

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

1-2001-186

На правах рукописи
УДК 539.123+539.1.074

Н-342

НАУМОВ
Дмитрий Вадимович

**РОЖДЕНИЕ СТРАННЫХ АДРОНОВ
И ПОЛЯРИЗАЦИЯ Λ^0 И $\bar{\Lambda}^0$ ГИПЕРОНОВ
В НЕЙТРИННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
В ЭКСПЕРИМЕНТЕ NOMAD**

Специальность: 01.04.16 — физика атомного ядра
и элементарных частиц

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Дубна 2001

Общая характеристика диссертации

Актуальность

Одной из актуальных задач физики высоких энергий является изучение механизмов рождения странных адронов в глубоконеупругих взаимодействиях нейтрино с веществом. Для этой цели могут быть изучены нейтральные странные адроны (Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0$ гипероны и K_s^0 мезоны), рожденные прямым образом или в результате распадов тяжелых странных адронов (барионов - Σ^0 , Ξ , Σ^* , $\bar{\Sigma}^*$ и мезонов - K^* , соответственно). Изучение выходов тяжелых странных адронов является чрезвычайно важной задачей, также, по следующим двум причинам:

1. определение набора параметров в модели ЛУНД [1], отвечающих за выходы странных частиц, что необходимо для корректного моделирования физических процессов в детекторе.
2. теоретическая интерпретация результатов измерений поляризации Λ^0 ($\bar{\Lambda}^0$) гиперонов существенным образом зависит от доли Λ^0 ($\bar{\Lambda}^0$) гиперонов, происходящих из распадов более тяжелых странных барионов.

Измерение поляризации Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов, родившихся в глубоконеупругих взаимодействиях нейтрино с нуклоном тесно связано с актуальными задачами современной физики высоких энергий: исследование спиновой структуры адронов и изучение спиновых эффектов в процессах адронизации кварков. Возросший интерес к изучению спиновых явлений в физике высоких энергий, в первую очередь, связан с измерением доли спина нуклона, переносимой кварками [2, 3, 4, 5]. Измеренная величина оказалась существенно меньше по сравнению с ожидаемой в кварковой $SU_F(3)$ модели. Это открытие получило звучное название "спиновый кризис" или "проблема спина нуклона". Данная проблема не является до конца решенной до сих пор, несмотря на активные теоретические и экспериментальные усилия физиков.

Одним из возможных следствий "спинового кризиса" является указание на отрицательную поляризацию морских странных кварков в нуклоне. Такая поляризация могла бы проявить себя в процессе глубоконеупругого рассеяния поляризованного заряженного лептона или (анти)нейтрино на нуклоне с фрагментацией странного кварка (анти-кварка) из моря нуклона в Λ^0 ($\bar{\Lambda}^0$) гиперон. Авторы модели поляризованной странности в нуклоне [6], основываясь на результатах коллаборации

Объединенный институт ядерных исследований

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем им. В.П.Джелепова
Объединенного института ядерных исследований

Научные руководители:

доктор физико-математических наук, профессор С.А. Бунятов

кандидат физико-математических наук Б.А. Попов

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук, профессор А.В. Ефремов
(ЛТФ ОИЯИ)

доктор физико-математических наук, профессор С.Б. Нурушев
(ИФВЭ)

Ведущая организация:

Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва

Защита диссертации состоится "_____" _____ 2001 г. в
"_____" часов на заседании диссертационного совета Д 720.001.03 в
Объединенном институте ядерных исследований, г. Дубна, Москов-
ской области.

Автореферат разослан "_____" _____ 2001 г.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Объединенного
института ядерных исследований.

Ученый секретарь диссертационного совета
доктор физико-математических наук

Ю.А. Батусов

EMC, предсказывают отрицательную по отношению к направлению импульса W бозона продольную поляризацию Λ^0 ($\bar{\Lambda}^0$) гиперонов, рождающихся в области фрагментации мишени в процессе глубоконеупругого рассеяния (анти) нейтрино на нуклоне.

