейфовых трубок и характерное расположение отсчетов при прохождении мюона (основная линия) и реконструированные сегменты в проекциях (пунктирные линии).

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.

2.4 Триггеры и набор данных

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

- $\bar{\nu} \times T_1 \times T_2$. 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).
- $\bar{\nu}_8 \times FCAL$. Нейтринные взаимодействия в переднем калориметре с энерговыделением больше 3 *mir* вызывают срабатывание этого триггера. События с мюонами,

пересекающими FCAL, отбрасываются подмножеством системы вето V_8 . Около 6,5 нейтринных взаимодействий происходит в FCAL на 10^{13} *p.o.t.*

- $\overline{V_8} \times T_1 \times T_2 \times FCAL'$. Этот триггер используется для изучения квазиупругих событий в переднем калориметре. Такие события позволяют проводить измерения потока нейтрино как функцию энергии нейтрино. Для срабатывания этого триггера требуется по крайней мере 1 *mip* энерговыделения в FCAL. Частота срабатывания для этого триггера $\sim 1,5/10^{13}$ *p.o.t.*
- $\overline{T_1} \times \overline{T_2} \times ECAL$. Электромагнитный калориметр также использован в качестве мишени для нейтринных взаимодействий. Разные физические проблемы могут быть изучены, используя события, отобранные этим триггером; среди них $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ и $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ осцилляции. Энерговыделение больше чем $\sim 1,5$ *mip* в ECAL запускает этот триггер, имеющий среднюю частоту срабатывания $\sim 2/10^{13}$ *p.o.t.*
- СЛУЧАЙНЫЙ. Случайный триггер, который позволяет изучать загрузку детектора, был сконструирован таким образом: $\overline{V} \times T_1 \times T_2$ триггер был взят и задержан на 23 мкс (соответствует 1 обороту SPS).

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

Кроме того, различные триггеры устанавливаются во время промежутка 2,6 с между двумя нейтринными сбросами (с логикой $V T_1 T_2$). 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%.

2.5 Моделирование событий

Аналитический учет неэффективностей детектора и программы реконструкции и идентификации частиц, рожденных в установке, является чрезвычайно сложной и практически нерешаемой задачей. Вместо этого в физике высоких энергий уже стало стандартным использование моделирования физических процессов в установке, вместе с откликом детектора. При этом, при анализе экспериментальных данных с симулированными событиями обходятся точно также как с данными, т.е. к ним применяются программа реконструкции и идентификации, накладываются критерии качества и т.д. в полной аналогии с реальными данными. Чем более тщательным является процесс симулирования

событий в установке вместе с откликом всех поддетекторов, тем меньшая систематическая ошибка вносится в анализ экспериментальных данных. На рис. 2.17 схематически представлена последовательность использования различных пакетов компьютерных программ для моделирования нейтринных взаимодействий в установке NOMAD.

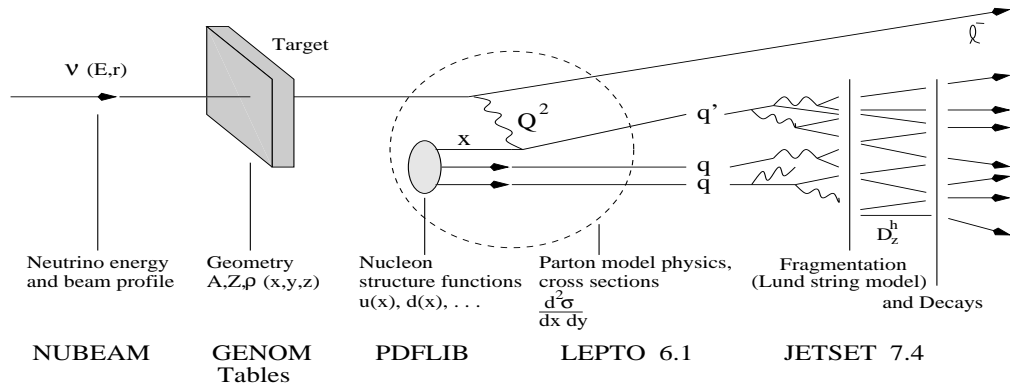


Рис. 2.17: Схема использования различных пакетов компьютерных программ для моделирования нейтринных взаимодействий в установке NOMAD [57].

Расчет спектров налетающих нейтрино (пакет NUBEAM [49]) выполнен с помощью моделирования взаимодействий протонов с бериллиевой мишенью в рамках пакета FLUKA [58] с последующей транспортировкой вторичных частиц через распадный канал.

Генератор событий NOMAD (пакет NEGLIB [59]) используется для моделирования нейтринных (включая ν_τ) взаимодействий по каналам заряженного и нейтрального токов в приближении кварк-партонной модели с учетом КХД-эволюции структурных функций. Эта программа основана на использовании пакета LEPTO 6.1 [60, 61] со следующими изменениями и дополнениями [62]:

- приняты во внимание: масса вылетающего заряженного лептона и масса нуклона мишени;
- учтена поляризация вылетающего заряженного лептона;
- проведено моделирование распадов поляризованного τ -лептона;
- были устранены ограничения на область допустимых кинематических переменных (Q^2, W^2, ν). Это позволило добиться лучшего согласия между реальными данными и смоделированными событиями;
- могут быть использованы различные параметризации для Ферми-движения нуклонов внутри ядра (рис. 2.18).

Программа полностью моделирует событие, используя энергетический спектр налетающих нейтрино. Адронизация образовавшихся партонов в наблюдаемые частицы выполнена в рамках струнной модели Lund [65] с помощью программы JETSET 7.4 [66].

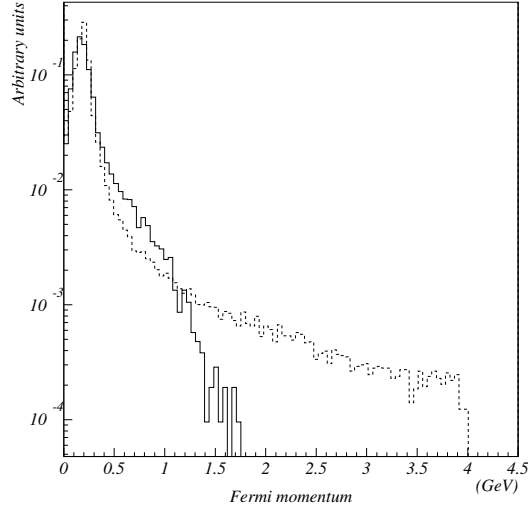


Рис. 2.18: Две параметризации Ферми-движения нуклона в ядре, которые использовались в пакете NEGLIB: Guoju - Irvine [63] (сплошная линия) и Bodek - Ritchie [64] (пунктир).

Функции плотности партонов в нуклоне необходимы для определения состава нуклона в процессе вычисления сечения. Мы использовали GRV-НО параметризацию [67] (из пакета PDFLIB [68]), справедливую в области $10^{-5} \leq x < 1$ и $0,3 \leq Q^2 \leq 10^8$ (ГэВ²).

Было замечено, что для лучшего описания поведения адронной струи, наблюдаемого в реальных данных NOMAD, энергетический порог E_{min} , при котором процесс фрагментации перестает создавать кварк-антикварковые пары, должен быть понижен вплоть до 0,2 ГэВ [69].

Трассировка вторичных частиц через установку, их взаимодействия и распады, отклик различных частей установки моделируются с помощью программы GENOM [70], основанной на универсальном пакете для моделирования физических процессов GEANT [71].

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 поиска странного экзотического барионного резонанса $\Theta^+(1530)$ по каналу распада pK_S^0 в нейтринных взаимодействиях.

³Смотрите об этом подробнее в [45].

Глава 3

Отбор событий

Чтобы изучать резонанс, достаточно регистрировать продукты его распада (в нашем случае протон и K_S^0) и восстанавливать с помощью законов сохранения свойства распавшегося резонанса. Однако, наблюдая продукты распада резонанса, необходимо регистрировать и отделять все другие возникшие частицы (пионы и Λ^0). Умение сортировать наблюдаемые события, отделять одну частицу от другой способствует чистоте опыта. Успех всякого физического опыта зависит, среди прочего, от того, удастся ли убрать из опыта неконтролируемые влияния (например наличие резонанса в системе $\pi^+ K_S^0$ в схожей кинематической области с изучаемым резонансом).

Для построения спектра инвариантной массы системы pK_S^0 в первую очередь необходимо построить надежную и эффективную процедуру идентификации протонов и K_S^0 , как продуктов распада короткоживущего резонанса Θ^+ (прил. § E.1).

Чтобы свести к минимуму статистические ошибки и систематические влияния фоновых событий при построении спектра инвариантной массы системы pK_S^0 , необходимо добиться высокой чистоты набора при максимальном количестве в нем протонов и K_S^0 , то есть, необходимо подавить фон, относящийся к другим положительным частицам для протонов, γ -конверсии и распада других нейтральных частиц для K_S^0 , и быть уверенными в правильности реконструкции нейтринных взаимодействий.

Оптимальный отбор “полезных” событий осуществляется с помощью смоделированных нейтринных взаимодействий, происходящих внутри детектора NOMAD с учетом его внутренней структуры (смотрите § 2.5).

3.1 Реконструкция заряженных треков

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

Для хорошего измерения кинематики события необходима программа восстановления треков с высокой эффективностью, так чтобы измеренный импульс частицы не откло-

нялся заметно от его истинного значения. Требование хорошего импульсного разрешения особенно актуально для резонансного анализа, поскольку значение массы и ширины Θ^+ напрямую зависит от точности восстановления импульсов частиц.

Принципиальная схема работы дрейфовых камер выглядит следующим образом. Заряженные частицы, пролетая сквозь вещество дрейфовых камер, ионизируют газ, заключенный между стенками дрейфовых камер. Ионы и электроны, появившиеся в результате, дрейфуют к проволочкам, на которые подано высокое напряжение. Время дрейфа оцифровывается и сохраняется для последующего анализа. Эта информация используется для построения трека частицы. Стратегия поиска и построения треков в эксперименте NOMAD состоит из четырех этапов: построение координат, нахождение траектории в виде винтовой линии, отбор отсчетов и построение трека (смотрите подробнее в [45]).

3.2 Отбор вершин ν_μ взаимодействий

В детекторе NOMAD регистрируется большое количество событий, из которых нам необходимо отобрать лишь те, которые произошли от ν_μ взаимодействий, отбросив при этом фон от космических лучей и взаимодействий нейтрино вне эффективного объема детектора. Для этого на события накладываются следующие условия:

- первичная вершина должна находиться в эффективном объеме дрейфовых камер детектора NOMAD:
 $|X, Y| < 135$ (см), $5 < Z < 405$ (см);
- из первичной вершины должно выходить как минимум два заряженных трека;
- 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).

Чистота набора событий в данных для ν_μ взаимодействий в детекторе равна соответственно 99,6% (по каналу заряженного тока), 85,0% (по каналу нейтрального тока). Чистота набора ν_μ взаимодействий по каналу нейтрального тока в 85,0% является одной из самых лучших в мире. Можно заключить, что в нашем анализе мы используем набор событий, идентифицированный с высокими эффективностью и чистотой.

3.3 Идентификация K_S^0

K_S^0 живет сравнительно долго и, пройдя, в среднем, 30-40 см, распадается в детекторе NOMAD. Вероятность его распада на две заряженные частицы довольно велика 0,686 ($K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$).

3.3.1 Отбор событий V^0 типа

Распад K_S^0 на две заряженные частицы выглядит в детекторе в виде латинской буквы V , и называется событием V^0 -типа. Рис. 3.1 иллюстрирует способность детектора NOMAD и программы реконструкции треков и вершин наблюдать V^0 распады.

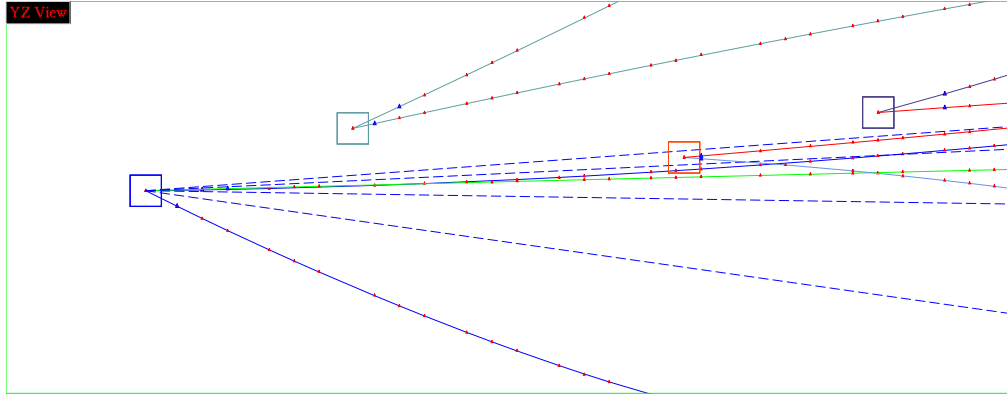


Рис. 3.1: Реконструированное событие в реальных данных, содержащее 3 вершины V^0 типа, идентифицированных как распад K_S^0 .

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 конверсией фотона в кулоновском поле ядра ($\gamma \rightarrow e^+e^-$);
- время жизни V^0 $c\tau_V < 6c\tau_V$ (табличные значения для определенного типа нейтральной частицы).

Рис. 3.2 поясняет смысл этих условий.

3.3.2 Идентификация нейтральных странных частиц

Идентификация нейтральных странных частиц является нетривиальной задачей, так как из всех V^0 событий, зарегистрированных в эксперименте NOMAD, лишь 5,1%

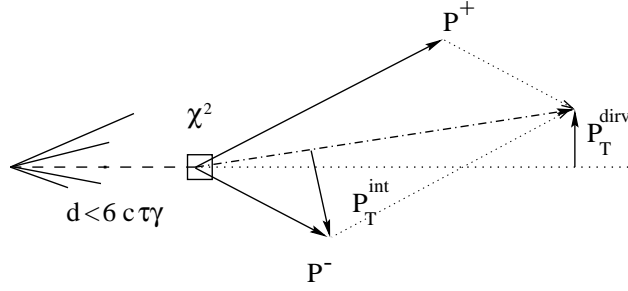


Рис. 3.2: Пояснения к критериям отбора V^0 событий.

относится к распаду Λ^0 , 7,8% – K_S^0 и 0,49% – $\bar{\Lambda}^0$. Кроме этого 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 образом¹: каждому V^0 событию ставятся в соответствие три гипотезы распада и гипотеза конверсии фотонов в электрон-позитронную пару: $\gamma \rightarrow e^+e^-$. После чего, используя кинематический фит (прил. С.1), для всех V^0 были получены по 4 значения χ^2 , характеризующих достоверность их принадлежности данной гипотезе. На рис. 3.3 изображены распределения смоделированных событий МК в переменных:

$$\begin{aligned}
 l_\Lambda &= \ln(1 + \chi_\Lambda^2), \\
 l_{\bar{\Lambda}} &= \ln(1 + \chi_{\bar{\Lambda}}^2), \\
 l_{K_S^0} &= \ln(1 + \chi_{K_S^0}^2), \\
 l_\gamma &= \ln(1 + \chi_\gamma^2),
 \end{aligned} \tag{3.1}$$

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 четырехмерном 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 , всем V^0 в реальных данных приписаны следующие значения:

- 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),
 $5 < l_{\bar{\Lambda}} \leq 10$ 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);

¹В разделе описывается идентификация V^0 -событий, рассмотренная в [72, 73, 74].

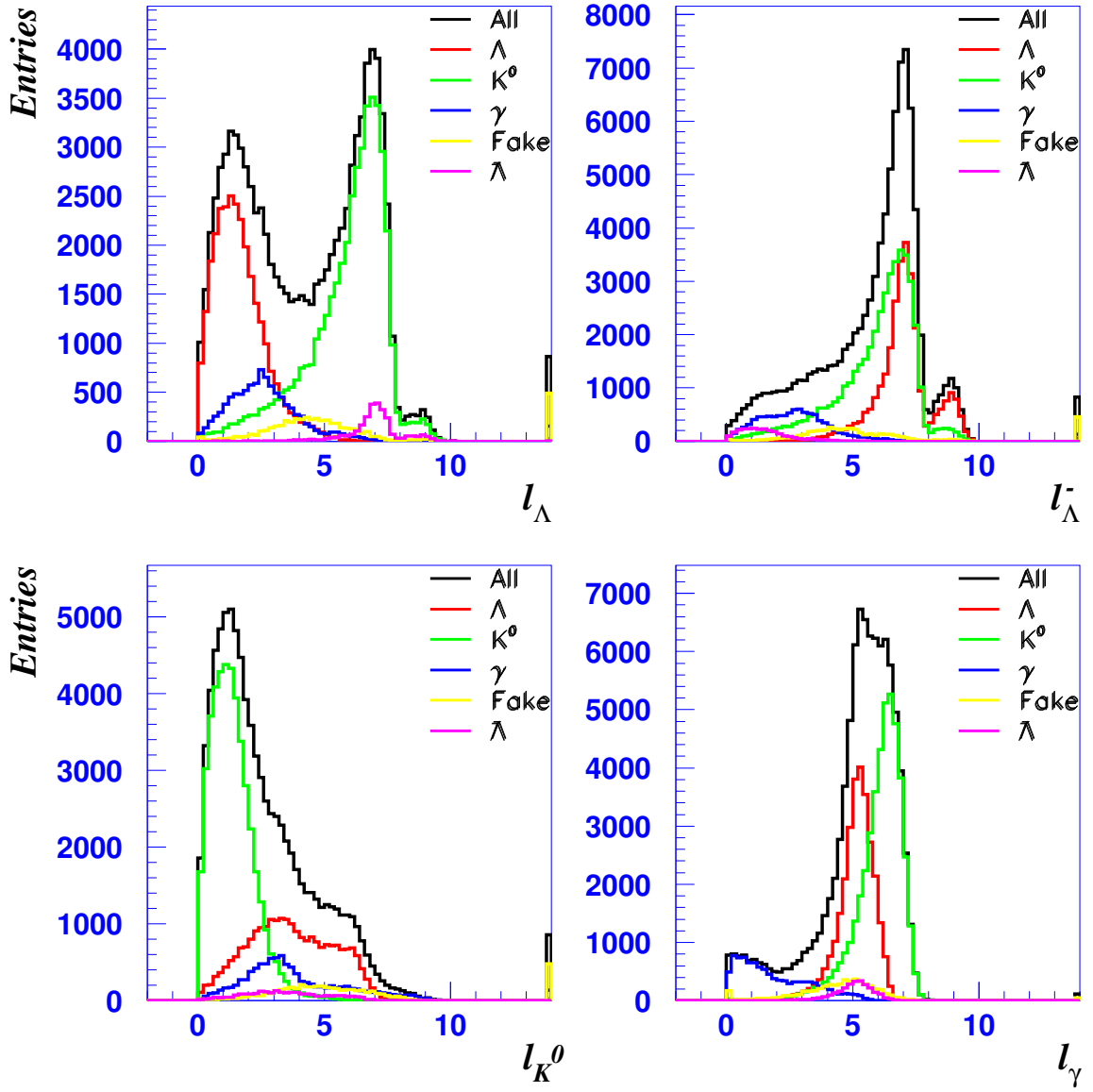


Рис. 3.3: Распределение данных МК в переменных $l_i = \ln(1 + \chi_i^2)$ для различных гипотез.

- 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), получены три набора, соответствующих Λ^0 , K_S^0 и $\bar{\Lambda}^0$. Однако в этом методе происходит искажение фазового пространства распада, причиной которого является существование кинематических областей с перекрывающимися распределениями для различных гипотез. Они хо-

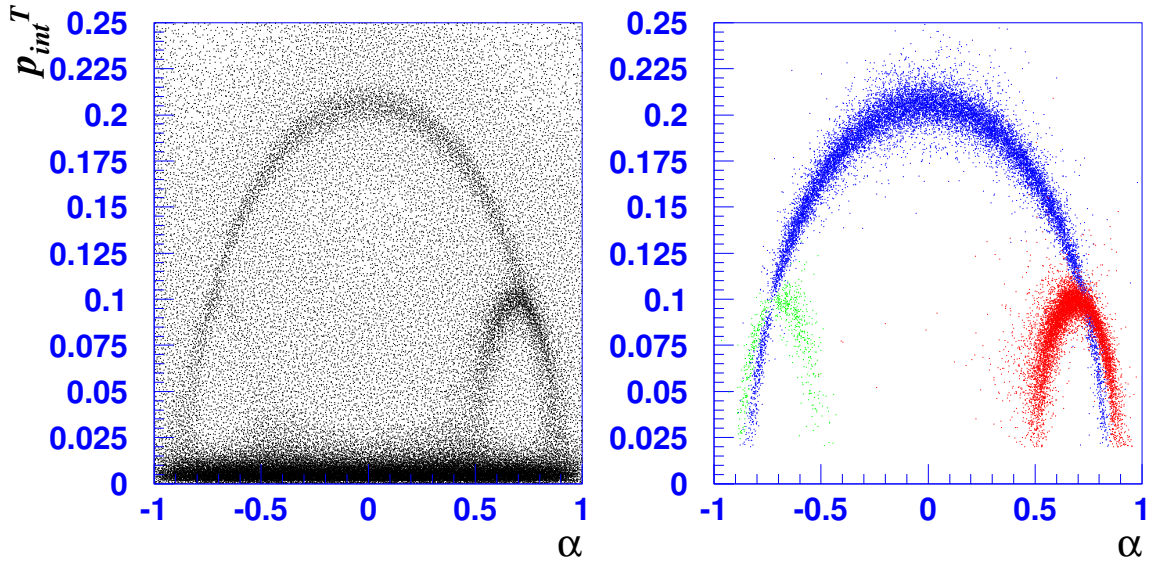


Рис. 3.4: Распределение реальных данных в переменных $\alpha = \frac{p_+ - p_-}{p_+ + p_-}$ и p_T^{int} до (слева) и после (справа) идентификации. На них явно видны распределения K_S^0 – центральный полуэллипс, Λ^0 и $\bar{\Lambda}^0$ правый и левый полуэллипсы соответственно

рошо видны на рис. 3.4, на котором изображено распределение Арментероса (прил. С.2) для реальных данных до и после идентификации². Влиянием этого эффекта можно пренебречь, если при резонансном анализе считать неправильно принятые события как фоновые.

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 $x_F < 0$ [75].

3.3.3 Отбор K_S^0

Применяемым выше способом идентификации получено следующее количество K_S^0 в ν_μ взаимодействиях по каналам заряженного и нейтрального токов (табл. 3.1)

Таблица 3.1: Количество идентифицируемых K_S^0 .

Канал ν_μ взаимодействия	заряженный ток	нейтральный ток	заряженный и нейтральный токи
Число K_S^0	17398	8623	26021

Эффективность и чистота для ν_μ взаимодействий, полученные при помощи набора смоделированных событий, данного набора составляют соответственно 24,0% и 97,0%.

²Этот график использовался для отбора V^0 событий и проверки идентификационной процедуры.

Контроль качества отбираемых событий демонстрируется спектром инвариантной массы системы $\pi^+\pi^-$ для идентифицированных K_S^0 , аппроксимированных функцией Гаусса (рис. 3.5).

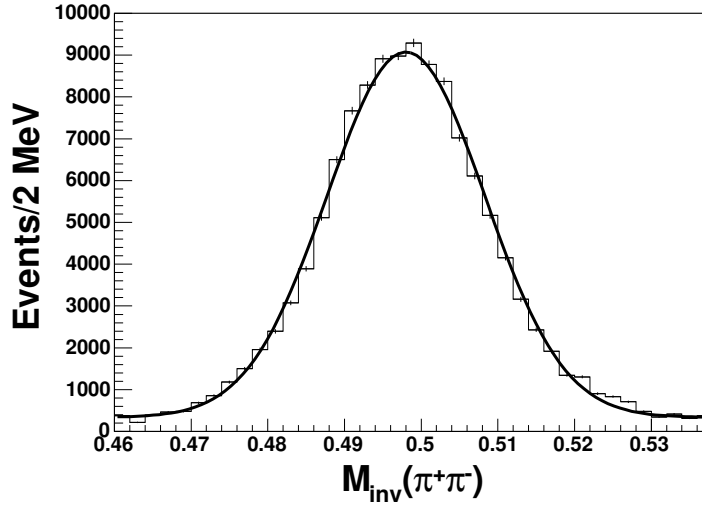


Рис. 3.5: Спектр инвариантной массы системы $\pi^+\pi^-$ для идентифицированных K_S^0 . Аппроксимация функцией Гаусса дает значения $M = 498$ МэВ и $\sigma = 10,6$ МэВ.

3.4 Идентификация протонов

Как отмечалось выше в § 3.1 траектории заряженных частиц восстанавливаются на основе координатных измерений в системе дрейфовых камер. В процессе своего движения через детектор частица испытывает влияние со стороны вещества, из которого построен детектор. Присутствуют эффекты, которые могут быть приняты во внимание: средние энергетические потери и многократное рассеяние. Они зависят от массы частицы, ее импульса, толщины пересекаемого материала и от типа этого материала.

Детально рассмотрена модель винтовой линии [45], которая справедлива для заряженной частицы в магнитном поле. Однако, модель трека, которая используется на первой стадии работы программы реконструкции в дрейфовых камерах, соответствует пиону³. Такое предположение разумно, так как подавляющее число рождающихся частиц составляют пионы (число положительно заряженных пионов приблизительно в 2,5 раза больше числа протонов). Но в нашем случае пионы являются фоном. В табл. 3.2 приведено среднее значение множественности положительно заряженных частиц на одно нейтринное событие в эффективном объеме дрейфовых камер с реконструированным V^0 -событием.

Разделение этих двух частиц (протона и пиона) осложняется схожестью поведения в детекторе. Обе частицы имеют заряд +1, в магнитном поле траектории частиц откло-

³Это означает, что вычисление траектории частицы, энергетических потерь и эффекта многократного рассеяния подразумевает массу пиона.

Таблица 3.2: Среднее значение множественности положительно заряженных частиц на одно нейтринное событие в эффективном объеме дрейфовых камер с реконструированным V^0 -событием.

Канал ν_μ взаимодействия	протон	пион	каон
заряженный ток	0,772	1,954	0,119
нейтральный ток	0,716	1,587	0,099

няются в одну сторону. Обе являются самыми легкими и самыми стабильными представителями своих классов (соответственно барионов и мезонов), частицы не распадаются в эффективном объеме детектора. На рис. 3.6 показаны распределения по импульсу для протона и положительно заряженных пиона и каона, рождающихся в ν_μ взаимодействиях с веществом детектора NOMAD для событий с реконструированным V^0 .

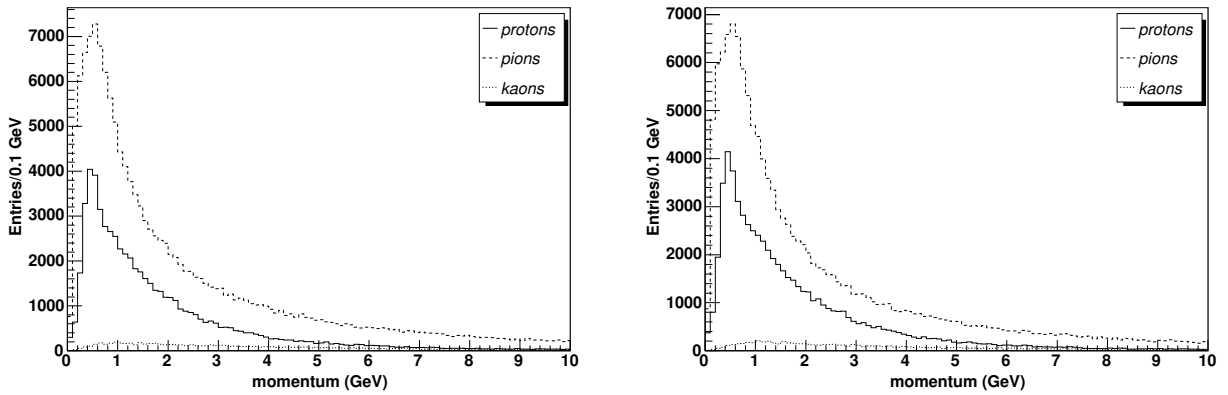


Рис. 3.6: Распределения по импульсу для протона (*protons*) и положительно заряженных пиона (*pions*) и каона (*kaons*), рождающихся в ν_μ взаимодействиях с веществом детектора NOMAD по каналам заряженного (слева) и нейтрального (справа) токов.

Табл. 3.2 и рис. 3.6 демонстрируют нетривиальность задачи идентификации протонов в эксперименте NOMAD.

В прил. § D.1 рассмотрены потери энергии на ионизацию частицей, проходящей через вещество. Отличие зависимости потери энергии для частиц с различными массами использовано для идентификации протонов и подавления фона от положительно заряженных пионов и каонов. По разному это проявляется в различных детекторах. В области дрейфовых камер мы можем сравнивать длины треков частиц. Протоны и пионы с одинаковым малым импульсом (до 1 ГэВ) проходят различное расстояние в объеме детектора до полной остановки. В детекторе переходного излучения (смотрите § 2.3.7) различие прослеживается непосредственно в выделенной энергии в детектирующих эле-

ментах. Идентификацию протонов в детекторе переходного излучения дополняет электромагнитный калориметр, в котором также сравнивается энерговыделение различных частиц. При данном анализе гипотез широко используется отношение правдоподобия (прил. § D.2).

Все выше сказанное будет подробно рассмотрено ниже с учетом предыдущих работ по идентификации протонов в эксперименте NOMAD [76, 77].

3.4.1 Предварительный отбор треков

Для эффективного подавления фона подобраны переменные, в терминах которых поведение полезного сигнала и фона различно. Прежде чем переходить к рассмотрению этих переменных, рассмотрим треки положительно заряженных частиц, исходящих из первичной вершины ν_μ взаимодействия, отобранные в § 3.2. Используются следующие критерии качества:

- число отсчетов в дрейфовых камерах > 7 (при меньшем количестве невозможен эффективный фит трека);
- расстояние между первичной вершиной и первым отсчетом в дрейфовой камере < 15 см.;
- относительная ошибка на импульс заряженной частицы при фитировании ее трека $< 0,3$;
- для остановившихся частиц в эффективном объеме дрейфовых камер последний отсчет должен иметь следующие координаты:
 $|x| < 120$ см., $-110 < y < 100$ см., $35 < z < 380$ см.;
- для частиц, достигших пределов детектора переходного излучения, число его регистрирующих модулей должно быть больше шести.

Критерии на последний отсчет были выбраны такими, чтобы исключить края пространства, занимаемого дрейфовыми камерами (рис. 3.7). Частицы, последний отсчет которых лежит в этой области, могут покинуть пределы детектора. Последний критерий будет пояснен в § 3.4.3

Далее рассмотрены дискриминирующие переменные, зависящие от реконструированного импульса частицы, к которым относятся:

- длина трека для дрейфовых камер;
- выделенная энергия в детекторе переходного излучения;
- выделенная энергия в электромагнитном калориметре.

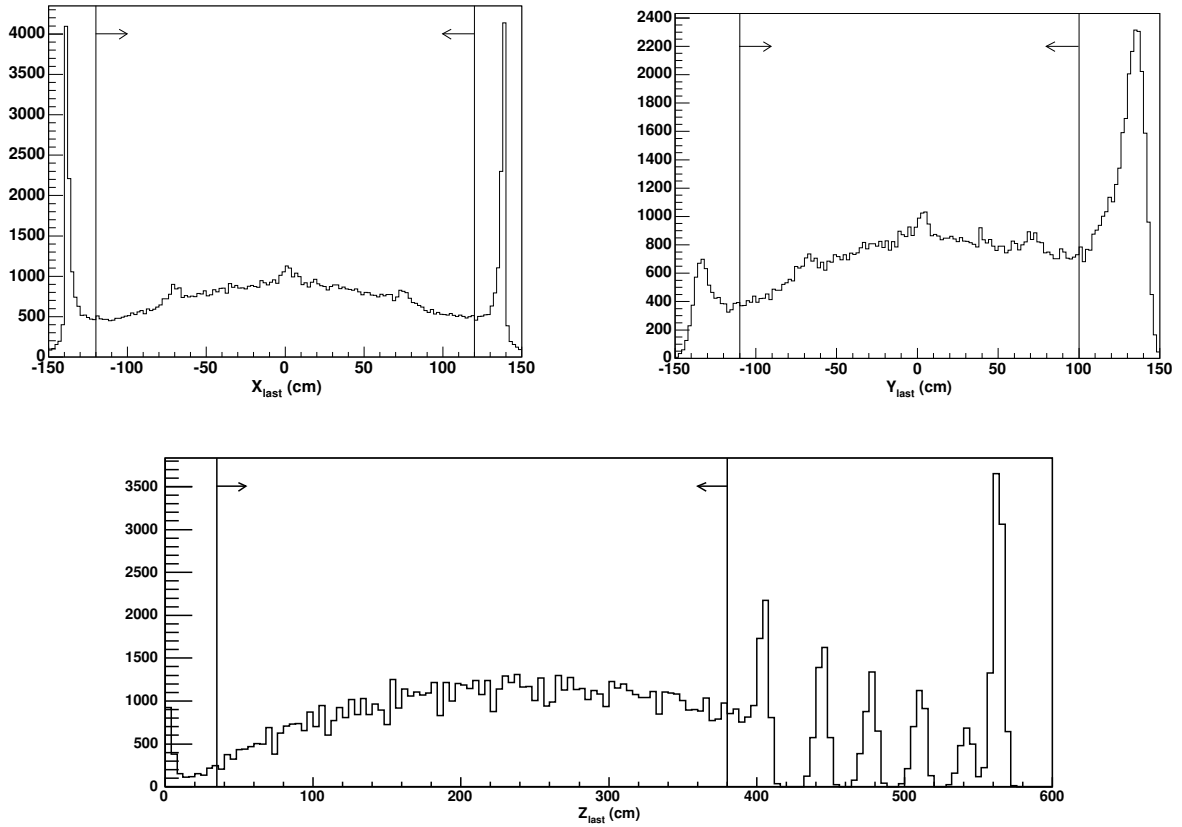


Рис. 3.7: Распределение координат последнего отсчета реконструированного трека положительно заряженной частицы с импульсом меньше 1 ГэВ. Пики на краях распределений вызваны частицами, покидающими объем дрейфовых камер. Для анализа используется область, выделенная стрелками.

3.4.2 Метод ограничения длины трека

Как было отмечено ранее различные частицы с одинаковым импульсом проходят разное расстояние до полной остановки. На основе используемого моделирования оценим эту разницу. На рис. 3.8 приведена зависимость длины трека от реконструированного импульса для протонов и пионов. Заметна разница в плотности точек распределений. Для протонов распределение прижато к оси импульса, а для пионов основная часть точек расположена выше, что показывает возможность увеличения чистоты протонного набора в определенной области этого распределения.

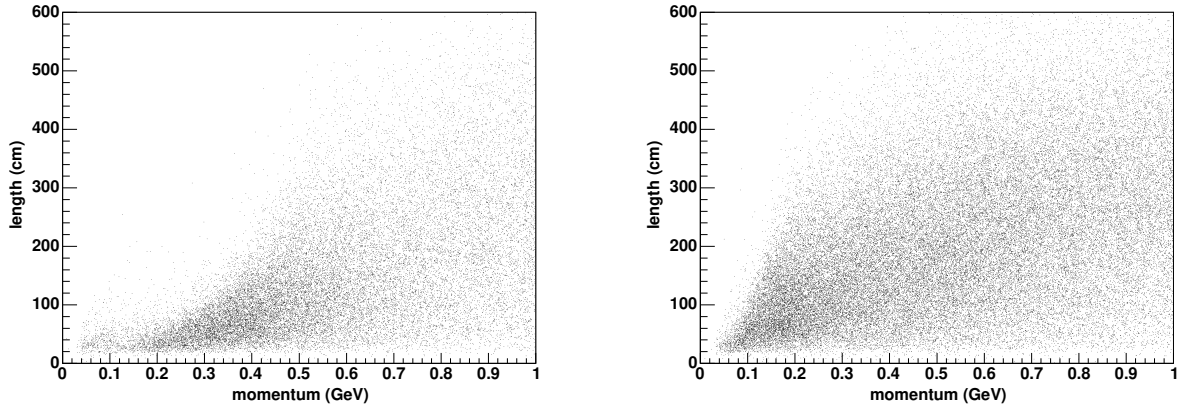


Рис. 3.8: Зависимость длины трека (*length*) от реконструированного импульса (*momentum*) для протонов (справа) и пионов (слева). Наибольшая плотность распределения для протонов расположена ближе к оси импульса, чем для пионов.

Метод ограничения длины трека функцией, зависящей от импульса частицы (*momentum-range relation*) рассмотрен в [76]. Частицу идентифицируем как протон, если длина ее трека меньше соответствующего импульсного ограничения

$$L \leq range_P(P). \quad (3.2)$$

Импульс и длину трека частицы будем измерять соответственно в [ГэВ] и [см]. Предложенное автором ограничение на длину трека

$$L \leq 2000(p_{rec} + 0,150)^{3,6} \quad (3.3)$$

показано на рис. 3.9 пунктирной линией. Те события, точки которой на рисунке лежат ниже кривой, принимаются за протоны.

Другая, более эффективная, но простая зависимость, выражающаяся одной аналитической формулой, была найдена в [78]. Полученное выражение

$$L \leq 938p_{rec}^2 \quad (3.4)$$

изображено на этом же рис. 3.9 сплошной линией. Обе кривые дают примерно одинаковые значения эффективности и чистоты протонного набора равные соответственно 11,7%

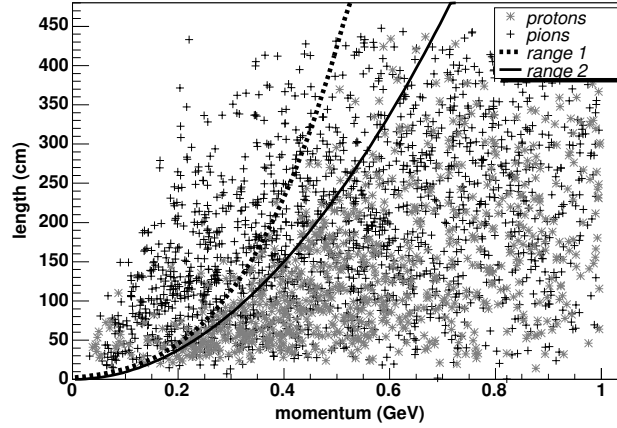


Рис. 3.9: Зависимость длины трека от реконструированного импульса для протонов (серые звездочки) и пионов (черные крестики). Изображены кривые ограничивающие длину трека предложенную в [76] (range 1) и рассмотренную в [78] (range 2).

и 60,4% для первой кривой и 10,5% и 61,3% для второй. Под эффективностью набора понимается отношение количества идентифицированных полезных событий (протонов) в этом наборе к общему числу смоделированных полезных событий.

В целях улучшения чистоты протонного набора и возможности процедуры ее вариации построено отношение максимального правдоподобия $Lh(L, p)$ (прил. D.2), зависящее от длины траектории положительно заряженной частицы и ее реконструированного импульса, в следующей форме

$$Lh(L, p) = \ln \frac{P(L, p|P)}{P(L, p|\bar{P})}, \quad (3.5)$$

где P и \bar{P} — протонная (выбранная частица является протоном) и непротонная (соответственно — любой другой частицей с зарядом +1) гипотезы, $P(L, p|P)$ и $P(L, p|\bar{P})$ — распределения этих гипотез по переменным L, p (рис. 3.10).

При ее построение был использован неравномерный биннинг⁴ (прил. § D.3) и применена процедура сглаживания функцией Гаусса (прил. § D.4) для улучшения статистических свойств распределения.

Полученные распределения отношения максимального правдоподобия (рис. 3.11) демонстрируют возможность разделения протонной P и непротонной \bar{P} гипотез с чистотой более 61%.

Предоставлена возможность выбора эффективности и чистоты набора (рис. 3.12), что позволяет контролировать значение доли фоновых событий при вариации количества “полезного” сигнала, разумное (достаточно большое) значение которого необходимого для анализа.

При этом фоновые события не являются опасными для резонансного предсказания, если мы знаем их поведение в исследуемой области, и оно не несет резонансный характер. Фоновые события представляют собой комбинаторную “подложку”.

Также отметим, что выбранная импульсная область до 1 ГэВ для остановившихся положительно заряженных частиц в эффективном объеме дрейфовых камер является

⁴ процедура разбиения гистограммы на ячейки (англ. *binning*)

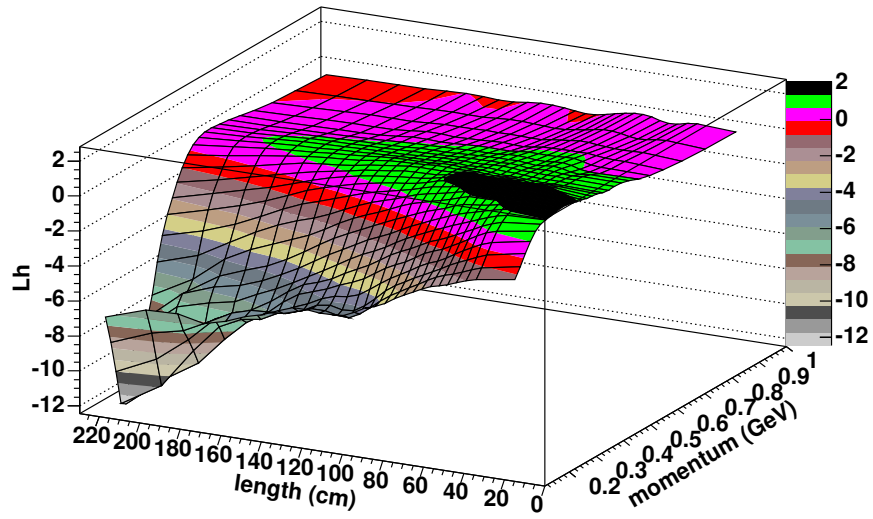


Рис. 3.10: Отношение максимального правдоподобия L_h как функция длины траектории ($length$) и реконструированного импульса ($momentum$) положительных частиц, остановившихся в эффективном объеме дрейфовых камер.

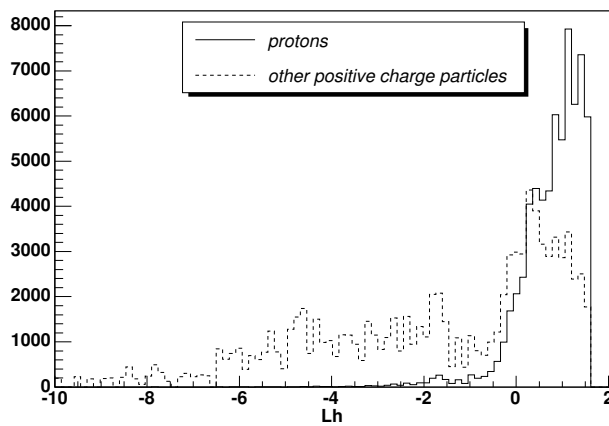


Рис. 3.11: Распределения отношения максимального правдоподобия L_h для протонных ($protons$) и непротонных ($other positive charge particles$) событий в наборе положительно заряженных частиц, остановившихся в эффективном объеме дрейфовых камер.