Глубоконеупругое рассеяние 100% поляризованного по своей физической природе нейтрино (антинейтрино) на левом (правом) кварке в нуклоне является источником поляризованных кварков, фрагментирующих в изучаемый адрон. Таким образом, измеряя поляризацию Λ^0 ($\bar{\Lambda}^0$) гиперонов, рожденных в процессе фрагментации поляризованного кварка, можно изучить спиновую структуру Λ^0 ($\bar{\Lambda}^0$) гиперонов. Впервые такое предложение было сформулировано в работе [7]. Особый интерес к измерениям поляризации в области фрагментации тока вызван также тем, что u и d кварки в Λ^0 гипероне могут быть отрицательно поляризованными на уровне 20%, тогда как $SU(3)_F \times SU(2)_S$ кварковая модель предсказывает нулевой вклад этих кварков в спин Λ^0 . Возможная поляризация u и d кварков связана с тем, что согласно [2, 3, 4, 5] кварки переносят малую долю спина адрона, что в равной степени применимо и к Λ^0 гиперону как к члену октета барионов [7]. Вычисления в рамках разных моделей спиновой структуры адронов и различных механизмов фрагментации кварков дают количественную оценку поляризации Λ^0 ($\bar{\Lambda}^0$) гиперонов, рожденных в глубоконеупругих взаимодействиях (анти) нейтрино на нуклоне в области фрагментации тока в различных кинематических областях [8, 9, 10, 11]. Экспериментальное измерение поляризации Λ^0 ($\bar{\Lambda}^0$) гиперонов с хорошей точностью позволило бы выделить наиболее вероятную модель спиновой структуры Λ^0 гиперонов.

Начиная с первых экспериментов с адронными пучками, было обнаружено, что Λ^0 гипероны поляризованы вдоль нормали к плоскости рождения, тогда как $\bar{\Lambda}^0$ гипероны, рожденные в центральной области по переменной x_F , не обладают поляризацией [12]. Заметим, однако, что поляризация Λ^0 гиперонов, рожденных в центральной области по переменной x_F , также сравнима с нулевой. Поляризация Λ^0 гиперонов усиливается с увеличением поперечного импульса Λ^0 по отношению к оси адронного пучка и с ростом x_F . С тех пор накоплен богатейший экспериментальный материал и обнаружена поляризация также и у других гиперонов. Однако, до сих пор, ни в одном эксперименте с (анти) нейтринными пучками не было обнаружено поперечной поляризации Λ^0 ($\bar{\Lambda}^0$) гиперонов. Из множества теоретических моделей, развитых для объяснения накопленной экспериментальной информации, ни одна не способна описать всей совокупности данных. Нужно признать, что фи-

зическая природа поперечной поляризации адронов, рождающихся в глубоконеупругих взаимодействиях, на данный момент не является хорошо понятой теоретически, несмотря на заметную теоретическую активность [13, 14]. Измерение поперечной поляризации Λ^0 ($\bar{\Lambda}^0$) гиперонов в глубоконеупругих реакциях $\nu N \rightarrow \Lambda^0$ ($\bar{\Lambda}^0$) X может дать ключ к пониманию механизмов, приводящих к поляризации гиперонов в процессе фрагментации.

Цели работы:

- Измерение интегральных и дифференциальных выходов K_s^0 мезонов, и Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов в $\nu_\mu N$ глубоконеупругих взаимодействиях по каналу заряженного тока. Изучение переменных, описывающих поведение K_s^0 мезонов, и Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов в адронной струе.
- Измерение выходов барионов Σ^0 , Ξ^- , $\Sigma^{*\pm}$, $\bar{\Sigma}^{*\pm}$ и векторных мезонов $K^{*\pm}$. Исследование зависимости выходов тяжелых странных резонансов от типа нуклона мишени и от области фрагментации нейтральной странной частицы.
- Измерение продольной и поперечной компонент вектора поляризации Λ^0 и $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов. Исследование вектора поляризации Λ^0 ($\bar{\Lambda}^0$) гиперонов в зависимости от области фрагментации, от типа нуклона мишени и от кинематических переменных.

Практическая ценность

1. Реализована программа идентификации нейтральных странных частиц на основе кинематического анализа продуктов распада нейтральных частиц, распавшихся на две противоположно заряженные частицы (V^0 сигнатура).
2. Предложен и реализован новый метод измерения одновременно трех проекций вектора поляризации; учитывающий эффекты реконструкции и аксептанс детектора.