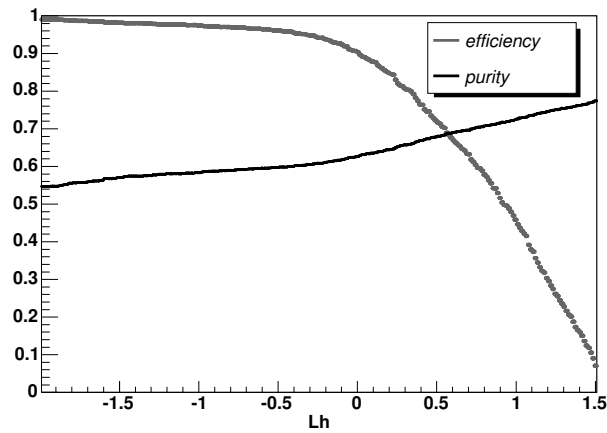


Рис. 3.12: Эффективность (*efficiency*) и чистота (*purity*) идентифицируемых протонов, остановившихся в эффективном объеме дрейфовых камер. Значение чистоты равное 61% соответствует значению $Lh = -0,2$ и возможно ее дальнейшее увеличение. Значение эффективности приведено для исследуемой области импульсов.

эффективной с точки зрения количества событий. Распределение по импульсу для протонов имеет максимум при 0,5 ГэВ (рис. 3.13).

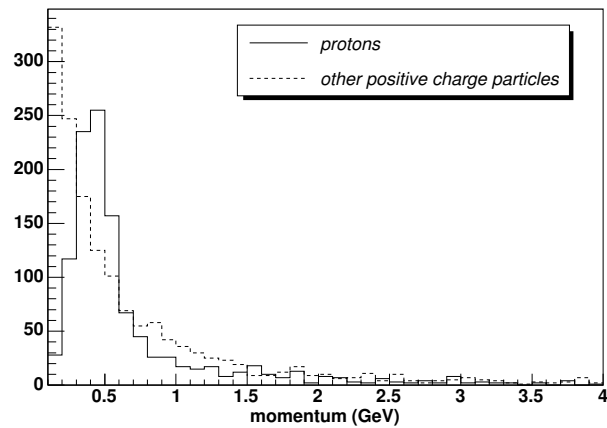


Рис. 3.13: Распределение по реконструированному импульсу остановившихся положительно заряженных частиц в эффективном объеме дрейфовых камер. Распределение по импульсу для протонов (*protons*) имеет максимум при 0,5 Гэв, значение в котором превышает значение при том же импульсе для остальных положительно заряженных частиц (*other positive charge particles*).

3.4.3 Идентификация по выделенной энергии

Детектор NOMAD позволяет также различать заряженные частицы непосредственно по выделенной энергии. В детекторе переходного излучения (§ 2.3.7) заряженные частицы выделяют энергию в газовой смеси ксенон – метан, находящейся в трубках детектирующих модулей. Электромагнитный калориметр (§ 2.3.9) с большими поперечными размерами и массой (20 т.) поглощает большую часть энергии частиц.

Если в предыдущем разделе окончанием являлось распределение по реконструированному импульсу, демонстрирующее разумность выбора импульсной области, то здесь рассмотрение идентификации протонов начнется с него.

Рассмотрим детектор переходного излучения. Его детектирующими элементами являются девять модулей, в состав которых входят трубки, заполненные газовой смесью. Распределение для положительно заряженных частиц по числу отсчетов (число модулей, фиксирующих взаимодействие с пролетающей частицей) в детекторе переходного излучения (рис. 3.14) показывает, что положительно заряженные частицы, которые достигли его пределов, пересекают в основном все модули.

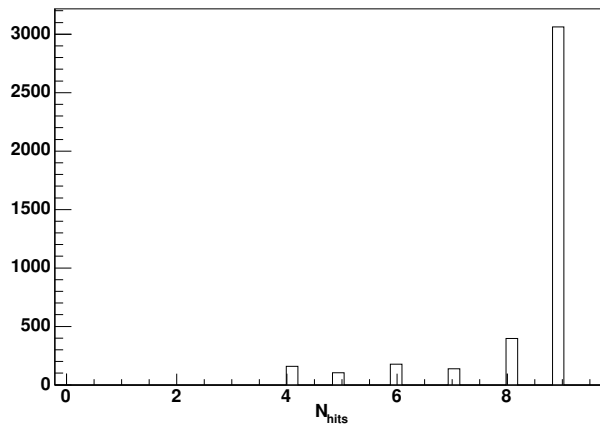


Рис. 3.14: Распределение по числу отсчетов в детекторе переходного излучения для положительно заряженных частиц, долетающих до него. Большая часть положительно заряженных частиц пересекает 8 – 9 модулей детектора.

Распределения по импульсу (рис. 3.15) для протонных и непротонных треков, оставивших более шести отсчетов в детекторе переходного излучения показывает, превышение последнего во всей области. Схожесть формы распределений также является недостатком при идентификации.

Однако, различие в выделенной энергии в трубках детектора переходного излучения (рис. 3.16) позволит увеличить чистоту протонного набора при более детальном рассмотрении распределений, зависящих не только от реконструированного импульса, но и от выделенной энергии в трубках.

Как и в случае с длиной траектории для остановившихся частиц в эффективном объеме дрейфовых камер (предыдущий раздел), так и здесь используется отношение

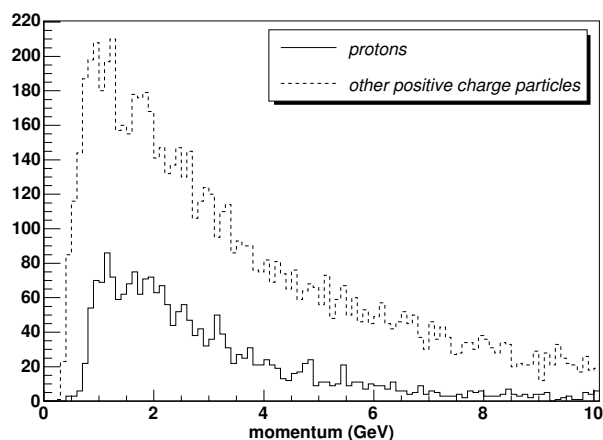


Рис. 3.15: Распределение по реконструированному импульсу положительно заряженных частиц, долетающих до детектора переходного излучения. Максимум распределений, протонов (*protons*) и других положительно заряженных частиц (*other positive charge particles*), расположен в области 1 ГэВ. Фоновые события (*other positive charge particles*) во всей области распределения превышают полезный сигнал (*protons*).

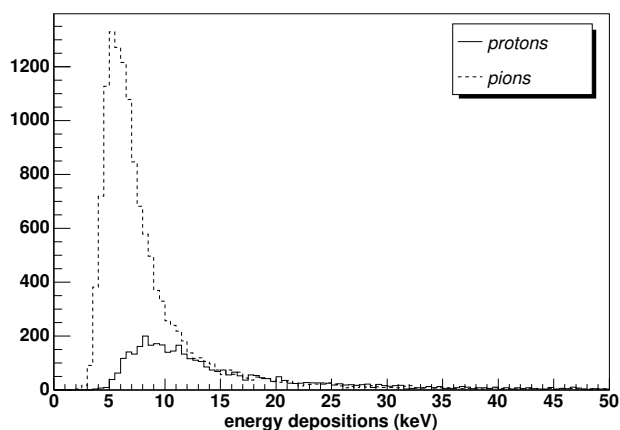


Рис. 3.16: Распределение средней выделенной энергии (*energy deposition*) в трубках детектора переходного излучения для протонов (*protons*) и пионов (*pions*) с реконструированным импульсом $< 1,2$ ГэВ.

максимального правдоподобия. Такая функция в виде

$$Lh = \sum_{i=1}^{n_{hit}} \ln \frac{P(\epsilon_i, p|P)}{P(\epsilon_i, p|\bar{P})}, \quad (3.6)$$

где $n_{hit} \leq 9$ — число отсчетов в модулях детектора переходного излучения, записывающих выделенную энергию частицей, ϵ_i — энергия записанная в отдельном модуле, P и \bar{P} — протонная и пионная π^+ или каонная K^+ гипотезы, $P(\epsilon_i, p|P)$ и $P(\epsilon_i, p|\bar{P})$ — распределения этих гипотез по переменным ϵ_i, p , p — реконструированный импульс частицы, была рассмотрена в [77]. Уменьшая значение функции “неэффективности” (прил. § D.2) по этим переменным для фоновых событий (π^+, K^+), полученную также в [77], можем добиться улучшения значений эффективности и чистоты протонных событий в исследуемом наборе.

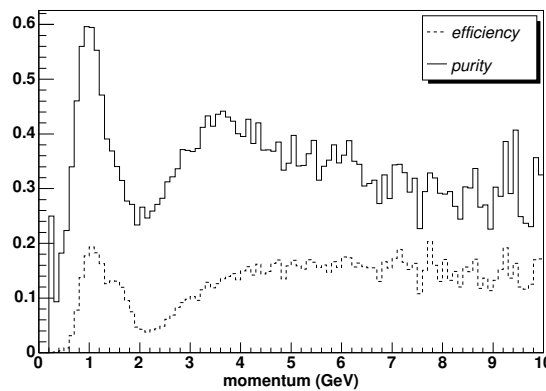


Рис. 3.17: Эффективность (*efficiency*) и чистота (*purity*) идентифицируемых протонов в детекторе переходного излучения как функция реконструированного импульса при “неэффективности” фоновых событий в 15%. Обе функций имеют максимум около 1 ГэВ.

На рис. 3.17 построены функции эффективности и чистоты протонного набора при значении “неэффективности” фона (доля фоновых событий от начального значения) в 15%. Возможна вариация ее величины для улучшения характеристик идентификации.

Наилучшая эффективность отбора протонных событий достигается при значении импульса от 0,6 до 1,6 ГэВ (рис. 3.17).

Электромагнитный калориметр дополняет идентификацию, полученную в детекторе переходного излучения, позволяет ее улучшить в данной импульсной области $> 10\%$ (рис. 3.18). Для него также составлена функция максимального правдоподобия, зависящая от реконструированного импульса и выделенной энергии в виде $P(\epsilon_i, p|P)/[P(\epsilon_i, p|P) + P(\epsilon_i, p|\bar{P})]$, где ϵ_i — энергия, выделенная частицей в электромагнитном калориметре (прил. § D.2).

На рис. 3.17, 3.18 показана не самая лучшая идентификация. Большим приоритетом пользуется функция эффективности, показывающая статистику протонных событий, которую нежелательно терять, так как нет точных предсказаний сечения рождения исследуемого резонанса, известно лишь, что оно мало.

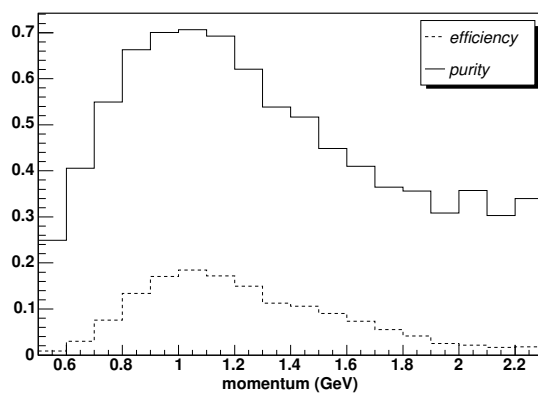


Рис. 3.18: Эффективность (*efficiency*) и чистота (*purity*) идентифицируемых протонов (рис. 3.17), дополненная информацией из электромагнитного калориметра.

3.4.4 Результаты идентификации

Суммарным результатом идентификации протонов являются эффективность и чистота отобранного набора. Зависимости эффективности и чистоты идентифицируемых протонов отдельно для дрейфовых камер (как функции отношения максимального правдоподобия), детектора переходного излучения и электромагнитного калориметра (как функции импульса) представлены на рис. 3.12, 3.17, 3.18. Для анализа данных возможно применение различных соотношений этих величин.

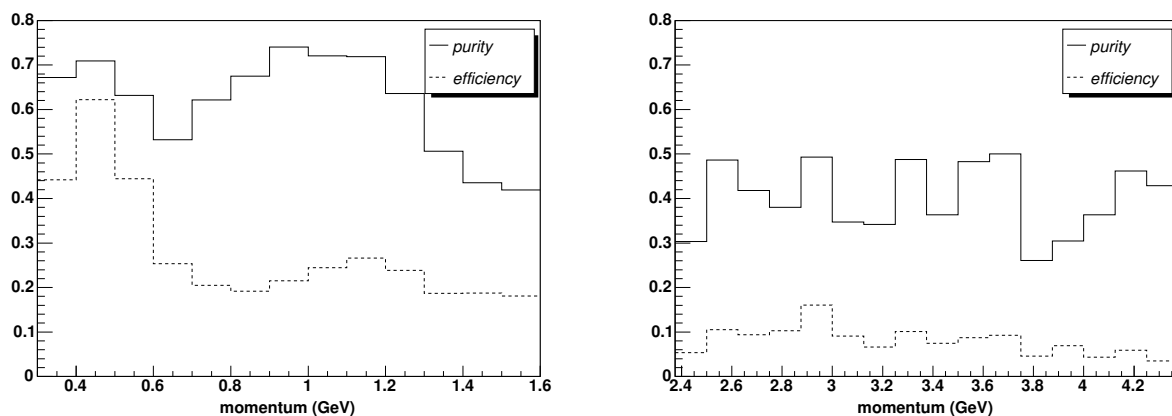


Рис. 3.19: Эффективность (*efficiency*) и чистота (*purity*) идентифицируемых протонов как функция импульса, построенная с использованием информации всех детекторов. Общая эффективность и чистота набора составляют 19,7% и 60,1%.

С общей чистотой набора в 60,1% (для метода ограничения длины трека с отношения максимального правдоподобия $Lh > 0,2$ и идентификации по выделенной энергии значения составили 68,9% и 60,0% для импульса $0,4 < p < 1,6$ ГэВ и 48,2% для импульса $2,4 < p < 4,5$ ГэВ) для всех используемых способов идентификации на рис. 3.19 построены эффективность и чистота идентификации протонов как функции импульса. При этом общая эффективность идентификации составляет 19,7% (соответственно 8,8%, 7,1% и 3,8% для первого и второго метода идентификации).

Количество идентифицируемых протонов при данных параметрах идентификации в ν_μ взаимодействиях по каналам заряженного и нейтрального токов приведено в табл. 3.3.

Таблица 3.3: Количество идентифицируемых протонов.

Канал ν_μ взаимодействия	заряженный ток	нейтральный ток	заряженный и нейтральный токи
Число протонов	52703	27779	70101

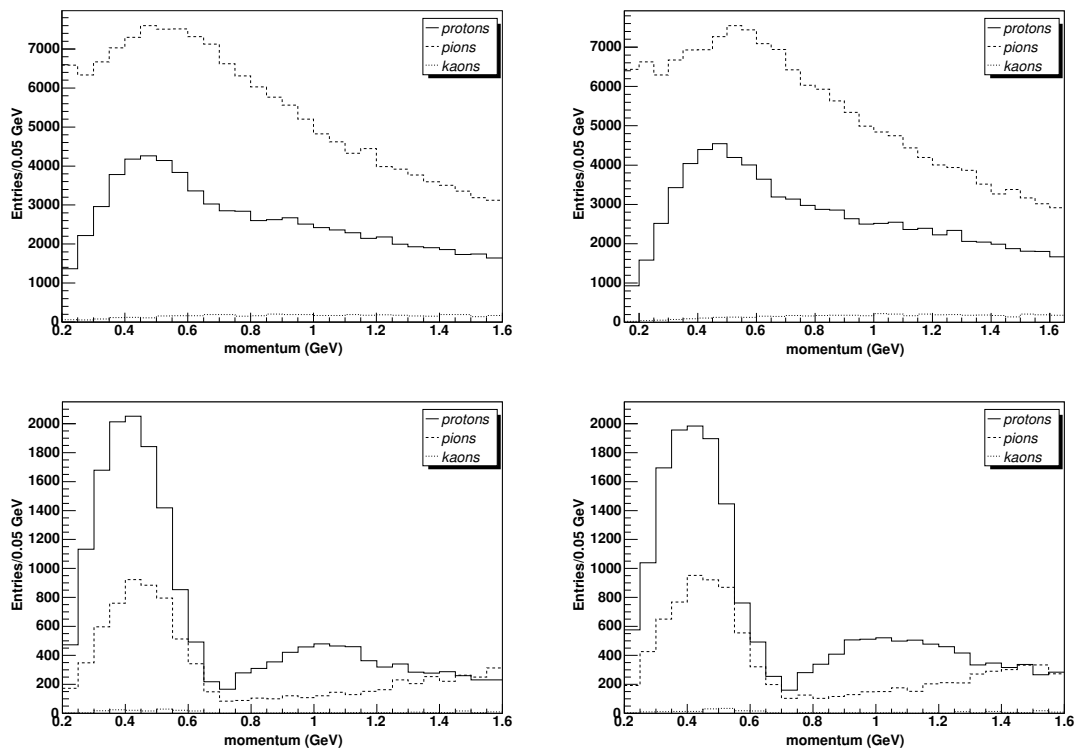


Рис. 3.20: Распределения по импульсу для протона (*protons*) и положительно заряженных пиона (*pions*) и каона (*kaons*), рождающихся в ν_μ взаимодействиях с веществом детектора *NOMAD* по каналам заряженного (слева) и нейтрального (справа) токов до идентификации (вверху) и после (внизу).

На рис. 3.20 демонстрируется весь успех проделанной работы по идентификации протонов в эксперименте *NOMAD*. Первоначальное значение превышающего в 2,5 раза количества пионов над протонами сменяется на 0,3. Кроме этого, полученные в результате работы переменные позволяют гибко варьировать параметры идентификации, эффективность и чистоту, что позволяет найти разумный оптимум между значимостью сигнала и наличием в нем примеси.

Процедура настройки идентификации протонов и ее результаты были представлены на восьмой конференции молодых ученых и специалистов в г. Дубне [79].

3.5 Проверка идентификации K_S^0 и протонов

Отметим еще раз, что для резонансного анализа возможно сделать правильные выводы, не добиваясь полной чистоты набора. При этом важно уметь изменять и контролировать параметры, характеризующие фоновые события. Идентификация K_S^0 и протонов, представленная в данной главе удовлетворяет этим требованиям и позволяет проводить изменения эффективности и чистоты набора.

Для одновременного подтверждения идентификации как протонов, так и K_S^0 исследуем резонанс $K^*(892)$ распадающийся на $K_S^0\pi$ практически в 100% случаев. Для этого построим инвариантную массу системы K_S^0 и положительно заряженной частицы с массой пиона в полном наборе данных (“пионный” набор), где количество пионов превышает все другие положительно заряженные частицы. Наличие этого резонанса является отличным подтверждением идентификации K_S^0 . Далее строим ту же самую инвариантную массу системы K_S^0 и положительно заряженной частицы с массой пиона, но для набора идентифицированных протонов (“протонный” набор). Отсутствие пика от $K^*(892)$ в спектре инвариантной массы такого набора является хорошим указанием (хотя и не строгим) на правильность идентификации протонов.

На рис. 3.21 приведены спектры инвариантной массы системы K_S^0 и положительно заряженной частицы с массой пиона в указанных случаях. Полученный результат подтверждает ожидаемый.

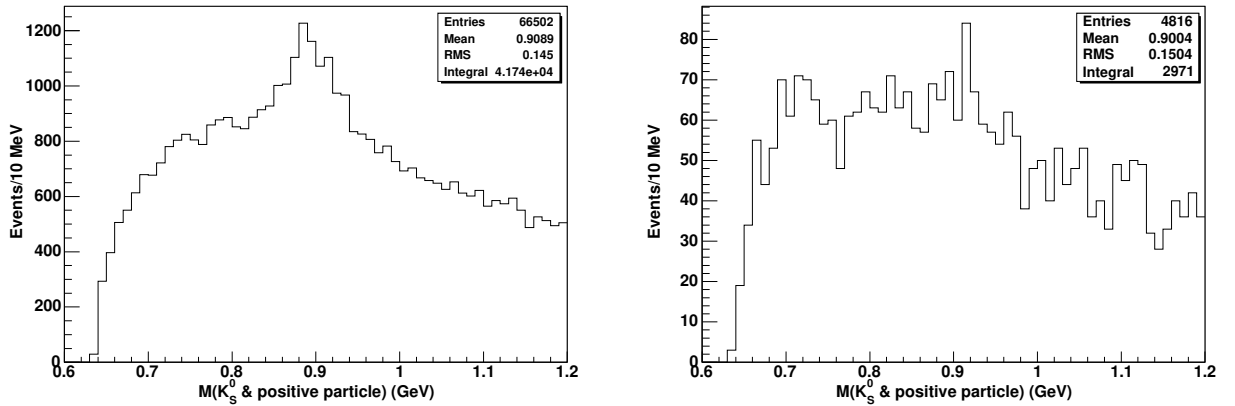


Рис. 3.21: Спектры инвариантной массы системы K_S^0 и положительно заряженной частицы с массой пиона для “пионного” (слева) и “протонного” (справа) наборов. Наблюдается хороший пик от $K^*(892)$ для первого варианта и его отсутствие на уровне $1, 2\sigma$ для второго.

Глава 4

Сравнение смоделированных и реконструированных переменных

Прежде, чем переходить к анализу отобранных событий, необходимо проверить качество восстановления кинематических переменных, проводя сравнение смоделированных и реконструированных переменных. Важно показать, что детектор способен правильно восстанавливать кинематику нейтринных взаимодействий, а программа моделирования, используемая для вычисления эффективности выделения событий и уровня подавления фона, правильно описывает эти взаимодействия внутри установки.

В данной главе сравниваются распределения переменных, характеризующие нейтринное взаимодействие внутри установки NOMAD. Особое внимание уделяется переменным, которые относятся к протонам и K_S^0 . Моделирование нейтринных взаимодействий в установке NOMAD смотрите в § 2.5.

4.1 Нейтринное событие

В Стандартной Модели реакции рассеяния нейтрино на нуклоне

$$\begin{aligned}\nu_l N &\rightarrow l^- X, & \nu_l N &\rightarrow \nu_l N', \\ \bar{\nu}_l N &\rightarrow l^+ X, & \bar{\nu}_l N &\rightarrow \bar{\nu}_l N'\end{aligned}\tag{4.1}$$

происходят в результате обмена промежуточным векторным бозоном. Этот процесс представлен на рис. 4.1, где $k = (E, \vec{k})$ представляет 4-х вектор налетающего (анти)нейтрино, $k' = (E', \vec{k}')$ - 4-х вектор вылетающего заряженного лептона или (анти)нейтрино, а $P = (M, 0)$, $p' = (E_h, \vec{p}_h)$ и $q = (q_0, \vec{q})$ 4-х векторы нуклона мишени, системы адронов в конечном состоянии и промежуточного бозона соответственно.

Следующие Лоренц-инвариантные кинематические переменные обычно используются для описания рассеяния лептона на нуклоне:

$$\begin{aligned}\nu &= (P \cdot q)/M, \\ Q^2 &= -q \cdot q > 0.\end{aligned}\tag{4.2}$$

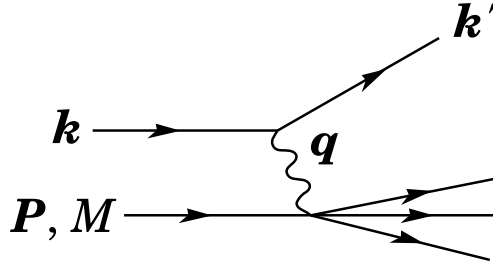


Рис. 4.1: Диаграмма, показывающая основные переменные, использованные для описания кинематики лептон-нуклонного рассеяния.

В лабораторной системе ν представляет собой переданную энергию $(E - E')$ от нейтрино к заряженному лептону или вылетающему нейтрино, а Q^2 выражается через

$$Q^2 = 2(EE' - \vec{k}\vec{k}') - m_l^2 - m_l'^2 \approx 4EE' \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (4.3)$$

где m_l^2 ($m_l'^2$) - масса лептона в начальном (конечном) состоянии и θ угол рассеяния лептона в лабораторной системе.

Следующие две переменные носят название масштабных переменных Бёркена:

$$x_B = \frac{Q^2}{2M\nu} \quad (4.4)$$

(в кварк-партонной модели x_B измеряет долю импульса нуклона, переносимую кварком, на котором происходит рассеяние)

и

$$y_B = \frac{\nu}{E} \quad (4.5)$$

доля энергии налетающего лептона в лабораторной системе, потерянная в результате взаимодействия.

Квадрат инвариантной массы адронной системы

$$W^2 = (P + q)^2 = M^2 + 2M\nu - Q^2 = M^2 + Q^2 \left(\frac{1}{x_B} - 1 \right)$$

Квадрат полной энергии в системе центра масс

$$s = (k + P)^2 = 2ME + M^2 = \frac{Q^2}{x_B y_B} + M^2$$

Энергия образовавшейся адронной струи

$$E_{jet} = \nu + M = y_B E + M \quad (4.6)$$

Рассмотрим смоделированные и реконструированные кинематические переменные в нейтринных событиях (рис. 4.2). Наблюдается корреляция, размытая разрешением детектора и наличием невосстановленных частиц.

Отобрав кандидаты в протоны и K_S^0 из реальных данных, мы можем провести сравнение восстановленных кинематических переменных между реальными данными и реконструированными моделированными событиями (рис. 4.3).

В целом наблюдается хорошее согласие как формы распределений, так и средних значений всех переменных.

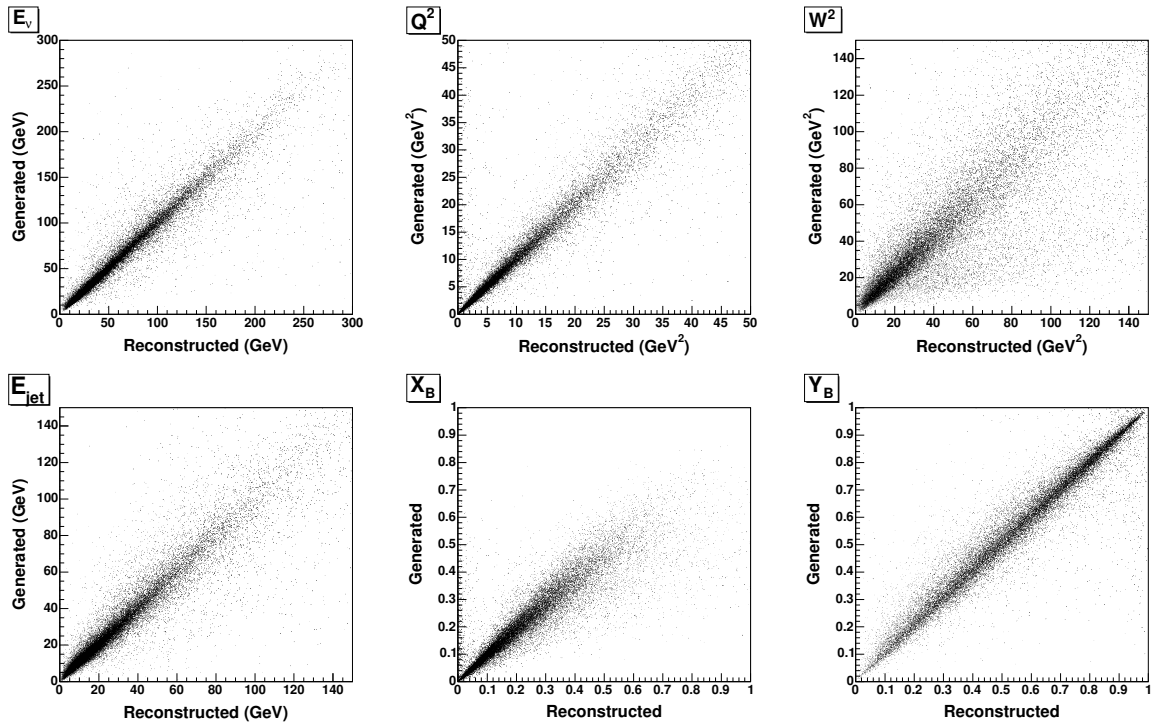


Рис. 4.2: Сравнение смоделированных и реконструированных кинематических переменных в нейтринных событиях.

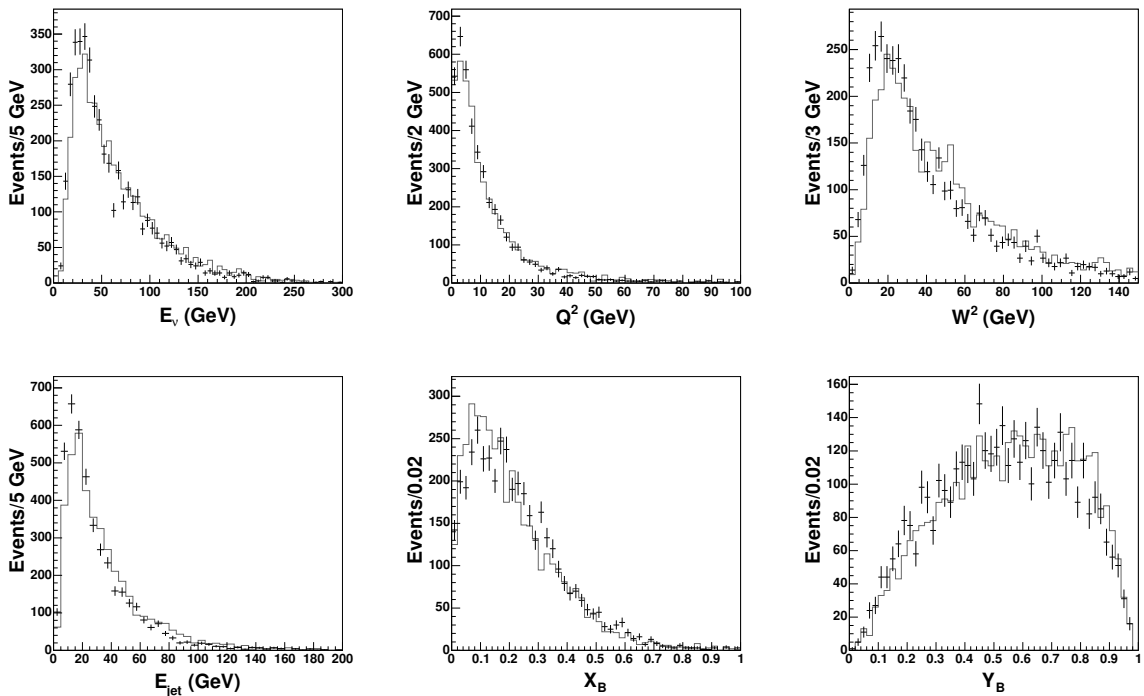


Рис. 4.3: Восстановленные кинематические переменные в реальных данных и в реконструированных смоделированных событиях.

4.2 Рождение и распад K_S^0

Для того, чтобы в резонансном анализе при корректировке реальных данных на неэффективность детектора можно было использовать набор симулированных событий, необходимо убедиться в точном моделировании процессов рождения и распада K_S^0 .

Важными для резонансного анализа переменными, описывающие K_S^0 являются:

- инвариантная масса продуктов распада ($K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$);
- время жизни или расстояние, пройденное частицей по ее “внутренним” часам ($c\tau$);
- импульс.

Рис. 4.4 иллюстрируют хорошее согласие распределений по инвариантной массе, времени жизни и импульсу K_S^0 соответственно, подтверждая тем самым отсутствие неучтенных эффектов детектора в программе моделирования и реконструкции.

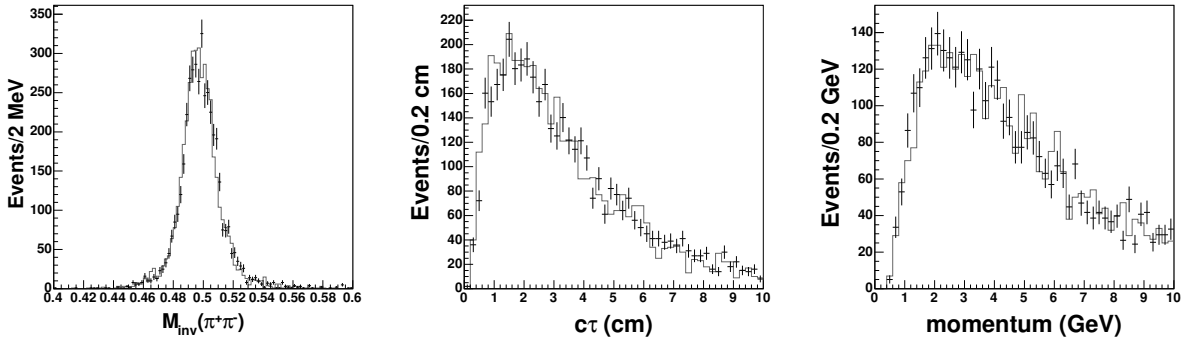


Рис. 4.4: Распределения, описывающие рождение и распад K_S^0 в реальных данных и в смоделированных событиях. Здесь (слева направо): инвариантная масса, время жизни, импульс.

4.3 Поведение протона в адронной струе

Также, как и переменные, характеризующие рождение и распад K_S^0 , для резонансного анализа необходимо исследовать моделирование поведения “протонных” событий. В этом смысле важными переменными, характеризующими протоны, родившиеся в адронной струе ν_μ взаимодействии внутри установки, являются:

- импульс протона;
- доля энергии адронной струи унесенная протоном ($z_p = E_p/E_{jet}$).

Необходимо также контролировать переменные, используемые при идентификации протонов. К ним относятся:

- 1) для дрейфовых камер:
 - число отсчетов;

- длина траектории частицы;
- 2) для детектора переходного излучения:
- число отсчетов;
 - средняя выделенная энергия;
 - переменная “неэффективности” пионов и каонов;
- 3) для электромагнитного калориметра:
- выделенная энергия.

На рис. 4.5 показано сравнение перечисленных переменных для реальных данных и смоделированных событий.

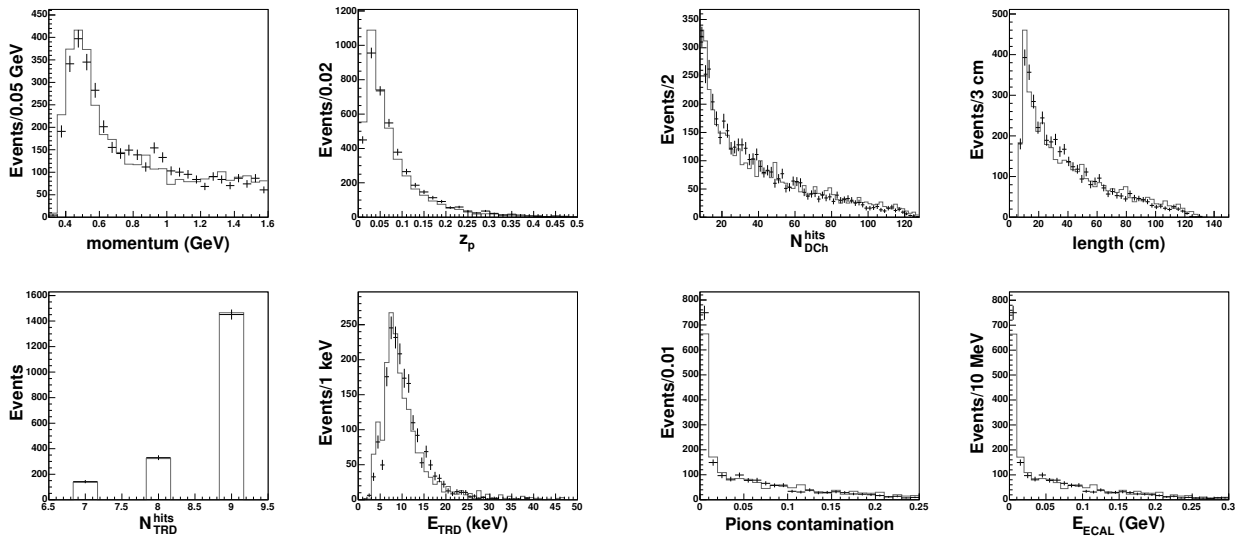


Рис. 4.5: Распределения, описывающие переменные поведение протонов в адронной струе и переменные их идентификации для реальных данных и для смоделированных событий. Здесь (слева направо, сверху вниз): импульс, доля унесенной энергии адронной струи; число отсчетов и длина траектории частицы в дрейфовых камерах; число отсчетов, средняя выделенная энергия и переменная “неэффективности” пионов в детектора переходного излучения; выделенная энергия в электромагнитном калориметре.

Хорошее согласие наблюдается для всех переменных. Что также подтверждает отсутствие неучтенных эффектов детектора в программе моделирования и реконструкции.

Остается единственный неучтенный момент, связанный с процедурой фита траектории заряженной частицы “пионной” гипотезой, который вносит систематическую ошибку для протонов с малым значением импульса. Вопрос учета и устранения данной ошибки является очень важным для предстоящего анализа. Рассмотрим его подробнее.

4.3.1 Поправка на импульс протона

На рис. 4.6 показана зависимость смоделированного и реконструированного импульсов протонов. Хорошо видно систематическое занижение при малых значениях импульса. Ошибка эта связана с тем, что протоны с малым импульсом в результате ионизационных потерь успевают остановиться (в отличие от пионов с тем же значением импульса) за расстояние меньшее необходимого для эффективного фита траектории заряженной частицы. А протон с немного большим импульсом, для которых расстояние (число отсчетов в дрейфовых камерах) удовлетворяет требованиям фита, аппроксимируется как пион, в результате чего происходит недооценка его импульса.

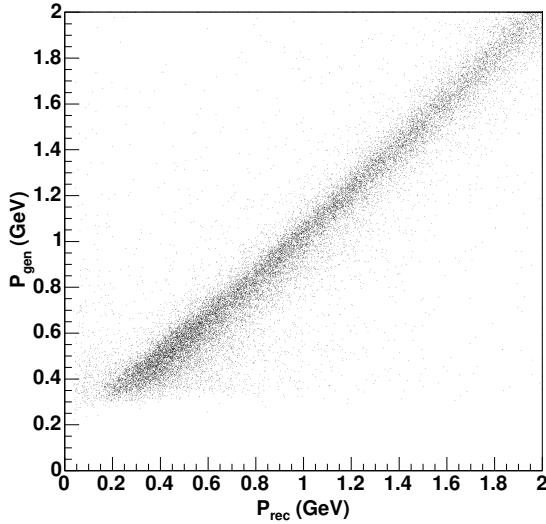


Рис. 4.6: Смоделированный и реконструированный импульсы протонов. Наблюдается систематический сдвиг при реконструкции малых значений импульса протонов.

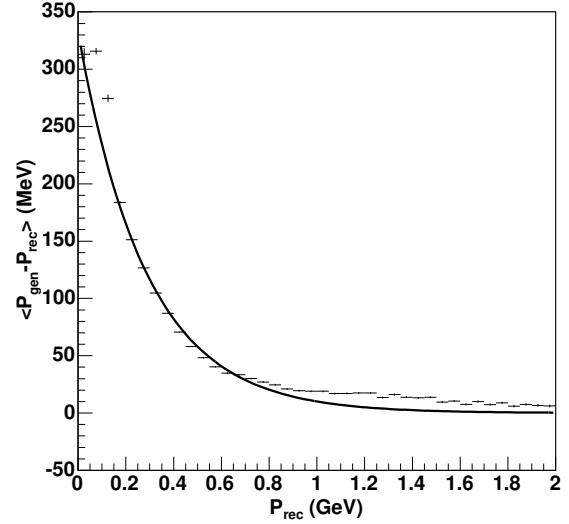


Рис. 4.7: Среднее значение разности смоделированного и реконструированного импульса протона как функция его реконструированного импульса (точки с ошибками). Кривая Δp - результат фита.

Истинное значение импульса протона находим при помощи добавления некоторой поправки к его реконструированному импульсу

$$p = p_{rec} + \Delta p(p_{rec}). \quad (4.7)$$

Выбор поправки был сделан из следующих соображений: при больших импульсах систематическая ошибка должна стремиться к нулю

$$\Delta p(p_{rec} \rightarrow \infty) \rightarrow 0,$$

а при стремлении реконструированного импульса к нулю обращается в некоторое постоянное значение p_0

$$\Delta p(p_{rec} \rightarrow 0) = p_0.$$

Таким требованиям удовлетворяет функция спадающей экспоненты

$$\Delta p(p_{rec}) = p_0 \exp(-\alpha p_{rec}), \quad (4.8)$$

где p_0 – значение импульса протона при $p_{rec} \rightarrow 0$, α – параметр спада экспоненты, измеряемый в ГэВ^{-1} .

Рис. 4.7 демонстрирует правильность учета систематической ошибки. Значение параметров p_0 и α было найдено из фита, их значения составили $0,33 \text{ ГэВ}$ и $3,5 \text{ ГэВ}^{-1}$ соответственно.

Для проверки данной процедуры была рассмотрена инвариантная масса системы $p\pi^-$ для идентифицированных Λ^0 [72, 73, 74] с поправкой на импульс положительной частицы (протона) и без нее (рис. 4.8).

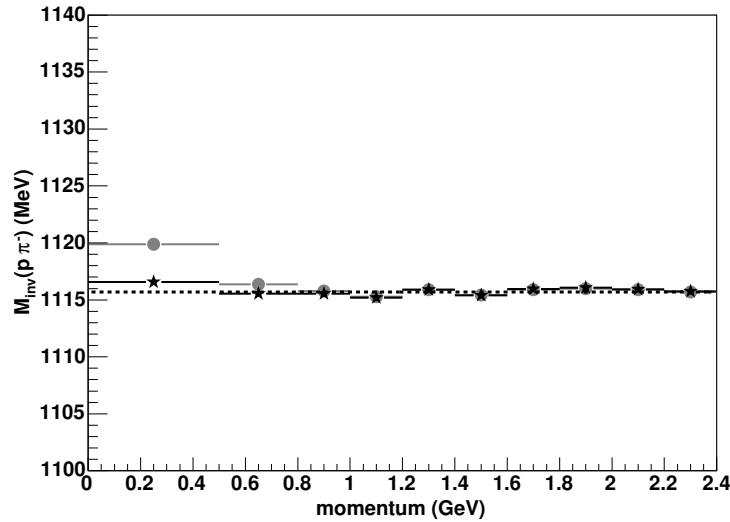


Рис. 4.8: Инвариантная масса системы $p\pi^-$ как функция импульса протона без поправки (серые точки) и с поправкой (черные звездочки). Масса Λ^0 составляет $1115,683 \text{ МэВ}$ [80] (прерывистая прямая линия).

Видно неоспоримое улучшение в значении массы Λ^0 .

Глава 5

Анализ данных

Проведя тщательный анализ установки NOMAD, ее возможности идентификации частиц, необходимых для нашего анализа, переходим к изучению спектра инвариантной массы системы pK_S^0 .

Обнаружение резонансной частицы, распадающейся на несколько частиц, определяется наличием пика в спектре инвариантной массы ее продуктов распада. Это связано с тем, что число рождающихся частиц пропорционально сечению процесса, которое имеет пик вблизи массы резонанса (прил. § E.1).

Квадрат инвариантной массы системы pK_S^0 определяется квадратом суммы 4-импульсов каждой из частиц

$$M_{inv}^2 = (P_1 + P_2)^2. \quad (5.1)$$

Здесь P_1 и P_2 – 4-импульсы протона и K_S^0 соответственно. Если известны массы (m_1 и m_2), импульсы (\vec{p}_1 и \vec{p}_2) и угол между импульсами этих частиц (θ), то выражение (5.1) можно записать в следующем виде

$$M_{inv}^2 = m_1^2 + m_2^2 + 2(\sqrt{m_1^2 + p_1^2} \cdot \sqrt{m_2^2 + p_2^2} - p_1 p_2 \cos\theta). \quad (5.2)$$

Но прежде чем переходить непосредственно к анализу данного спектра, необходимо исследовать несколько важных вопросов, которые, как будет показано ниже, определяют свойства и характеристики исследуемого резонанса (статистическую значимость S , массу M и ширину Γ). К ним относятся:

- “чувствительность” или способность детектора к обнаружению Θ^+ ;
- разрешение на измеряемую величину, т. е. инвариантную массу;
- описание фоновых событий.