Научная новизна

1. Измерен вектор поляризации Λ^0 гиперонов. Детально исследованы систематические ошибки при измерении вектора поляризации.
2. Обнаружена отрицательная продольная поляризация относительно направления тока W бозона.
3. В области фрагментации мишени установлено существенное увеличение модуля продольной поляризации, что находится в согласии с ожиданиями в модели поляризованной странности в нуклоне [6]. В области фрагментации тока измерение продольной поляризации Λ^0 гиперонов дало возможность оценить коэффициент передачи спина от u кварка к Λ^0 гиперону.
4. Впервые в нейтринных экспериментах обнаружена поперечная поляризация Λ^0 гиперонов.
5. Впервые в нейтринных экспериментах измерен вектор поляризации $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов. Величины продольной и поперечной компонент вектора поляризации $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов совместимы с нулем.
6. Впервые измерены дифференциальные выходы $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов в $\nu_\mu N$ глубоконеупругих взаимодействиях по каналу заряженного тока.
7. Измерены выходы странных резонансов и тяжелых странных адронов в $\nu_\mu N$ глубоконеупругих взаимодействиях по каналу заряженного тока.
8. Идентифицированный набор K_s^0 мезонов, и Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов может быть использован для исследования многих физических процессов с участием этих частиц:
 - изучение множественного рождения нейтральных странных частиц;
 - измерение тензора поляризации $K^{*\pm}$ мезонов;
 - исследование распадов очарованных частиц с образованием нейтральных странных адронов;

- измерение поляризации Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов и изучение рождения нейтральных странных частиц и странных резонансов в $\nu_\mu N$ глубоконеупругих взаимодействиях по каналу нейтрального тока.

Апробация работы

Результаты, защищаемые в диссертации, докладывались автором на научных семинарах ЛЯП (ОИЯИ), ЛФЧ (ОИЯИ), университета Лозанны (Швейцария), технического университета Мюнхена (Германия), отделений ИНФН Турина, Кальери, Флоренции (Италия), на рабочих совещаниях ИФВЭ-ОИЯИ, на рабочих совещаниях коллаборации NOMAD. Автор докладывал защищаемые в диссертации результаты на международных конференциях: QUARKS2000 (14-20 мая 2000, Пушкино), ISHEPP XV (25-29 сентября 2000, Дубна), COMPASS WEEK (9-15 октября 2000, Дубна), SPIN2000 (16-21 октября 2000, Осака, Япония).

Основные результаты, вошедшие в диссертацию, опубликованы в 5 работах.

Структура и объём диссертации

Диссертация состоит из 8 глав, заключения и двух приложений, выделенных в четыре части: "Введение", "Реконструкция событий в эксперименте NOMAD", "Анализ данных" и "Приложения".

Содержание диссертации

В первой главе дается краткий обзор современных представлений о спиновой структуре нуклона и "спиновом кризисе". Дано описание $SU(6) = SU(3)_F \times SU(2)_S$ кварковой модели. Приводится явный вид спиновых волновых функций, вычисленных в рамках $SU(6)$ модели. Показано, что спиновые волновые функции, диктуемые $SU(6)$ моделью, позволяют вычислить магнитные моменты гиперонов в разумном согласии

с экспериментальными значениями, а также предсказать индивидуальный вклад спина кварка в спин бариона.

В следующем разделе первой главы приводятся теоретические основы и экспериментальные результаты по изучению спиновой структуры нуклонов в реакциях глубоконеупругого рассеяния поляризованных лептонов на поляризованной нуклонной мишени. Рассматривается экспериментальная проверка двух важных правил сумм: Бёркена и Эллиса-Джаффе.