5.1 Необходимая чувствительность эксперимента к Θ^+

Исходя из определения статистической значимости резонансного сигнала над фоном

$$S = N_S / \sqrt{N_B}, \quad (5.3)$$

где N_S – число событий полезного сигнала и N_B – число фоновых событий, оценим количество “необходимых” пентакварков (с учетом идентификации продуктов его распада) для серьезного заявления на его достоверность ($S = 5$). Число найденных Θ^+ при учете эффективностей идентификации протонов (ε_p) и K_S^0 (ε_K) будет составлять $N_\Theta^{id} = N_\Theta \varepsilon_p \varepsilon_K$. И количество необходимых Θ^+ определится следующим выражением

$$N_\Theta = \frac{S\sqrt{N_B}}{\varepsilon_p \varepsilon_K}. \quad (5.4)$$

Находим, что для уровня достоверности 5σ ($S = 5$), ожидаемого из моделирования числа фоновых событий $N_B = 65$ в интервале $1,51 - 1,55$ ГэВ (рис. 5.4) и эффективностей идентификации $\varepsilon_p = 0,20$ (§3.4.4) и $\varepsilon_K = 0,24$ (§3.3.3), значение $N_\Theta \simeq 840$, при этом число найденных Θ^+ должно составить $N_\Theta^{id} = 40$.

С другой стороны, воспользовавшись результатом анализа ИТЭФ [34], исследующих ту же реакцию, что и эксперимент NOMAD, находим

$$N_\Theta = some \cdot 10^{-3} N_{\nu_\mu} = some \cdot 1200, \quad N_\Theta^{id} = some \cdot 60,$$

где *some* – некоторое число. Что позволяет нам надеяться на хороший результат.

5.2 Разрешение на инвариантную массу

Разрешение (ошибку реконструкции) на инвариантную массу системы pK_S^0 можно оценить двумя независимыми способами:

- при помощи программ моделирования и реконструкции, вычисляя ширину распределения разности смоделированной и реконструированной инвариантной массы системы pK_S^0

$$\sigma(M_{inv}^{gen} - M_{inv}^{rec}); \quad (5.5)$$

- зная ошибки измерения на импульсы протона (\vec{p}_1) и каона (\vec{p}_2), равные $\sigma(\vec{p}_1)$ и $\sigma(\vec{p}_2)$, угол между ними θ и массы протона (m_1) и каона (m_2), можно определить разрешение по инвариантной массе следующей формулой

$$M_{inv}^2 \sigma^2(M_{inv}) = \left(\frac{E_2}{E_1} p_1 - p_2 \cos\theta \right)^2 \sigma^2(p_1) + \left(\frac{E_1}{E_2} p_2 - p_1 \cos\theta \right)^2 \sigma^2(p_2). \quad (5.6)$$

Для оценки первым способом приведем зависимость смоделированной и реконструированной инвариантной массы системы pK_S^0 (рис. 5.1). Видна очевидная корреляция между ними. Распределение $M_{inv}^{gen} - M_{inv}^{rec}$ описывается функцией Гаусса (рис. 5.2). Разрешение на инвариантную массу σ_{rec} определяется шириной этого распределения.

Оценка вторым способом была выполнена как для набора смоделированных событий, так и для данных. Значение ошибки определялось для каждой пары pK_S^0 . После находилось среднее значение для определенного интервала массы.

На рис. 5.3 приведены значения ошибки реконструкции как функции инвариантной массы. Все три гистограммы находятся в хорошем согласии. Расхождение наблюдается

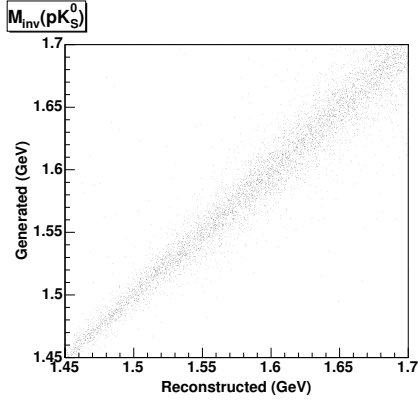


Рис. 5.1: Сравнение смоделированной и реконструированной инвариантной массы системы pK_S^0 .

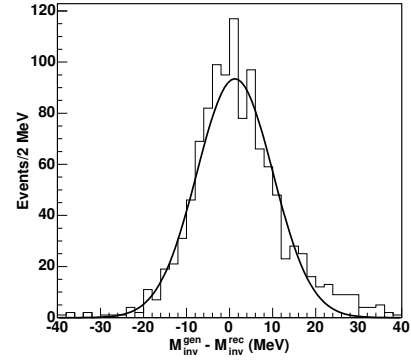


Рис. 5.2: Разница распределений смоделированной и реконструированной инвариантной массы $M_{inv}^{gen} - M_{inv}^{rec}$ в интервале $1,50 \text{ ГэВ} < M_{inv}^{rec} < 1,55 \text{ ГэВ}$. Аппроксимация функцией Гаусса дает $\sigma_{rec} = 8,8 \text{ МэВ}$.

в пороговой области массы ($M_{inv} = m_1 + m_2$), обусловленное малой статистикой. Оценка первым способом дает большее значение в результате того, что находится ошибка распределения $M_{inv}^{gen} - M_{inv}^{rec}$, определяемая количеством событий. В исследуемой области разрешение на инвариантную массу составляет 8,8 МэВ.

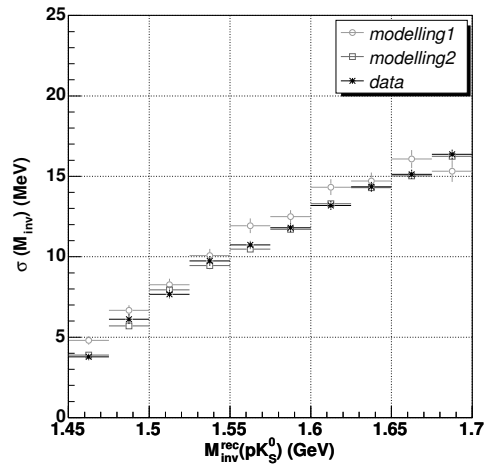


Рис. 5.3: Ошибка реконструкции инвариантной массы системы pK_S^0 , оцененная из распределения $M_{inv}^{gen} - M_{inv}^{rec}$ (modilling1), определяемая ошибками измерения импульсов продуктов распада σ_p и $\sigma_{K_S^0}$ в смоделированных событиях (modilling2) и в накопленных данных (data). В интересующей области она составляет 8,8 МэВ.

5.3 Описание фоновых событий

Для описания фоновых событий рассмотрим комбинаторный набор исследуемого спектра инвариантной массы системы pK_S^0 . Составляем всевозможные комбинации инвариантной массы пар идентифицированных протонов и K_S^0 из разных событий со схожей (в пределах 10%) кинематикой. Полученный таким образом комбинаторный фон нормируется на число событий в экспериментальном спектре инвариантной массы.

Для проверки правильности выбора фонового распределения используем спектр инвариантной массы смоделированных событий, также нормируемый на число событий в экспериментальном спектре. В программу моделирования не были занесены параметры этого резонанса, из этого следует, что в смоделированном спектре инвариантной массы по определению не должно существовать Θ^+ .

На рис. 5.4 показаны фоновые спектры для комбинаторного набора экспериментальных данных и моделированного. Оба распределения находятся в хорошем согласии. На рис. 5.5 рассмотрено их отношение.

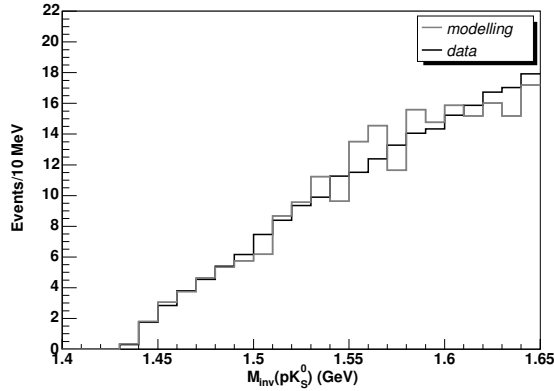


Рис. 5.4: Построение комбинаторного фона, моделированного (*modelling*) и набранного из разных событий данных (*data*). Гистограммы нормированы на количество событий в данных.

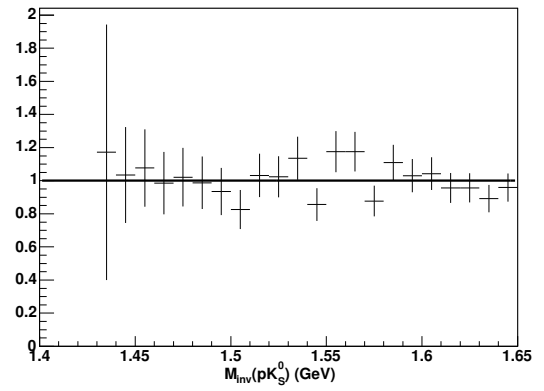


Рис. 5.5: Отношение моделированного фона и фона, набранного из разных событий данных с учетом статистических ошибок. В исследуемой области масс распределения хорошо согласуются.

Из рис. 5.4 и 5.5 можно сделать вывод об отсутствии “ложных” резонансов, возникновение которых возможно при кинематических критериях отбора, применяемых при идентификации частиц.

5.4 Спектр инвариантной массы системы pK_S^0

Теперь мы готовы к полноценному анализу спектра инвариантной массы системы pK_S^0 . Суммарное количество идентифицируемых пар pK_S^0 в ν_μ взаимодействиях по каналам заряженного и нейтрального токов приведено в табл. 5.1.

Таблица 5.1: Количество идентифицируемых пар pK_S^0 .

Канал ν_μ взаимодействия	заряженный ток	нейтральный ток	заряженный и нейтральный токи
Число пар pK_S^0	3667	1732	5397

Построив спектр,

- проведем анализ статистической значимости Θ^+ ;
- оценим значения его массы и ширины.

5.4.1 Оценка статистической значимости Θ^+

Построим спектр инвариантной массы pK_S^0 по следующим категориям:

- различные методы идентификации протонов;
- различные каналы ν_μ взаимодействия.

Отдельно для каждого случая оценим значимость в окне инвариантной массы 1,51 – 1,55 МэВ.

На рис. 5.6 представлен спектр инвариантной массы системы pK_S^0 для протонов идентифицированных в дрейфовых камерах и в области детектора переходного излучения и электромагнитного калориметра. Фоновое распределение представлено гистограммой с подложкой.

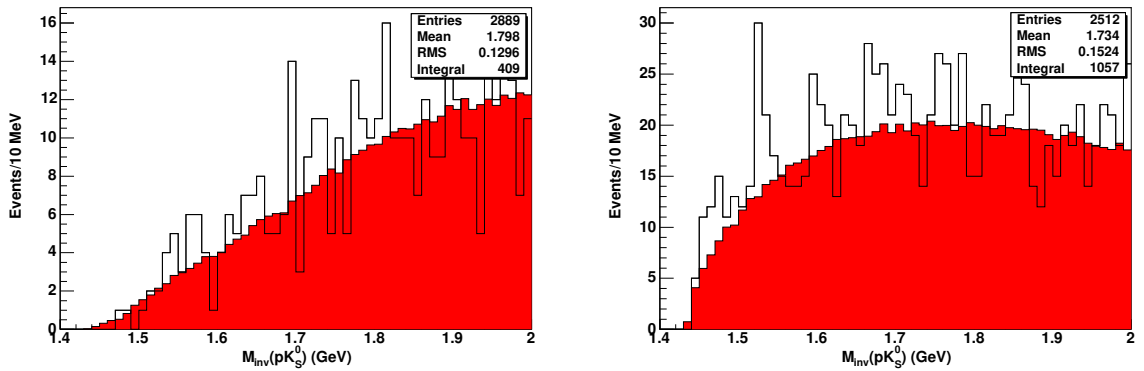


Рис. 5.6: Инвариантная масса системы pK_S^0 с идентификацией протонов в дрейфовых камерах (слева), в детекторе переходного излучения и электромагнитном калориметре (справа).

Импульсы протонов для разных методов идентификации различны. Если в первом случае это протоны с малым импульсом ($p < 1$ ГэВ), то во втором - протоны более энергетичные ($0,4 < p < 1,6$ и $2,4 < p < 4,5$). Для дрейфовых камер в этой области масс мы не наблюдаем никакого сигнала (статистическая значимость $1,28\sigma$ соответствует вероятности фонового отклонения 0,1). Что же касается детектора переходного излучения и электромагнитного калориметра, то в данной области хорошо выражен узкий пик на уровне достоверности $3,7\sigma$.

Далее рассмотрим различные каналы ν_μ взаимодействия (рис. 5.7). Для заряженного тока наблюдается меньшая доля полезного событий ($17,5/44,5$) по сравнению с нейтральным током ($13,2/19,8$) при большем количестве сигнала. Статистическая значимость при этом составляет $2,62\sigma$ для канала заряженного тока и $2,97\sigma$ – для нейтрального. Случай меньшего значения фоновых событий в нейтральном токе можно объяснить подавленность π^+ рождения по сравнению с заряженным.

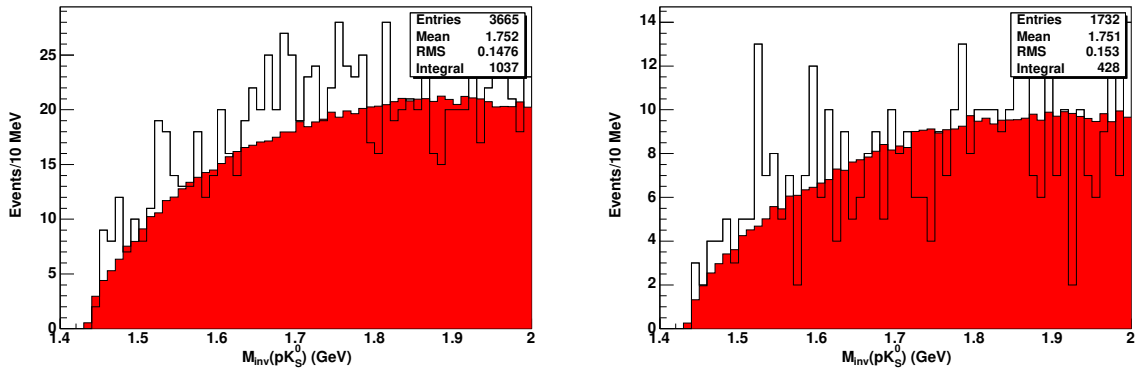


Рис. 5.7: Инвариантная масса системы pK_S^0 с идентификацией протонов совместно для всех детекторов в ν_μ взаимодействиях с веществом детектора по каналам заряженного (слева) и нейтрального (справа) токов.

В конечном наборе наблюдается пик на уровне достоверности $3,83\sigma$ в области инвариантной массы $1,51 - 1,55$ МэВ при соотношении сигнал-фон $30,7/64,3$. Здесь статистическая значимость определялась формулой (5.3), что справедливо в случае гауссовского распределения фона ($N_B \geq 10$). Такая грубая оценка значимости для полного набора данных соответствует вероятности фоновой флуктуации равной $6,5 \cdot 10^{-5}$.

Улучшения сигнального распределения можно осуществить путем наложения критерия на энергию K_S^0 (рис. 5.9), которая в системе покоя Θ^+ должна быть меньше энергии протона. Критерий увеличивает уровень достоверности до $4,3\sigma$ при значении сигнальных событий $N_\Theta^{id} \simeq 33$.

Рассмотрим более детально вопрос статистической значимости. Исследуем ее зависимость от

- параметров идентификации протонов (отношения максимального правдоподобия для дрейфовых камер (§ 3.4.2) и функции “неэффективности” положительно заряженных пионов и каонов для детектора переходного излучения (§ 3.4.3));
- положения инвариантной массы и выбранного интервала (окна) оценки.

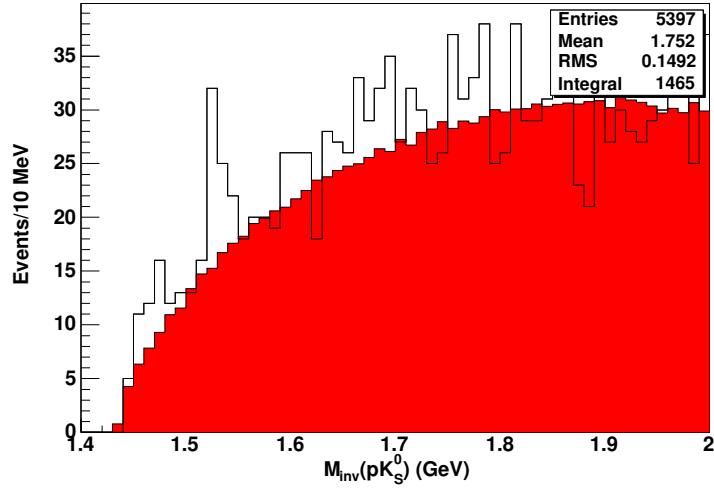


Рис. 5.8: Инвариантная масса системы pK_S^0 с использованием информации всех детекторов для идентификации протонов в ν_μ взаимодействиях с веществом детектора по каналам заряженного и нейтрального токов.

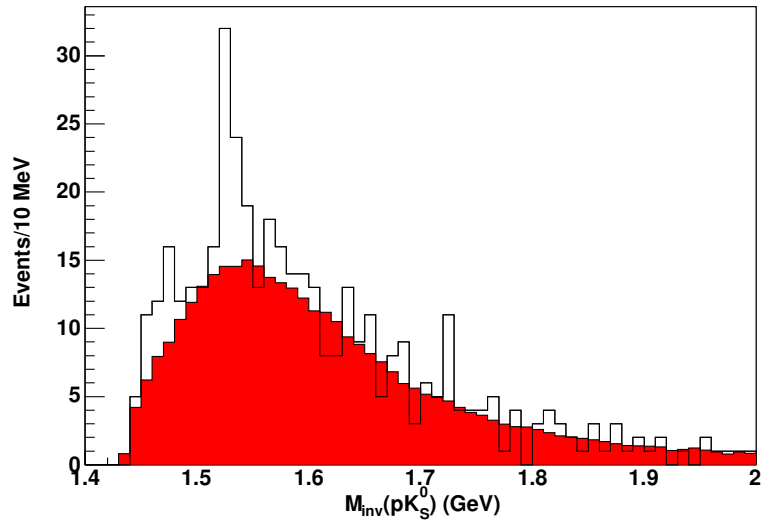


Рис. 5.9: Инвариантная масса системы pK_S^0 с использованием критерия на энергию каона.

Первый способ оценки статистической значимости является условием выбора параметров идентификации протонов. Ожидаемая зависимость значимости от параметров идентификации должна быть следующей: при улучшении идентификации первоначально значимость растет, но, достигнув определенного максимума, после спадает. Первое обусловлено ростом событий полезного сигнала над дополнительным “непротонным” фоном, а второе – результат того, что при хорошей идентификации и сигнал, и фон уменьшаются линейно, а в формуле для статистической значимости (5.3) N_S делится на $\sqrt{N_B}$ (при уменьшении набора в 10 раз статистическая значимость уменьшается в $\sqrt{10} \simeq 3,16$ раз).

На рис. 5.10 приведена зависимость статистической значимости от параметров идентификации протонов в интервале инвариантной массы 1,515 – 1,545 МэВ.

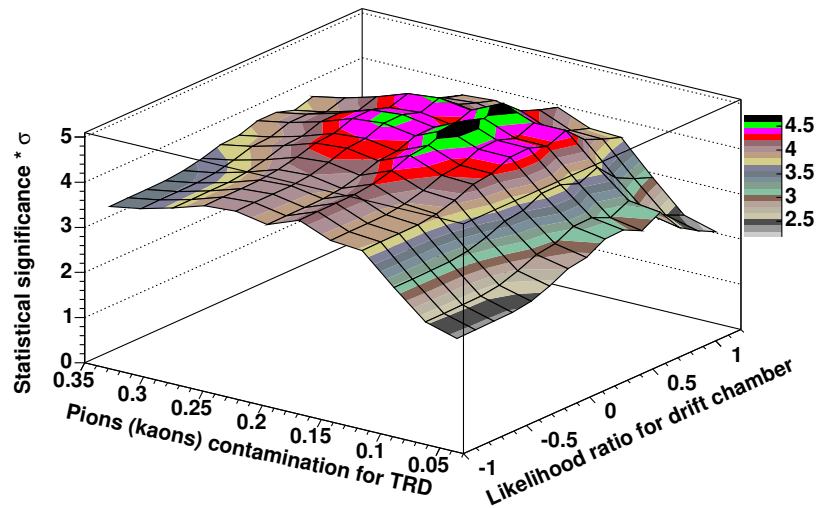


Рис. 5.10: Статистическая значимость как функция параметров идентификации протонов при значении 30 МэВ ширины окна оценки в интервале спектра инвариантной массы системы pK_S^0 1,515 – 1,545 ГэВ.

Лучшими в терминах статистической значимости параметрами идентификации протонов являются:

- отношение максимального правдоподобия для дрейфовых камер $Lh > 0,2 - 0,6$;
- “неэффективность” положительно заряженных пионов и каонов для детектора переходного излучения $< 0,25$.

Оценка значимости вторым способом осуществляется следующим образом: фиксируется окно оценки, после по формуле (5.3) вычисляется значимость для всех значений инвариантной массы, взяв ее значением середину окна. Таким образом получаем функцию статистической значимости от инвариантной массы.

На рис. 5.11 показаны зависимости значимости для различных значений окна оценки (20, 30, 40 и 50 МэВ). Видно, что в области 1530 МэВ значение статистической значимости

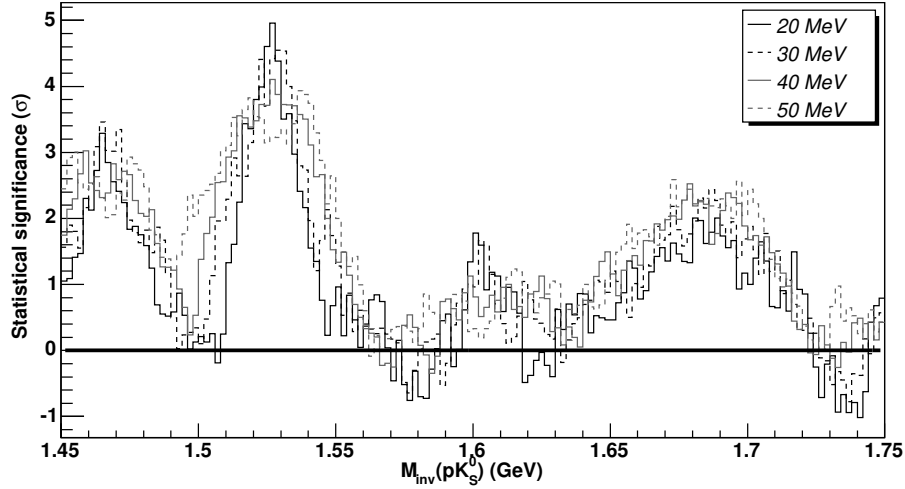


Рис. 5.11: Статистическая значимость как функция инвариантной массы системы pK_S^0 для значений 20, 30, 40, 50 МэВ ширины окна оценки.

меняется в пределах $4 - 5\sigma$ в зависимости от выбора окна оценки. Выбор узкого окна оценки в 20 МэВ может быть аргументирован значениями разрешения на инвариантную массу ($\sigma_{rec} \simeq 8,8$ МэВ) и узкой шириной Θ^+ , оцененной ниже.

Подъем в $3,4\sigma$ при $M_{inv} = 1460 - 1470$ МэВ и в $2,5\sigma$ при $M_{inv} = 1670 - 1680$ МэВ возможно обусловлен $\Sigma(1480)$ и $\Sigma(1660)$ резонансами с шириной порядка $50 - 150$ МэВ [80], распадающихся на протон и \bar{K}^0 , которые также присутствуют в наборе. Остальные отклонения лежат в пределах $1,0 - 1,2\sigma$, что соответствует статистическим флуктуациям.

5.4.2 Масса и ширина Θ^+

Для оценки массы и ширины наблюдаемого резонанса применяется аппроксимация резонансной формулой Брейта-Вигнера (прил. Е.1) с учетом разрешения на инвариантную массу (прил. Е.2). Параметры получаемого распределения и их допустимые значения находим методом наименьших квадратов (прил. Е.3).

На рис. 5.12 показан экспериментальный спектр и его аппроксимация распределением Гаусса. Полученное значение $\sigma = 6,7 \pm 2,5$ МэВ соответствует $\sigma \gtrsim \sigma_{rec}$ ($\sigma_{rec} \simeq 8,8$ МэВ), в этом случае $\Gamma \simeq \sigma_{rec}$.

Детальный анализ значений массы и ширины Θ^+ , т. е. процедура аппроксимации функции χ^2 (прил. Е.3) по шести ячейкам гистограммы при двух свободных параметрах дает число степеней свободы $ndf = 4$. Для этого значения имеем следующие доверительные уровни:

- 1σ соответствует 68%;
- 2σ – 93%.

На рис. 5.13 показаны доверительные интервалы массы и ширины Θ^+ резонанса с наиболее вероятными значениями $M = 1530,5 \pm 1,4$ МэВ и $\Gamma < 1,0$ МэВ. Ошибка указана

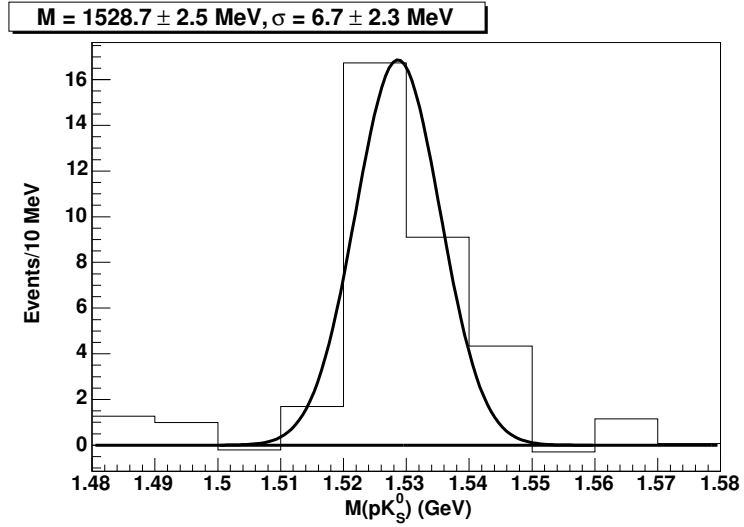


Рис. 5.12: Спектр разности сигнала и фона системы pK_S^0 , аппроксимированный распределением Гаусса, дает значение массы $M = 1528,7 \pm 2,5$ МэВ и ширины $\sigma = 6,7 \pm 2,3$ МэВ, сравнимой с экспериментальным разрешением ($\sigma_{rec} \simeq 8,8$ МэВ).

на уровне 1σ распределения χ^2 . С большей вероятностью (93%) мы можем утверждать, что ширина наблюдаемого резонанса $\Gamma < 1,8$ МэВ.

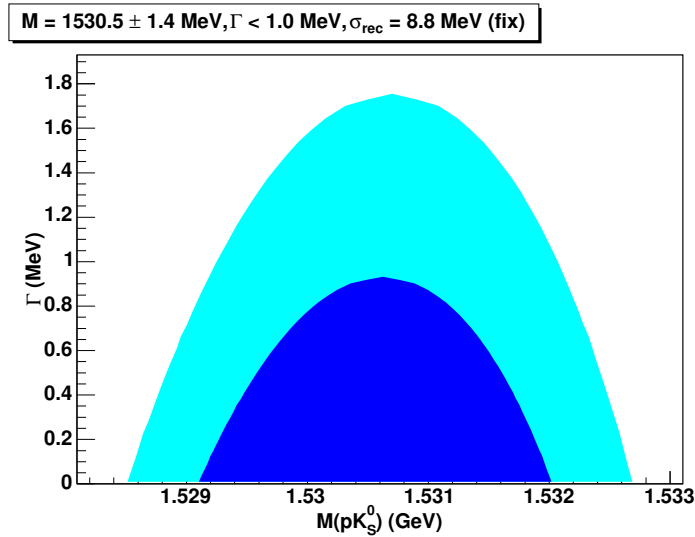


Рис. 5.13: Значения массы и ширины Θ^+ резонанса с доверительными интервалами на уровне 1σ (внутренняя область) и 2σ (внешняя область).

Число наблюдаемых Θ^+ в эксперименте составляет $N_{\Theta}^{id} \simeq 33$. Возвращаясь к § 5.1 отметим, что

$$N_{\Theta} \simeq 5 \cdot 10^{-4} N_{\nu_{\mu}}, \quad \text{some} \simeq 0,5.$$

На рис. 5.14 приведены значения массы и ширины странного экзотического барионного резонанса Θ^+ всех наблюдающих его экспериментов.

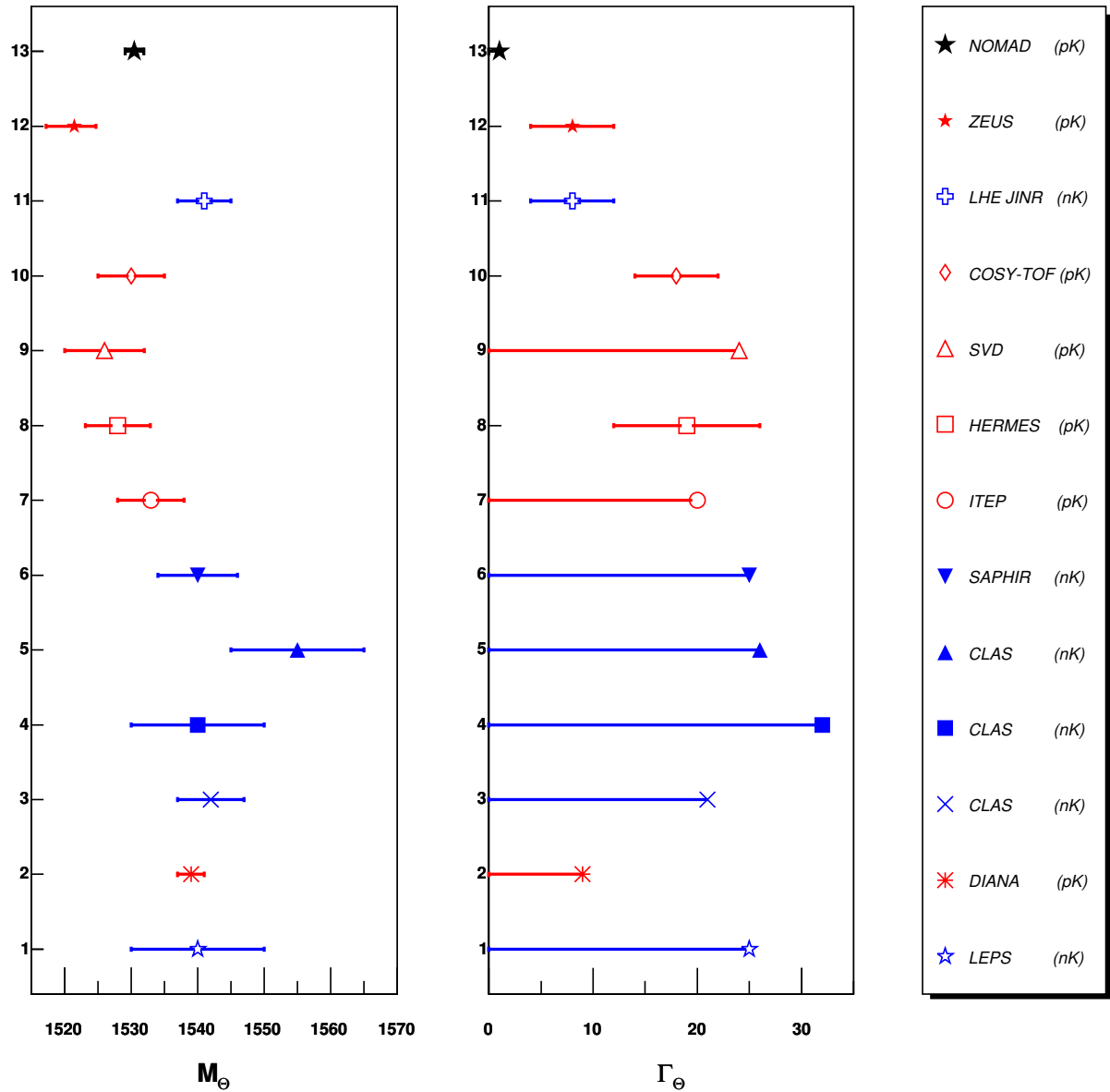


Рис. 5.14: Измеренные значения массы и ширины странного экзотического барионного резонанса Θ^+ во всех экспериментах, наблюдающих его. В скобках указан канал поиска.

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: Наумов Д.В., Попов Б.А., Самойлов О.Б. и Чуканов А.В., был проведен анализ по поиску странного экзотического барионного резонанса Θ^+ рождающегося в ν_μ взаимодействиях. При этом были получены следующие результаты:

- обнаружен узкий пик, соержащий 33 сигнальных события, в спектре инвариантной массы pK_S^0 на уровне достоверности $4 - 5\sigma$;
- наблюдаемый резонанс имеет массу $M = 1530,5 \pm 1,4$ МэВ и ширину $\Gamma < 1,0$ МэВ;
- данный резонанс был интерпретирован как экзотическое барионное состояние со странностью $S = +1$ и минимальным кварковым составом $uudd\bar{s}$.

Полученные значения массы и ширины Θ^+ находятся в согласии с результатами других экспериментов и теоретическими предсказаниями.

Также в работе изложена настройка процедуры идентификации протонов в эксперименте NOMAD для дрейфовых камер, детектора переходного излучения и электромагнитного калориметра с использованием смоделированных событий, применяемая для вышеупомянутого анализа. Эффективность и чистота набора в 70101 протонных событий в ν_μ взаимодействиях по каналам заряженного и нейтрального токов составили соответственно 19,7% и 60,1%.

По результатам данной работы, доложенной в мае 2004 г. на отчетном совещании коллаборации NOMAD [81], готовится к публикации статья.

Приложение А

А.1 Система единиц

В релятивистской квантовой механике имеются две фундаментальные константы - постоянная Планка \hbar и скорость света в вакууме c : $\hbar = h/2\pi = 1,055 \cdot 10^{-34}$ эрг \cdot с, $c = 2,998 \cdot 10^8$ м/с.

Удобна система единиц, в которой \hbar есть единица действия (ML^2/T), а c единица скорости (L/T). Дополнив систему единицей энергии (ML^2/T^2), мы полностью определим нашу систему. В физике элементарных частиц энергию принято измерять в гигаэлектронвольтах ($1 \text{ ГэВ} \equiv 10^9 \text{ эВ}$); это связано с тем, что энергия покоя протона равна приблизительно 1 ГэВ . А энергия 1 эВ - это энергия, которую приобретает электрон, проходя разность потенциалов в 1 вольт.

В физике элементарных частиц принята система единиц, где

$$\hbar = c = 1. \quad (\text{A.1})$$

В этой системе незачем явно выписывать в формулах величины \hbar и c . При необходимости всегда можно проверить размерность величин и однозначно установить, как \hbar и c входят в ту или иную формулу. Поэтому в единицах ГэВ часто выражают не только энергию (mc^2), но также массу (m) и импульс (mc), а длину (\hbar/mc) и время (\hbar/mc^2) измеряют в единицах ГэВ $^{-1}$. Эффективное сечение обычно выражают в миллибарнах ($1 \text{ мб} = 10^{-3} \text{ б} = 10^{-27} \text{ см}^2$). Можно показать, что $1 \text{ ГэВ} \approx 1,4 \cdot 10^{-24} \text{ г}$, $1 \text{ ГэВ}^{-1} \approx 0,7 \cdot 10^{-24} \text{ с} \approx 2 \cdot 10^{-24} \text{ см}$, $1 \text{ ГэВ}^{-2} \approx 0,389 \text{ мб}$.

А.2 Релятивистские обозначения

Определим контрвариантный и ковариантный 4-вектора

$$a^\mu = (a^0, \vec{a}), \quad a_\mu = (a^0, -\vec{a}), \quad (\text{A.2})$$

где значение греческих индексов $\mu, \nu = 0, 1, 2, 3$. Скалярное произведение двух 4-векторов a, b

$$ab = a^0 b^0 - \vec{a} \vec{b} = a^\mu b_\mu = a^\mu b^\nu g_{\mu\nu} \quad (\text{A.3})$$

связано метрическим тензором $g^{\mu\nu} = g_{\mu\nu}$, представляющим собой диагональную матрицу

$$g_{\mu\nu} = \text{diag}(1, -1, -1, -1). \quad (\text{A.4})$$

Остальные элементы этой матрицы нулевые.

Производная обозначается символом $\partial_\mu = \partial/\partial x^\mu$, то есть:

$$\partial_\mu = \left(\frac{\partial}{\partial t}, \vec{\nabla} \right). \quad (\text{A.5})$$

В работе используются 4×4 матрицы Дирака в вейлевском представлении

$$\gamma^\mu = \begin{pmatrix} 0 & \sigma^\mu \\ \bar{\sigma}^\mu & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma^\mu = (1, \vec{\sigma}), \quad \bar{\sigma}^\mu = (1, -\vec{\sigma}). \quad (\text{A.6})$$

Здесь $\vec{\sigma} = (\tau^1, \tau^2, \tau^3)$ - 2×2 матрицы Паули:

$$\tau^1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \tau^2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \tau^3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (\text{A.7})$$

γ -матрицы Дирака удовлетворяют условию антикоммутируемости

$$\gamma^\mu \gamma^\nu + \gamma^\nu \gamma^\mu = 2g^{\mu\nu}. \quad (\text{A.8})$$

Матрица $\gamma^5 = -i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$ в вейлевском представлении диагональна и равна

$$\gamma^5 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (\text{A.9})$$

Приложение В

В.1 Группа $SU(3)$

$SU(3)$ – это группа унимодулярных 3×3 матриц¹. Ее порядок (число генераторов) равен 8. Ее ранг (число генераторов, коммутирующих между собой и рассматриваемых как матрицы, которые могут быть одновременно приведены к диагональному виду) равен 2. Произвольная матрица из группы $SU(3)$ равна

$$U = \exp(i\beta^A F_A), \quad F_A = F_A^+, \quad \text{Tr}(F_A) = 0. \quad (\text{B.1})$$

Здесь F_A – генераторы группы, удовлетворяющие коммутационным соотношениям

$$[F_A, F_B] = if_{AB}{}^C F_C. \quad (\text{B.2})$$

Используем базис Гелл-Манна

$$F_A = \frac{1}{2}\lambda_A, \quad (\text{B.3})$$

где структурные константы

$$f_{AB}{}^C = f_{ABC} \quad (\text{B.4})$$

образуют полностью антисимметричную матрицу. Отличные от нуля элементы этой матрицы равны

$$\begin{aligned} f_{123} = 1, \quad f_{147} = f_{516} = f_{246} = f_{257} = f_{345} = f_{637} = 1/2, \\ f_{458} = f_{678} = \sqrt{3}/2. \end{aligned} \quad (\text{B.5})$$

Явный вид матриц Гелл-Манна λ_A следующий

$$\begin{aligned} \lambda_1 &= \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, & \lambda_2 &= \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, & \lambda_3 &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \\ \lambda_4 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, & \lambda_5 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 \end{pmatrix}, & \lambda_6 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}, \\ \lambda_7 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix}, & \lambda_8 &= \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (\text{B.6})$$

¹Подробнее про теорию групп смотрите например [1].

Матрицы Гелл-Манна нормированы условием

$$Tr(\lambda_A \lambda_B) = \delta_{AB}.$$

Генераторы $H_1 = F_3$ и $H_2 = F_8$ являются диагональными. Оставшиеся запишем в виде

$$\begin{aligned} I_{\pm} &= \frac{1}{\sqrt{2}}(F_1 \pm iF_2), \\ U_{\pm} &= \frac{1}{\sqrt{2}}(F_4 \pm iF_5), \\ V_{\pm} &= \frac{1}{\sqrt{2}}(F_6 \pm iF_7). \end{aligned} \tag{B.7}$$

Набор генераторов $\{I_{\pm}, U_{\pm}, V_{\pm}, H_j\}$ выбранных таким образом (базис Вейля-Картана) удовлетворяет следующим коммутационным соотношениям

$$\begin{aligned} [H_j, I_{\pm}] &= \alpha_j^{(I_{\pm})} I_{\pm}, \quad \alpha^{(I_{\pm})} = \pm(1, 0); \\ [H_j, U_{\pm}] &= \alpha_j^{(U_{\pm})} U_{\pm}, \quad \alpha^{(U_{\pm})} = \pm(1/2, \sqrt{3}/2); \\ [H_j, V_{\pm}] &= \alpha_j^{(V_{\pm})} V_{\pm}, \quad \alpha^{(V_{\pm})} = \pm(-1/2, \sqrt{3}/2). \end{aligned} \tag{B.8}$$

Вектор $\alpha^{(m)}$ называют корнем. Простые корни (положительные корни (первая компонента ненулевая в некоторой системе координат), которые нельзя представить в виде линейной комбинации с положительными коэффициентами других положительных корней) можно выбрать так

$$\alpha^{(1)} \equiv \alpha^{(I_+)}, \quad \alpha^{(2)} \equiv \alpha^{(U_+)}. \tag{B.9}$$

Число простых корней определяется рангом группы.

Диагональные генераторы соответствуют третьей проекции изоспина и гиперзаряду

$$\begin{aligned} I_3 &= H_1 - \text{изоспин}; \\ Y &= \frac{2}{\sqrt{3}}H_2 - \text{гиперзаряд}. \end{aligned} \tag{B.10}$$

Простые корни удобно определить через компоненты Дынкина

$$a_m = \frac{2(\lambda \alpha^{(m)})}{(\alpha^{(m)} \alpha^{(m)}),} \tag{B.11}$$

где λ – вектор в корневом пространстве, характеризующийся весом $|\lambda\rangle = |\lambda_1, \lambda_2\rangle$. Существует важная теорема (теоремы Дынкина): для любого веса или корня компоненты Дынкина a_m – целые числа. Получаем простые корни в компонентах Дынкина

$$\alpha^{(1)} = (2, -1), \quad \alpha^{(2)} = (-1, 2). \tag{B.12}$$

Любое неприводимое представление группы $SU(3)$ определяется старшим весом, который в компонентах Дынкина имеет вид

$$\Lambda = (a_1, a_2), \quad a_j \geq 0, \quad a_j - \text{целые числа}. \tag{B.13}$$

каждому старшему весу отвечает одно и только одно неприводимое представление.

Все низшие веса для данного неприводимого представления получают вычитанием простых корней

$$\Lambda - \alpha^{(1)}, \quad \Lambda - \alpha^{(2)}, \quad \text{и т. д.}$$

Если вес $\lambda = (a_1, a_2)$ содержит какое-то $a_j \geq 0$, то это говорит о том, сколько раз нужно вычитать j -тый простой корень, чтобы получить, все другие возможные веса данного неприводимого представления. В частности, если старший вес $\Lambda = (a_1, a_2)$, то j -тый простой корень должен быть вычтен a_j раз. Процесс построения всех весов данного представления из старшего веса заканчивается, когда после последнего вычитания простых корней, мы придем к весу $-\Lambda$.

Простейшие старшие веса в компонентах Дынкина

$$u = (1, 0), \quad \bar{s} = (0, 1), \quad p = (1, 1).$$

Каждому из этих старших весов отвечает неприводимое представление:

- **3** представление, $\Lambda^{\mathbf{3}} = (1, 0)$;
- $\bar{\mathbf{3}}$ представление, $\Lambda^{\bar{\mathbf{3}}} = (0, 1)$;
- **8** представление, $\Lambda^{\mathbf{8}} = (1, 1)$.