Во второй главе обсуждаются физические задачи, которые могут быть решены при изучении поляризации Λ^0 и $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов, рожденных в глубоконеупругих взаимодействиях. Одной из физических задач, рас-

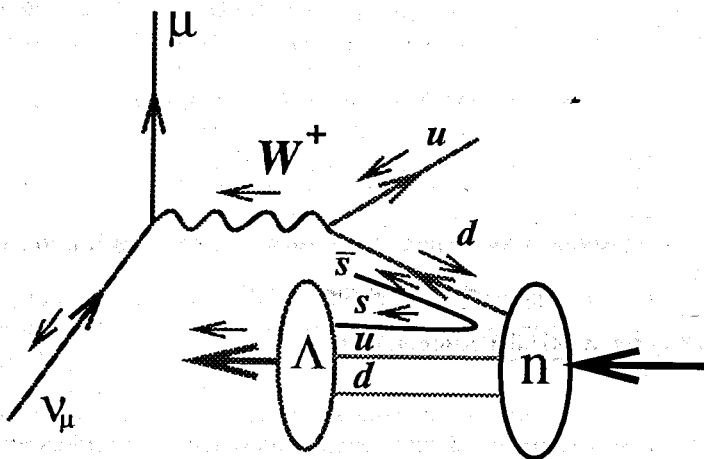


Рис. 1: Диаграмма, описывающая рождение Λ^0 гиперона в области фрагментации мишени за счет рассеяния нейтрино на d кварке в нейтроне. Стрелочками показано направление спина частиц.

смотренных в этой главе, является возможная проверка утверждения о том, что странные кварки в нуклоне отрицательно поляризованы на уровне 10%, что следует из экспериментов по изучению спиновой структуры нуклона [2, 3, 4, 5]. Модель поляризованной странности в нуклоне [6] подразумевает отрицательную (против тока W бозона) поляризацию Λ^0 и $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов, рожденных в области фрагментации мишени (см. рис. 1).

Другой важной задачей является изучение спиновой структуры Λ^0 и $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов, что может быть выполнено в области фрагментации лево-поляризованного u кварка (область фрагментации тока). На рис. 2

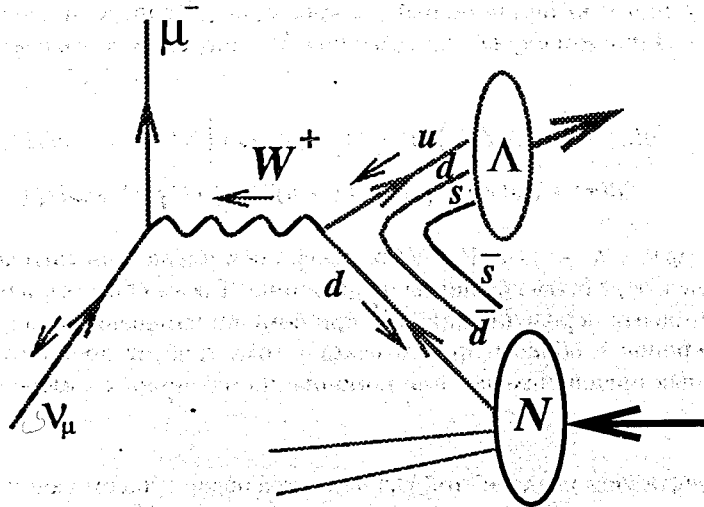


Рис. 2: Диаграмма, описывающая рождение Λ^0 гиперона в области фрагментации тока за счет рассеяния нейтрино на d кварке в нуклоне. Стрелочками показано направление спина частиц.

приведена диаграмма, описывающая рождение Λ^0 гиперона в области фрагментации тока за счет рассеяния нейтрино на d кварке в нуклоне. Измерение поляризации Λ^0 гиперонов позволяет оценить коэффициент передачи спина $C_u^\Lambda \approx -P_\Lambda$, где P_Λ дается формулой:

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

где $d(x)$, $\bar{u}(x)$ — распределения d и \bar{u} кварков в нуклоне, $\Delta D_q^\Lambda(z)$, $D_q^\Lambda(z)$ — поляризованная и неполяризованная функции фрагментации кварка q в Λ^0 гиперон, z — доля энергии адронной струи, переносимая Λ^0 гипероном. Легко видеть, что второе слагаемое в числителе и в знаменателе ур. (1) сильно подавлено по сравнению с первым из-за сравнительно малой величины \bar{u} , и подавляющего множителя $(1-y)^2$. Таким образом, измерение поляризации Λ^0 гиперонов, рожденных в области фрагмен-

тации тока в глубоконеупругих взаимодействиях нейтрино с нуклоном, дает оценку для коэффициента передачи спина C_u^Λ .