Все корни и простейшие веса представлены на корневой диаграмме группы $SU(3)$ (рис. В.1).

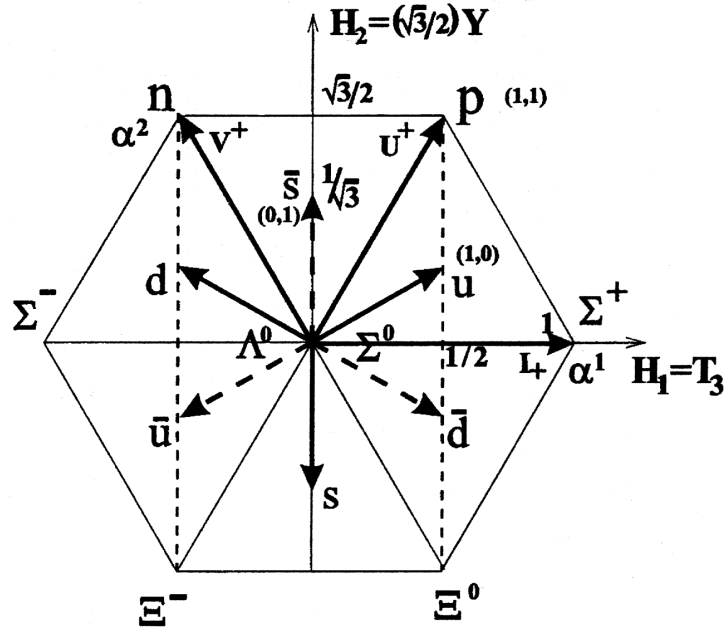


Рис. В.1: Корневая диаграмма группы $SU(3)$.

Примеры вычисления всех весов представлений $\mathbf{3}$ и $\bar{\mathbf{3}}$:

$$\begin{array}{ll} (1, 0) \rightarrow u, & (0, 1) \rightarrow \bar{s}, \\ (-1, 1) \rightarrow d, & (1, -1) \rightarrow \bar{d}, \\ (0, -1) \rightarrow s, & (-1, 0) \rightarrow \bar{u}. \end{array}$$

В первой колонке из старшего веса вычтен первый простой корень, затем второй. Во второй колонке вычтен сначала второй корень, а потом первый. Все полученные веса показаны на корневой диаграмме (рис. В.1). Представление $(1, 0)$ – это кварки, представление $(0, 1)$ – антикварки.

Таким же способом легко построить весь набор весов представления $\bar{\mathbf{8}} = (1, 1)$

$$\begin{array}{ll} (1, 1) \rightarrow p, & (0, 0) \rightarrow \Sigma^0, \\ (-1, 2) \rightarrow n, & (-2, 1) \rightarrow \Sigma^-, \\ (2, -1) \rightarrow \Sigma^+, & (1, -2) \rightarrow \Xi^0, \\ (0, 0) \rightarrow \Lambda^0, & (-1, -1) \rightarrow \Xi^-. \end{array}$$

По представлению $\bar{\mathbf{8}}$ преобразуется октет барионов. Для представления $(1, 1)$ все веса совпадают с корнями на корневой диаграмме. Старший вес отмечен символом p . Есть вырожденный вес нулевой длины. Ему отвечает два состояния Σ^0 и Λ^0 . На корневой диаграмме показаны состояния барионного октета.

Любой $SU(3)$ -мультиплет может быть описан парой (p, q) , отвечающей старшему весу представления. Число компонент такого мультиплета равно

$$N(p, q) = (p + 1)(q + 1)(p + q + 2)/2 \tag{B.14}$$

Приложение С

С.1 Поиск значений функции χ^2 при идентификации

K_S^0

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

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

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

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

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

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:

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

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

С.2 Распределение Арментаероса

При идентификации V^0 и корректировке смоделированных событий 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. С.1).

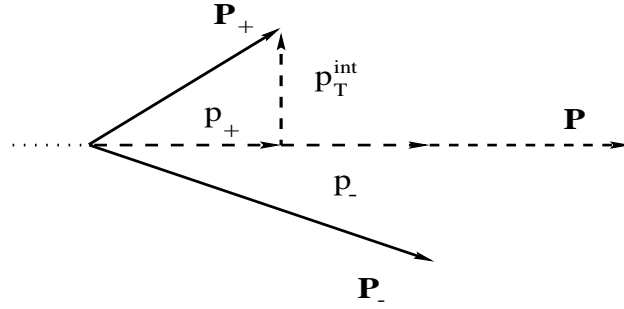


Рис. С.1: Кинематика V^0 события в лабораторной системе отсчета.

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:

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

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

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

Так как $p_-^* = P_-^* \cdot \cos \theta$ (см. рис. С.2), из закона сохранения энергии получаем:

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

Из этого выражения и рис. С.2 следует, что

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

²На практике был использован другой способ, подробно описанный в [82].

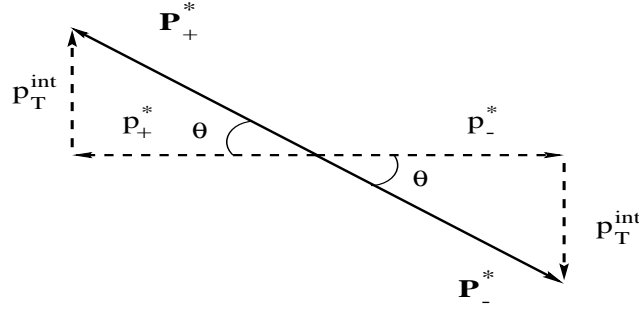


Рис. С.2: Кинематика V^0 события в системе покоя.

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

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

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. С.3).

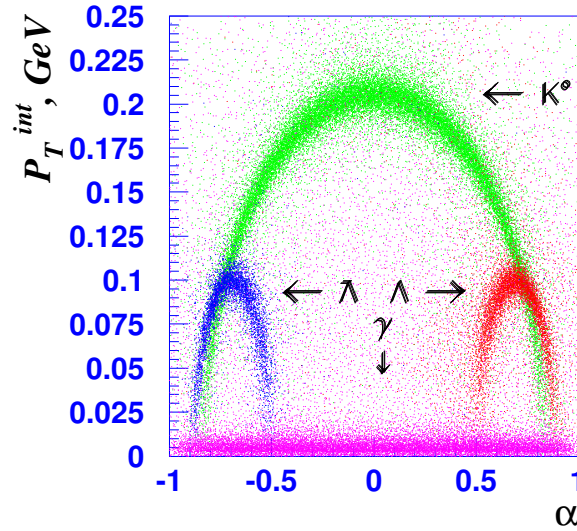


Рис. С.3: Распределение реконструированных событий по переменной α в наборе смоделированных событий.

Из этого рисунка видно, что график Арментаероса является прекрасным инструментом для отделения различных типов событий (выбор критериев отбора).

Приложение D

D.1 Потери энергии на ионизацию

Релятивистские заряженные частицы с Лоренц-факторами $\gamma = E/m < 500$ теряют энергию в веществе прежде всего за счет ионизации и возбуждений атомов [80, 83]. Средняя энергия потерь (или останавливающая энергия) может быть представлена формулой Бете-Блоха

$$-\frac{dE}{dx} = Kz^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e \gamma^2 \beta^2 T_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right], \quad (D.1)$$

где $K = 4\pi N_A r_e^2 m_e^3$ (здесь N_A - число Авогадро, r_e - классический радиус электрона, m_e - масса электрона), z - заряд частицы, Z и A - атомное число и атомная масса вещества, β и γ - кинематические переменные, и имеют свое обычное значение, T_{max} - максимальная кинетическая энергия, которая может быть передана свободному электрону в единичном столкновении, I - средний ионизационный потенциал, $\delta/2$ - коррекция эффекта плотности к потерям энергии на ионизацию, x - произведение длины, пройденной частицей, на плотность вещества [$\text{г} \cdot \text{см}^{-2}$].

Формула Бете-Блоха D.1 описывает потерю энергии частиц в материале с точностью 1% для произведения $\beta\gamma$ в пределах от 0,1 до 40. На рис. D.1 приведена зависимость средней энергии потерь для различных материалов.

Незначительная зависимость от массы частицы M в области высоких энергий введена через T_{max} для частиц с импульсом $M\beta\gamma$ следующим образом

$$T_{max} = \frac{2m_e \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma m_e/M + (m_e/M)^2}. \quad (D.2)$$

Частицы с одной скоростью имеют подобные зависимости для потери энергии в различных материалах (кроме водорода); есть медленное уменьшение с увеличением Z .

Пробег частицы в веществе определяется выражением

$$R = \int_0^E \frac{dE}{-dE/dx}. \quad (D.3)$$

Непосредственное измерение $-dE/dx$ по изменению энергии ионизирующей частицы $\Delta E = (-dE/dx)\Delta x$ практически невозможно из-за малости отношения $\Delta E/\Delta x$ в большинстве реальных ионизационных детекторов заряженных частиц высоких энергий, кро-

³В выражение входит скорость света, которая в наших обозначениях равна единице (смотрите A.1)

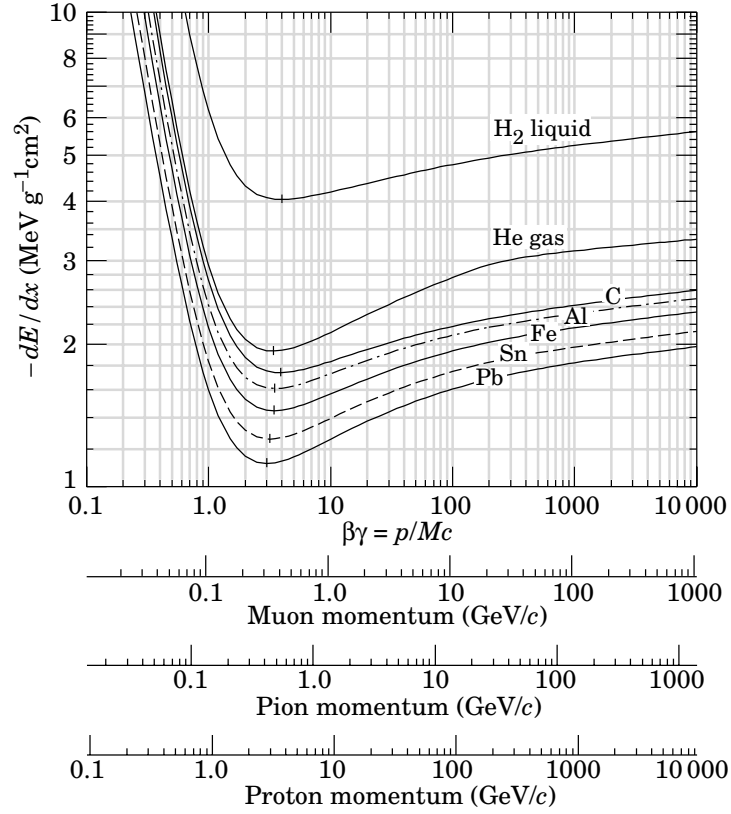


Рис. D.1: Средняя энергия потерь в жидком водороде, газообразном гелии, углероде, алюминии, железе, олове и свинце как функция произведения $\beta\gamma$. Ниже приведены энергетические шкалы для мюона, пиона и протона.

ме так называемых калориметров, где $\Delta E \sim E$. В этих детекторах измеряется лишь так называемый наблюдаемый ионизационный эффект [83].

D.2 Отношение максимального правдоподобия

Для разделения двух частичных гипотез p и q , имеющих различные функции плотности вероятности, зависящих от набора измеряемых величин $x_i, i = 1, \dots, n$, используются отношения максимального правдоподобия (likelihood ratio)

$$\text{Lh}_1 = \ln \frac{P(x_1, \dots, x_n | p)}{P(x_1, \dots, x_n | q)} \quad (\text{D.4})$$

или

$$\text{Lh}_2 = \frac{P(x_1, \dots, x_n | p)}{P(x_1, \dots, x_n | p) + P(x_1, \dots, x_n | q)}, \quad (\text{D.5})$$

показывающие насколько верна гипотеза p при данном наборе значений x_i .

Эффективность гипотезы p и неэффективность гипотезы q дается следующим выражением

$$A_{p,q}(\text{Lh}) = \frac{1}{N_{p,q}} \int_{\text{Lh}}^{\infty} dl \frac{dN_{p,q}}{dl}. \quad (\text{D.6})$$

Здесь $\frac{dN_{p,q}}{dl}$ — распределения отношения правдоподобия гипотез p, q для некоторой области значений исследуемых величин x, y . Величины $A_{p,q}(\text{Lh})$ представляют долю частиц, соответствующей гипотезам p, q , для области значений x, y , в которой отношение правдоподобия $l > \text{Lh}$. Функция $\frac{dN_{p,q}}{dl}(l)$ является удобным переходом из n -мерного пространства значений x_i в одномерное пространство значений l .

При этом чистота (purity) набора частиц, соответствующих гипотезе p

$$pur = \frac{n_p A_p(\text{Lh})}{n_p A_p(\text{Lh}) + n_q A_q(\text{Lh})}, \quad (\text{D.7})$$

где $n_{p,q}$ — число частиц, соответствующих гипотезам p, q .

D.3 Оптимальный биннинг гистограммы

При анализе распределений измеряемых величин возникает вопрос гистограммирования, под которым понимают сопоставление функции непрерывного аргумента $s(x)$ гистограммы - функции дискретного аргумента $s(k)$. Функция $s(k)$ является представлением функции $s(x)$, аргумент k , называемый ячейкой гистограммы, соответствует некоторой подобласти значений непрерывного аргумента x .

Основная задача гистограммирования - это задача оптимального биннинга. Биннинг (bin) — транслитерированный английский термин для обозначения процедуры выбора характеристик ячейки гистограммы. Прямая задача биннинга состоит в том, чтобы по имеющейся информации (более или менее полной) о функции $s(x)$ выбрать характеристики ячейки гистограммы, представляющей $s(x)$, оптимальным в том или ином смысле способом.

Значение ординаты дискретного спектра $s(k)$ в ячейке k будет оцененный с определенной погрешностью интеграл функции $s(x)$ по области X_k . Остановимся на погрешности из-за неточного представления ординатами $s(k)$ интегралов $\int_{X_k} s(x) dx$.

Можем записать

$$s(k) = \int_{X_k} s(x) dx + epsk, \quad (\text{D.8})$$

где $epsk$ — погрешность биннинга.

Согласно [84] оптимальную в смысле данного критерия гистограмму мы получим, разделив область изменения аргумента X функции $s(x)$ на интервалы равного веса. Это обеспечивает хорошие статистические свойства гистограммы.

В работе применена следующая процедура для биннинга двумерной гистограммы распределения: отдельно для каждой оси при фиксированном значении разбиения гистограммы (количества ячеек) делим область изменения аргумента как описано выше

(на равновесные интервалы), после заполняем двумерную гистограмму по полученному разбиению. Значительно увеличивается статистические свойства каждой отдельной двумерной ячейки.

Результат процедуры для двумерного распределения (импульс и длина траектории) “протонного” набора в области дрейфовых камер представлен на рис. D.2 в конце следующего раздела.

D.4 Сглаживание гистограммы функцией Гаусса

Исходя из определения значения статистической флуктуации (значения ошибки) в ячейке гистограммы $\sigma_i = \sqrt{N_i}$, где N_i – число событий в i -той ячейке, т. е. считая, что вероятность перетекания событий из одной ячейки в другую распределена по Гауссу, можем произвести следующую процедуру сглаживания некоторой n -мерной гистограммы.

Из исходной гистограммы N получаем новую N' путем замены значений в каждой n -мерной i -той ячейке на суперпозицию интегралов распределений j -тых ячеек с $\sigma_j = \sqrt{N_j}$. Значение в i -той ячейке новой гистограммы будет равно

$$N'_i = \sum_j \frac{N_j}{\sqrt{2\pi}\sigma_j} \int_{\Omega_i} \exp \left\{ -\frac{(\vec{x} - \vec{x}_j)^2}{2\sigma_j^2} \right\} d\vec{x} = \sum_j \sqrt{\frac{N_j}{2\pi}} \int_{\Omega_i} \exp \left\{ -\frac{(\vec{x} - \vec{x}_j)^2}{2N_j} \right\} d\vec{x}, \quad (D.9)$$

где \vec{x} – n -мерный вектор рассматриваемого распределения Гаусса, \vec{x}_j – его значение в центре j -той ячейки, Ω_i – n -мерная область, занимаемая i -той ячейкой.

Данная процедура позволяет уменьшить статистические флуктуации и расширить область применения гистограммы (исключая нулевые значения ячеек.).

Результат данной процедуры для двумерного распределения (импульс и длина траектории) “протонного” набора в области дрейфовых камер представлен на рис. D.2.

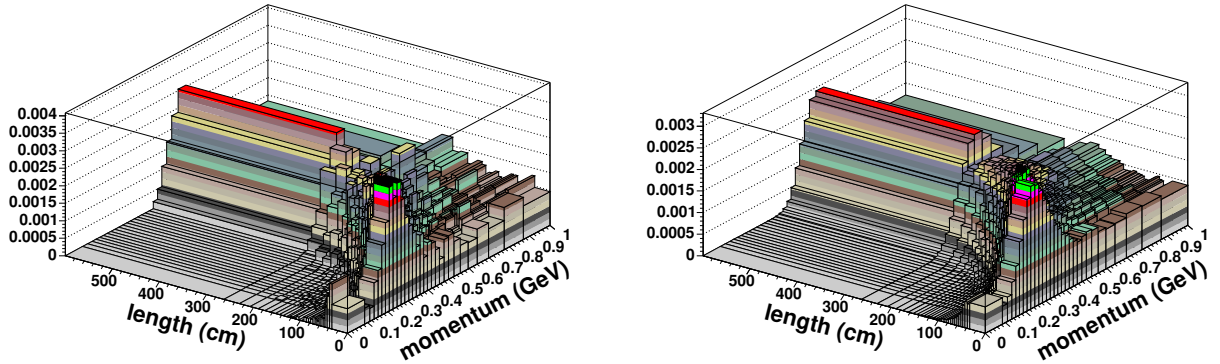


Рис. D.2: Применение процедур неравномерного биннинга (слева) и после сглаживания (справа) для двумерного распределения (импульс и длина траектории) “протонного” набора в области дрейфовых камер.

Приложение Е

Е.1 Резонансная формула Брейта-Вигнера

Рассмотрим образование частицы R в некотором процессе, которая распадается в систему частиц за счет сильного взаимодействия (рис. Е.1).

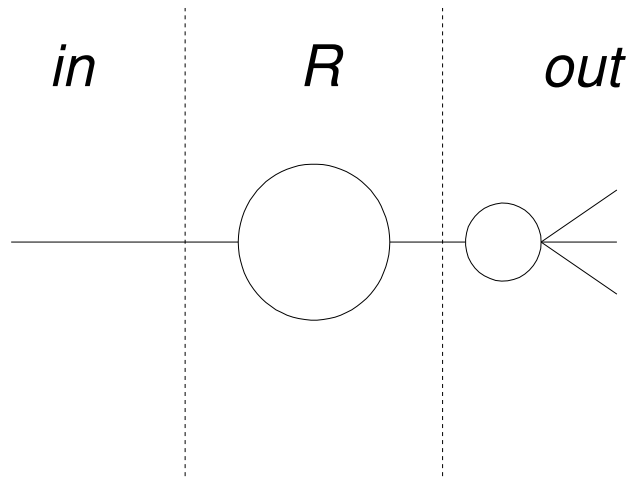


Рис. Е.1: Образование и распад резонанса

Здесь in и out – соответственно входящий и выходящий каналы для этой частицы. Время жизни такой частицы слишком мало, чтобы они могли оставлять следы в детекторах частиц. Их обнаруживают по продуктам распада. Массу распавшейся частицы определяют по полной энергии продуктов, измеренной в ее системе покоя. Вследствие малого времени жизни частицы ($\tau \sim 10^{-21} \div 10^{-23} c$) неопределенность ее массы ($\sim \hbar/\Delta t$) настолько велика, что может наблюдаться непосредственно. Нестабильная частица распадается по закону

$$|\psi(t)|^2 = |\psi(0)|^2 e^{-\Gamma t}, \quad (\text{Е.1})$$

где $\tau = 1/\Gamma$ - время жизни состояния. Таким образом, временная зависимость $\psi(t)$ для нестабильного состояния должна содержать распадный множитель $\Gamma/2$:

$$\psi(t) \sim e^{-iMt} e^{-\Gamma t/2}, \quad (\text{Е.2})$$

где M - энергия, отвечающая массе покоя этого состояния. В функции энергии E в системе центра масс продуктов распада состояние описывается фурье-образом

$$\chi(E) = \int \psi(t)e^{-iEt} dt \sim \frac{1}{E - M + i(\Gamma/2)}. \quad (\text{E.3})$$

Таким образом, экспериментатор, наблюдая реакцию нескольких частиц, находит, что ее вероятность пропорциональна величине

$$|\chi(E)|^2 = \frac{A}{(E - M)^2 + (\Gamma/2)^2}. \quad (\text{E.4})$$

Эта функция имеет резкий максимум в точке M , ширина которого равна Γ . Соотношение (E.4) носит название резонансной формулы Брейта – Вигнера, а M и Γ называются массой и шириной резонанса. При детальном анализе резонансов в формулу (E.1) должны входить кинематические множители (смотрите в [1, 80]). И формула Брейта – Вигнера для сечения процесса (рис. E.1) вблизи резонанса со спином J , распадающегося на частицы со спином S_1 и S_2 , в релятивистском случае

$$\sigma_{BW}(E) = \frac{(2J + 1)}{(2S_1 + 1)(2S_2 + 1)} \frac{\pi}{p^*} \frac{\Gamma_{in}\Gamma_{out}\Gamma^2}{(E - M)^2 + (\Gamma/2)^2}. \quad (\text{E.5})$$

Здесь p^* - импульс в системе центра масс, Γ_{in} и Γ_{out} - парциальные ширины распада входящего и выходящего каналов.