Ситуация с интерпретацией поляризации $\bar{\Lambda}^0$ гиперона менее однозначная. В данном случае поляризация $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов описывается формулой:

$$P_\nu^{\bar{\Lambda}} = - \frac{[d(x) + \omega s(x)] \Delta D_u^{\bar{\Lambda}}(z) - (1-y)^2 \bar{u}(x) [\Delta D_d^{\bar{\Lambda}}(z) + \omega \Delta D_s^{\bar{\Lambda}}(z)]}{[d(x) + \omega s(x)] D_u^{\bar{\Lambda}}(z) + (1-y)^2 \bar{u}(x) [D_d^{\bar{\Lambda}}(z) + \omega D_s^{\bar{\Lambda}}(z)]},$$

где $\omega = tg \theta_C$, θ_C — угол Кабиббо. Теперь оба члена в числителе и знаменателе могут быть сравнимы по величине. Таким образом, измерение коэффициента передачи спина C_u^Λ при помощи измерения поляризации $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов в области фрагментации тока требует дополнительных модельных предположений или комбинации различных измерений [15].

В следующем разделе этой главы дается обзор существующих экспериментальных данных по измерению поляризации Λ^0 и $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов в экспериментах с адронными пучками, с пучками заряженных лептонов, в реакциях аннигиляции e^+e^- с энергией $\sqrt{s} = m_Z^0$, и в экспериментах по изучению рассеяния (анти) нейтрино на нуклоне, выполненных ранее с использованием пузырьковых камер.

В третьей главе дается описание пучка нейтрино и всех важнейших компонентов установки NOMAD на ускорителе SPS в ЦЕРН. Определяется система координат детектора, кратко описываются система вето, передний калориметр, дрейфовые камеры, триггерные плоскости, детектор переходного излучения, детектор ливней, электромагнитный калориметр, адронный калориметр и мюонные камеры. На рис. 3 представлена схема детектора NOMAD.

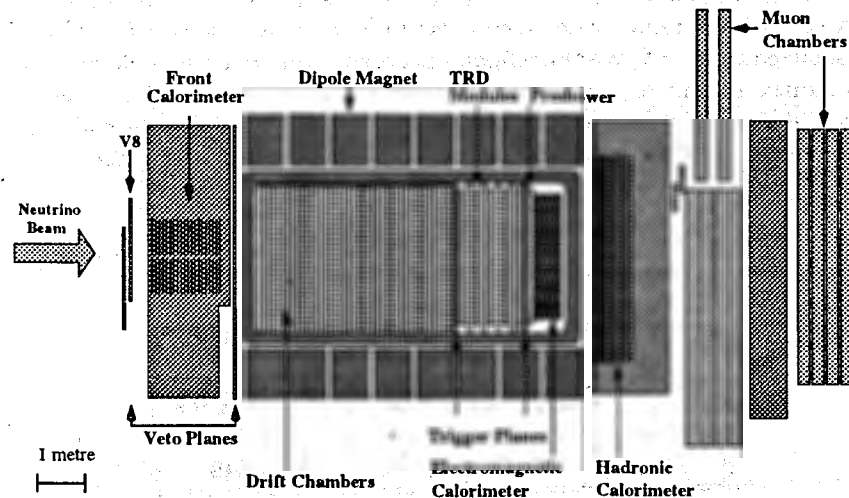


Рис. 3: Детектор NOMAD (вид сбоку)

Далее, в третьей главе определяются триггеры, используемые при наборе данных. Дается принципиальная схема моделирования пучка нейтрино и событий взаимодействия нейтрино в установке NOMAD.

В четвертой главе излагаются вопросы, связанные с реконструкцией и отбором глубоконеупругих взаимодействий нейтрино по каналу заряженного тока и с идентификацией нейтральных странных частиц, оставляющих V^0 сигнатуру в детекторе.

В разделе, посвященном реконструкции и отбору глубоконеупругих взаимодействий мюонного нейтрино по каналу заряженного тока, опи-

сывается процедура реконструкции треков и вершин, вычисление кинематических переменных, а также критерии качества, накладываемые на нейтринные события. Используемый в анализе набор глубококонепругих взаимодействий нейтрино по каналу заряженного тока обладает ничтожно малой примесью фоновых событий: 0.4%.

Подробно излагается метод идентификации V^0 частиц, основанный на предварительном отборе кандидатов и последующим кинематическом фите V^0 вершины. Приводятся подробные результаты идентификации K_s^0 мезонов, и Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов, рожденных в глубококонепругих взаимодействиях мюонного нейтрино по каналу заряженного тока. В эксперименте NOMAD отобрано рекордное количество нейтральных странных частиц, идентифицированных в глубококонепругих взаимодействиях нейтрино по каналу заряженного тока, которые характеризуются высокими чистотой и эффективностью идентификации (см. таб. 1).

Таблица 1: Эффективность и чистота идентификации V^0 (%). Число идентифицированных V^0 частиц в данных.

	K_s^0	Λ^0	$\bar{\Lambda}^0$
ϵ_i	93.1 ± 0.1	86.6 ± 0.1	72.0 ± 0.5
чистота	97.2 ± 0.1	95.9 ± 0.1	89.7 ± 0.5
N_{V^0}	15075	8087	649

В пятой главе проводится сравнение реконструированных кинематических переменных в Монте Карло моделировании и в данных. Рассматриваются глобальные переменные нейтринного взаимодействия, переменные, описывающие рождение и распад V^0 , а также, переменные, характеризующие поведение нейтральных странных адронов в адронной струе.

Завершается глава сравнением распределений переменных, характеризующих поведение нейтральных странных адронов в адронной струе, до и после реконструкции этих переменных.

В шестой главе излагаются физические результаты, относящиеся к рождению странных адронов:

1. измерение инвариантной массы и времени жизни нейтральных странных адронов;
2. измерение интегральных и дифференциальных выходов K_s^0 мезонов, и Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов, рождающихся в глубококонепругих взаимодействиях мюонного нейтрино по каналу заряженного тока;
3. измерение и изучение распределений переменных, описывающих поведение нейтральных странных адронов в адронной струе;
4. измерение выходов странных резонансов и тяжелых странных адронов в зависимости от области фрагментации нейтральной странной частицы и от типа нуклона мишени. Изучены следующие реакции:

$$(a) K^{*\pm} \rightarrow K_s^0 \pi^\pm,$$

$$(б) \Sigma^{*\pm} \rightarrow \Lambda^0 \pi^\pm,$$

$$(в) \Xi^- \rightarrow \Lambda^0 \pi^-,$$

$$(г) \Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 \gamma,$$

$$(д) \bar{\Sigma}^{*\pm} \rightarrow \bar{\Lambda}^0 \pi^\pm.$$

Результаты, излагаемые в этой главе, можно суммировать следующим образом. Измеренное значение инвариантной массы и времени жизни нейтральных странных адронов находится в согласии с табличными значениями [16]. На рис. 4 представлены зависимости дифференциальных выходов K_s^0 мезонов, Λ^0 и $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов как функции энергии нейтрино (E_ν) и квадрата инвариантной массы адронной системы (W^2).

Обнаружено заметное отличие на уровне 40-60% выходов в данных от предсказаний модели ЛУНД [1] со стандартным набором параметров.

Впервые в нейтринных экспериментах измерены дифференциальные распределения множественного рождения $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов. Измерены распределения по переменным: x_F (в системе центра масс $W - N$), p_T^2 (квадрат поперечной проекции импульса V^0 к оси W бозона), z_V (доля энергии адронной системы, переносимая V^0 частицей). Измерены параметры асимметрии