E.2 Экспериментальное разрешение

Экспериментальное измерение исследуемой величины искажает ее идеальное теоретическое распределение. Таким образом, измеряемой величине, истинное значение которой X , присваивается значение Y с некоторой функцией плотности вероятности, называемой функцией разрешения

$$R(X, Y). \quad (\text{E.6})$$

Если истинный спектр величины X есть $f(X)$, то наблюдаемый спектр будет следующим

$$g(Y) = \int_{\Omega} R(X, Y)f(X)dX. \quad (\text{E.7})$$

Для эффективного описания параметров спектра $f(X)$ необходимо проинтегрировать и исследовать измеряемый спектр $g(Y)$.

Очень часто функция разрешения $R(X, Y)$ распределена по нормальному закону (или, что то же самое, имеет распределение Гаусса) [85]

$$R(X, Y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_{rec}} \exp \left[-\frac{(Y - X)^2}{2\sigma_{rec}^2} \right], \quad (\text{E.8})$$

где σ_{rec} - ошибка реконструкции X или экспериментальное разрешение на X .

В § 5.2 показано, что для применяемого в работе анализа функция разрешения имеет распределение Гаусса.

Е.3 Поиск значений функции χ^2 при анализе массы и ширины Θ^+

Для оценки массы M и ширины Γ исследуемого Θ^+ резонанса вычитаем из экспериментального спектра инвариантной массы системы pK_S^0 спектр комбинаторного фона, описанного в § 5.3. Полученное таким образом спектр $\{dS/dM_{inv}\}^{exp}\Delta M_i$, где ΔM_i – ширина i -той ячейки в гистограмме, аппроксимируется некоторым теоретическим распределением $\{dS/dM_{inv}\}^{th}$, вид которого будет приведен ниже. Параметры данного распределения и их допустимые значения находим методом наименьших квадратов [80].

Определим функцию χ^2

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \frac{(S_i^{exp} - S_i^{th})^2}{\sigma_i^2}, \quad (E.9)$$

где

$$S_i^{exp} = \int_{M_i} \left\{ \frac{dS}{dM_{inv}} \right\}^{exp} dM_{inv} = \left\{ \frac{dS}{dM_{inv}} \right\}_i^{exp} \Delta M_i$$

– значение спектра инвариантной массы экспериментального сигнала в i -той ячейки гистограммы, умноженный на ее ширину,

$$S_i^{th} = \int_{M_i} \left\{ \frac{dS}{dM_{inv}} \right\}^{th} dM_{inv}$$

– интеграл по i -той ячейки теоретического спектра, $\sigma_i = \sqrt{S_i}$ – средне-квадратичное отклонение в i -той ячейки гистограммы (ошибка $\epsilon = S_i^{exp} - S_i^{th}$ имеет распределение Гаусса), n – число аппроксимируемых ячеек гистограммы. В этом случае функция χ^2 описывается распределением χ^2 с числом степеней свободы $ndf = n - k$, где k – число параметров (в нашем случае $k = 2$, M – масса и Γ – ширина резонанса). Минимальному значению χ_{min}^2 соответствуют наиболее вероятные (истинные) M и Γ . Ошибку (допустимые значения) параметров находим по отклонению функции χ^2 на 1σ , что соответствует 68% уровню достоверности принимаемых значений параметров (ниже будут приведены и более строгие оценки).

Теоретическим распределением $\{dS/dM_{inv}\}^{th}$ является свертка резонансной формулы Брейта-Вигнера (прил. Е.1) с распределением экспериментального разрешения на инвариантную массу (прил. Е.2)

$$\begin{aligned} \left\{ \frac{dS}{dM_{inv}} \right\}_{BW*Gaus}^{th} &= \frac{dS}{dM_{inv}}(M_{inv} - M, \Gamma, \sigma_{rec}(M_{inv})) = \\ &= N_0 \int_{-\infty}^{\infty} BW(m - M, \Gamma) R(m - M_{inv}, \sigma_{rec}(M_{inv})) dm, \end{aligned} \quad (E.10)$$

где

$$\begin{aligned} BW(m - M, \Gamma) &= \frac{\Gamma}{2\pi} \frac{1}{(m - M)^2 + \Gamma^2/4}, \\ R(m - M_{inv}, \sigma_{rec}(M_{inv})) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_{rec}(M_{inv})} \exp \left[-\frac{(m - M_{inv})^2}{2 \sigma_{rec}^2(M_{inv})} \right], \end{aligned}$$

оба распределения нормированы на единицу, значение $\sigma_{rec}(M_{inv})$ равно экспериментальному разрешению на инвариантную массу и в общем случае зависит от нее, однако, для узкого интервала можно принять ее равной некоторому постоянному значению ($\sigma_{rec} \simeq 9$ МэВ), найденному в § 5.2, N_0 – нормировочный множитель на число событий в рассматриваемой области $M_{scope} = \sum_{i=1}^n M_i$ и равен

$$N_0 = \sum_{i=1}^n S_i^{exp} = \sum_{i=1}^n \left\{ \frac{dS}{dM_{inv}} \right\}_i^{exp} \Delta M_i,$$

$$N_0 = \sum_{i=1}^n S_i^{th} = \int_{M_{scope}} \left\{ \frac{dS}{dM_{inv}} \right\}^{th} dM_{inv}.$$

В (Е.10) нижний предел интегрирования более строго нужно было выбрать равным $m^{min} = m_1 + m_2 \simeq 1435$ МэВ, m_1, m_2 – массы протона и K_S^0 , но условие $\Gamma, \sigma_{rec} \ll M - M_{inv}^{min}$ позволяет $M_{inv}^{min} \rightarrow -\infty$.

Перед тем как переходить к оценки массы и ширины Θ^+ распределением (Е.10) продемонстрируем его необходимость. Первоначально аппроксимируем данный спектр распределением Гаусса

$$\left\{ \frac{dS}{dM_{inv}} \right\}_{Gaus}^{th} = \frac{dS}{dM_{inv}}(M_{inv} - M, \sigma) = \frac{N_0}{\sqrt{2\pi} \sigma} \exp \left[-\frac{(M_{inv} - M)^2}{2\sigma^2} \right]. \quad (E.11)$$

Данная оценка справедлива в случае $\Gamma \ll \sigma_{rec}$, т. е. если ширина исследуемого резонанса много меньше разрешения на инвариантную массу. Тогда в соотношении (Е.10)

$$BW(m - M, \Gamma) \simeq \delta(m - M),$$

и распределение принимает вид (Е.11) с шириной $\sigma = \sigma_{rec}$. При этом масса M резонанса не изменяет свое истинное положение. В случае $\sigma \gtrsim \sigma_{rec}$, когда ширина резонанса порядка экспериментального разрешения, значение ширины Γ находится аппроксимацией распределения (Е.10).

СПИСОК ИСПОЛЬЗУЕМЫХ ИСТОЧНИКОВ

- [1] М. В. Терентьев. *Введение в теорию элементарных частиц*. М.:ИТЭФ, 1998. - 236с.
- [2] Л. Б. Окунь. *Лептоны и кварки*. М.:Наука, 1981. - 304 с.
- [3] Ф. Хелзен, А. Мартин. *Кварки и лептоны: Введение в физику частиц*. М.:Мир, 1987. - 456с.
- [4] Г. В. Клапдор-Клайншротхаус, К. Цюбер. *Астрофизика элементарных частиц*. М.:Редакция журнала “Успехи физических наук”, 2000. - 496с.
- [5] D. Diakonov, V. Petrov, M. V. Polyakov. Exotic anti-decuplet of baryons: Prediction from chiral solitons. // *Z. Phys.*, A359:305–314, 1997. hep-ph/9703373.
- [6] T. H. R. Skyrme. A unified field theory of mesons and baryons. // *Nucl. Phys.*, 31:556–569, 1962.
- [7] G. S. Adkins, C. R. Nappi, E. Witten. Static properties of nucleons in the Skyrme model. // *Nucl. Phys.*, B228:552, 1983.
- [8] E. Witten. Current algebra, baryons, and quark confinement. // *Nucl. Phys.*, B223:433–444, 1983.
- [9] Б. Л. Иоффе. Киральная эффективная теория сильных взаимодействий. // *Успехи физических наук*, 171(12):1273–1290, 2001.
- [10] E. Guadagnini. Baryons as solitons and mass formulae. // *Nucl. Phys.*, B236:35–47, 1984.
- [11] В. Б. Копелиович. Экзотические барионные резонансы и модель киральных солитонов. // *Успехи физических наук*, 174(3):323–332, 2004.
- [12] P. O. Mazur, M. A. Nowak, M Praszalowicz. $SU(3)$ extension of the skyrme model. // *Phys. Lett.*, B147:137–140, 1984.
- [13] M. Chemtob. Skyrme model of baryon octet and decuplet. // *Nucl. Phys.*, B256:600–608, 1985.
- [14] B. Schwesinger, H. Weigel. Slowly rotating skyrmions in broken $SU(3)$. // *Phys. Lett.*, B267:438–442, 1991.

- [15] J. J. de Swart. The octet model and its Clebsch-Gordan coefficients. // *Rev. Mod. Phys.*, 35:916–939, 1963.
- [16] J. R. Ellis, M. Karliner, M. Praszalowicz. Chiral-soliton predictions for exotic baryons. // *JHEP*, 05:002, 2004. hep-ph/0401127.
- [17] P. Schweitzer. Extraction of the pion nucleon sigma-term $\sigma_{\pi n}$ from the spectrum of exotic baryons. 2003. hep-ph/0312376.
- [18] R. L. Jaffe, F. Wilczek. Diquarks and exotic spectroscopy. // *Phys. Rev. Lett.*, 91:232003, 2003. hep-ph/0307341.
- [19] M. G. Alford, K. Rajagopal, F. Wilczek. QCD at finite baryon density: Nucleon droplets and color superconductivity. // *Phys. Lett.*, B422:247–256, 1998. hep-ph/9711395.
- [20] R. L. Jaffe. Multi - quark hadrons. 1. the phenomenology of (2 quark 2anti-quark) mesons. // *Phys. Rev.*, D15:267, 1977.
- [21] R. L. Jaffe. Multi - quark hadrons. 2. methods. // *Phys. Rev.*, D15:281, 1977.
- [22] R. L. Jaffe. Baryon excitations in the bag model. // Talk presented at the Topical Conf. on Baryon Resonances, Oxford, Eng., Jul 5-9, 1976.
- [23] M. Karliner, H. J. Lipkin. A diquark-triquark model for the KN pentaquark. // *Phys. Lett.*, B575:249–255, 2003. hep-ph/0402260.
- [24] L. W. Chen, V. Greco, C. M. Ko, S. H. Lee, W. Liu. Pentaquark baryon production at the relativistic heavy ion collider. 2003. nucl-th/0308006.
- [25] J. Letessier, G. Torrieri, S. Steinke, J. Rafelski. Strange pentaquark hadrons in statistical hadronization. // *Phys. Rev.*, C68:061901, 2003. hep-ph/0310188.
- [26] T. Nakano et al. [LEPS Collaboration]. Observation of $S = +1$ baryon resonance in photo-production from neutron. // *Phys. Rev. Lett.*, 91:012002, 2003. hep-ex/0301020.
- [27] Y. Ohashi. Exotic state searches at the SPring-8: Observation of a pentaquark state Θ^+ baryon. 2004. hep-ex/0402005.
- [28] V. V. Barmin et al. [DIANA Collaboration]. Observation of a baryon resonance with positive strangeness in K^+ collisions with Xe nuclei. // *Phys. Atom. Nucl.*, 66:1715–1718, 2003. hep-ex/0304040.
- [29] S. Stepanyan et al. [CLAS Collaboration]. Observation of an exotic $S = +1$ baryon in exclusive photoproduction from the deuteron. // *Phys. Rev. Lett.*, 91:252001, 2003. hep-ex/0307018.
- [30] R. A. Schumacher et al. [CLAS Collaboration]. Strangeness production experiments at Jefferson Lab. 2003. nucl-ex/0309006.
- [31] V. Kubarovsky, S. Stepanyan [CLAS Collaboration]. Evidence for an exotic baryon state, $\Theta(1540)^+$, in photoproduction reactions from protons and deuterons with CLAS. // *AIP Conf. Proc.*, 698:543–547, 2004. hep-ex/0307088.

- [32] V. Kubarovsky et al. [CLAS Collaboration]. Observation of an exotic baryon with $S = +1$ in photoproduction from the proton. // *Erratum-ibid.*, 92:049902, 2004. hep-ex/0311046.
- [33] J. Barth et al. [SAPHIR Collaboration]. Evidence for the positive-strangeness pentaquark Theta+ in photoproduction with the SAPHIR detector at ELSA. // *Phys. Lett.*, B572:127–132, 2003. hep-ex/0307083.
- [34] A. E. Asratyan, A. G. Dolgolenko, M. A. Kubantsev. Evidence for formation of a narrow $K_0(S)p$ resonance with mass near 1533 MeV in neutrino interactions. 2003. hep-ex/0309042.
- [35] A. Airapetian et al. [HERMES Collaboration]. Evidence for a narrow $|S| = 1$ baryon state at a mass of 1528 MeV in quasi-real photoproduction. // *Phys. Lett.*, B585:213, 2004. hep-ex/0312044.
- [36] A. Aleev et al. [SVD Collaboration]. Observation of narrow baryon resonance decaying into pK_S^0 in pA interactions at 70 GeV/c with SVD-2 setup. 2004. hep-ex/0401024.
- [37] M. Abdel-Bary et al. [COSY-TOF Collaboration]. Evidence for a narrow resonance at 1530 MeV/c² in the K^0p system of the reaction $pp \rightarrow \Sigma^+ K^0 p$ from the COSY-TOF experiment. 2004. hep-ex/0403011.
- [38] Yu. A. Troyan et al. The search and study of the baryonic resonances with the strangeness $S = +1$ in the system of nK^+ from the reaction $np \rightarrow npK^+K^-$ at the momentum of incident neutrons $P_n = 5.20 \pm 0.12$ GeV/c. (In Russian). 2004. hep-ex/0404003.
- [39] S. Chekanov et al. [ZEUS Collaboration]. Evidence for a narrow baryonic state decaying to $K_S^0 p$ and $K_S^0 \bar{p}$ in deep inelastic scattering at HERA. 2004.
- [40] S. V. Chekanov. Observation of a narrow baryonic state in DIS at HERA. 2004. hep-ex/0404007.
- [41] K. T. Knopfle, M. Zavertyaev, T. Zivko [HERA-B Collaboration]. Search for Θ^+ and $\Xi_{3/2}^-$ pentaquarks in HERA-B. 2004. hep-ex/0403020.
- [42] C. Alt et al. [NA49 Collaboration]. Observation of an exotic $S = -2$, $Q = -2$ baryon resonance in proton proton collisions at the CERN SPS. // *Phys. Rev. Lett.*, 92:042003, 2004.
- [43] A. Aktas et al. [H1 Collaboration]. Evidence for a narrow anti-charmed baryon state. 2004. hep-ex/0403017.
- [44] Luigi Di Lella. NOMAD home page at cern. <http://nomad-info.web.cern.ch/nomad-info/>.
- [45] 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 thesis, University of Paris VII, 1998.
- [46] J. Altegoer et al. [NOMAD Collaboration]. The NOMAD experiment at the CERN SPS. // *Nucl. Instrum. Meth.*, A404:96–128, 1998.

- [47] M. Anfreville et al. The drift chambers of the NOMAD experiment. // *Nucl. Instrum. Meth.*, A481:339–364, 2002. hep-ex/0104012.
- [48] G. Acquistapace et al. The west area neutrino facility for CHORUS and NOMAD experiments: 1994 - 1997 operation. // *CERN-ECP-95-014*, 1995.
- [49] P. Astier et al. [NOMAD Collaboration]. Prediction of neutrino fluxes in the NOMAD experiment. // *Nucl. Instrum. Meth.*, A515:800–828, 2003.
- [50] G. Ambrosini et al. Measurement of charged particle production from 450-gev/c protons on beryllium. // *Eur. Phys. J.*, C10:605–627, 1999.
- [51] A. Cervera-Villanueva et al. Kalman filter tracking and vertexing in a silicon detector for neutrino physics. // *Nucl. Instrum. Meth.*, A486:639–662, 2002.
- [52] G. Barichello et al. Performance of the NOMAD-STAR detector. // *Nucl. Instrum. Meth.*, A506:217–237, 2003.
- [53] G. Bassompierre et al. A large area transition radiation detector for the NOMAD experiment. // *Nucl. Instrum. Meth.*, A403:363–382, 1998.
- [54] G. Bassompierre et al. Performance of the NOMAD transition radiation detector. // *Nucl. Instrum. Meth.*, A411:63–74, 1998.
- [55] D. Autiero et al. The electromagnetic calorimeter of the NOMAD experiment. // *Nucl. Instrum. Meth.*, A373:358–373, 1996.
- [56] J. Altegoer et al. [NOMAD Collaboration]. The trigger system of the NOMAD experiment. // *Nucl. Instrum. Meth.*, A428:299–316, 1999.
- [57] B. Schmidt. Ricerca dell' oscillazione $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ nel canale di decadimento $\tau^- \rightarrow e\nu_e\bar{\nu}_\tau$ con l'esperimento NOMAD del CERN. // PhD thesis, Dortmund, 1997.
- [58] A. Fasso' et al. The FLUKA code: Present applications and future developments. // *ECONF*, C0303241:MOMT004, 2003. physics/0306162.
- [59] J.-P. Meyer, A. Rubbia. NEGLIB: NOMAD event generator off-line manual. // NOMAD Internal Note # 92-016, 1992.
- [60] G. Ingelman. LEPTO version 6.1, The Lund Monte Carlo for deep inelastic lepton-nucleon scattering. // TSL-ISV-92-0065, 1992.
- [61] G. Ingelman, A. Edin, J. Rathsman. Lepto version 6.5. // *Comp. Phys. Comm.*, 101:108, 1997. hep-ph/9605286.
- [62] J.-M. Levy. Neutrino-nucleon CC scattering with non-zero lepton mass. // NOMAD Internal Note # 97-051, 1997.
- [63] G.-J. Hu, J. M. Irvine. Nuclear correlations and structure functions. // *J. Phys.*, G15:147–155, 1989.

- [64] A. Bodek, J. L. Ritchie. Fermi motion effects in deep inelastic lepton scattering from nuclear targets. // *Phys. Rev.*, D23:1070, 1981.
- [65] B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman, T. Sjostrand. Parton fragmentation and string dynamics. // *Phys. Rept.*, 97:31, 1983.
- [66] T. Sjostrand. High-energy physics event generation with PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4. // *Comput. Phys. Commun.*, 82:74–90, 1994.
- [67] M. Gluck, E. Reya, A. Vogt. Parton distributions for high-energy collisions. // *Z. Phys.*, C53:127–134, 1992.
- [68] H. Plochow-BeschG. PDFLIB. W5051, 2000.
- [69] D. Allasia et al. Fragmentation into strange particles in high-energy neutrino p, neutrino n, anti-neutrino p and anti-neutrino n interactions. // *Phys. Lett.*, B154:231–235, 1985.
- [70] J. Altegoer et al. GENOM: NOMAD GEANT off-line manual. // NOMAD Internal Note, 1998.
- [71] R. Brun, F. Carminati. GEANT detector description and simulation tool. // CERN Program Library Long Writeup, W5013, 1992.
- [72] Д. В. Наумов. Рождение странных адронов и поляризация Λ^0 и $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов в нейтринных взаимодействиях в эксперименте NOMAD. // Дисертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук, Объединенный Институт Ядерных Исследований, 2001.
- [73] А. В. Чуканов. Измерение поляризации Λ^0 ($\bar{\Lambda}^0$)-гиперонов в ν_μ ($\bar{\nu}_\mu$) взаимодействиях по каналу заряженного тока в эксперименте NOMAD (CERN). // Дипломная работа, Иркутский Государственный Университет, 2000.
- [74] P. Astier et al. [NOMAD Collaboration]. A study of strange particle production in ν_μ charged current interactions in the nomad experiment. // *Nucl. Phys.*, B621:3–34, 2002. hep-ex/0111057.
- [75] C. Lachaud. Λ and K^0 extraction with α -assymetry method. // NOMAD Internal Note #99-012, 1999.
- [76] A. Marchionni, M. Veltri. Identification of low momentum protons using the momentum-range relation. // NOMAD Internal Note # 98-023, 1998.
- [77] B. D. Yabsley. Particle identification using trd information. // NOMAD Internal Note # 97-028, 1997.
- [78] D. V. Naumov. Search for PentaQuarks in NOMAD. // Talk at NOMAD General meeting, October 2003.
- [79] О. Б. Самойлов. Идентификация протонов для поиска экзотического барионного резонанса Θ^+ в распаде на pK_S^0 в эксперименте NOMAD (CERN). // Тезисы докладов восьмой научной конференции молодых ученых и специалистов ОИЯИ, 172-175, Дубна, 2-6 февраля, 2004.

- [80] K. Hagiwara et al. [Particle Data Group Collaboration]. Review of particle physics. // *Phys. Rev.*, D66:010001, 2002.
- [81] A. Chukanov, D. Naumov, B. Popov, O. Samoylov. A search for a narrow resonance in proton- K_S^0 (Θ^+ exotic state) in NOMAD. // Talk at NOMAD General meeting, 2004.
- [82] 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 Internal Note # 99-017, 1999.
- [83] Ю. А. Бугадов, Г. И. Мерзон, Б. Ситар, В. А. Чечин. *Ионизационные измерения в физике высоких энергий*. М.:Энергоатомиздат, 1988. - 224с.
- [84] V. B. Zlokazov. On optimal binning for spectral distributions. // JINR-P10-88-94, 1988.
- [85] W. T. Eadie, D. Dryard, F. E. James, M. Roos, B. Sadoulet. *Statistical methods in experimental physics*. Amsterdam-London:North-Holland publishing company, 1971. - 296p.