$$A = \frac{N_{x_F > 0} - N_{x_F < 0}}{N_{x_F > 0} + N_{x_F < 0}}$$

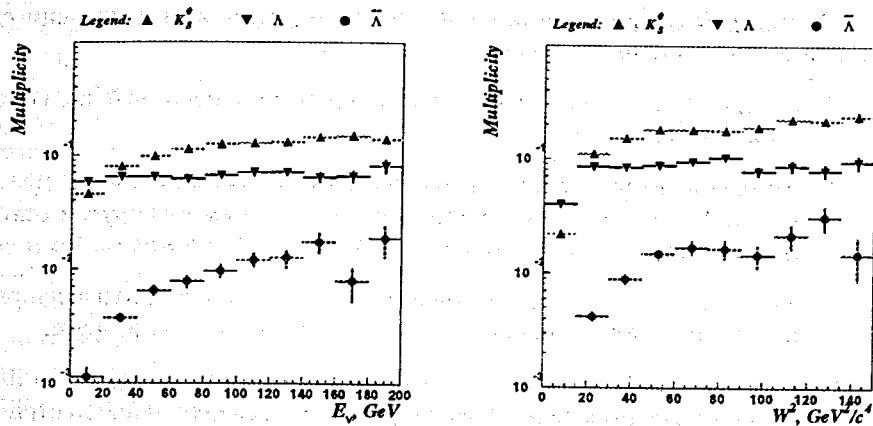


Рис. 4: Множественность K_s^0 , Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0$ в $\nu_\mu N$ взаимодействиях по каналу заряженного тока как функция E_ν (левый рис.) и W^2 (правый рис.).

для K_s^0 мезонов, и Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов. Распределения p_T^2 отфитированы функцией вида: $C \exp(-B p_T^2)$. Такая зависимость предсказывается моделью ЛУНД [1] в области $p_T^2 \leq 0.5 \text{ ГэВ}^2/c^2$. Оценка параметра наклона B , полученная в настоящем анализе, является наиболее точной в экспериментах с нейтринными пучками.

В моделированных событиях и в реальных данных хорошо виден сигнал от распадов $K^{*\pm} \rightarrow K_s^0 \pi^\pm$, $\Sigma^{*\pm} \rightarrow \Lambda^0 \pi^\pm$, $\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 \pi^-$, $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 \gamma$. В качестве иллюстрации, на рис. 5 приведены распределения по инвариантной массе для $K_s^0 \pi^\pm$ и $\Lambda^0 \pi^\pm$ комбинаций в данных.

Измеренные выходы $K^{*\pm}$, $\Sigma^{*\pm}$, Σ^0 находятся в серьезном противоречии с предсказаниями модели ЛУНД, соответствующими заложенным по умолчанию параметрам модели в программе JETSET [17]. Это наблюдение приводит к важному выводу: теоретические описания поляризации Λ^0 гиперонов, использующие генератор JETSET [17], должны быть пересмотрены, чтобы принять во внимание данное разногласие.

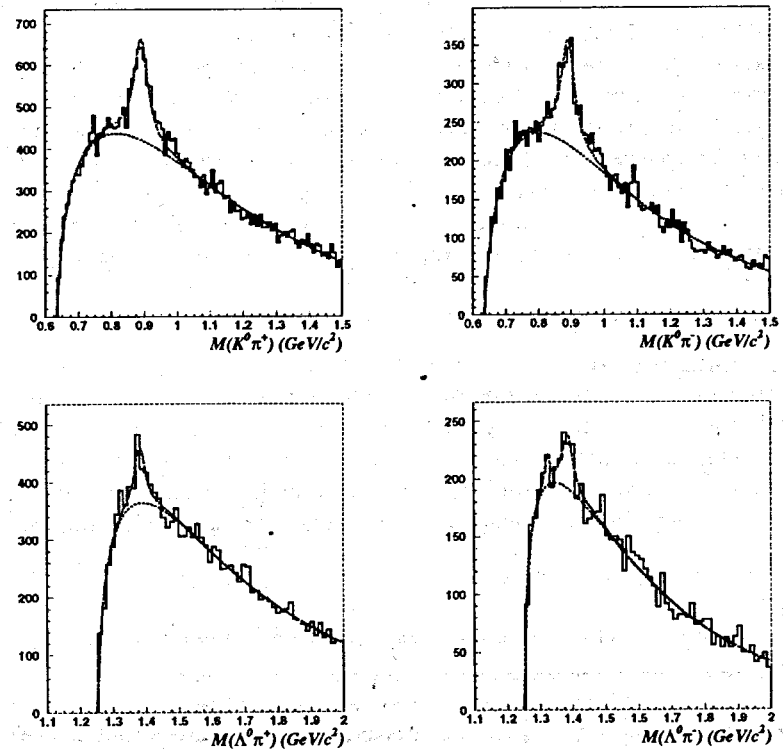


Рис. 5: Распределения по инвариантной массе для $K_s^0 \pi^\pm$ (верхние рис.) и $\Lambda^0 \pi^\pm$ (нижние рис.) комбинаций в данных.

В седьмой главе детально описана процедура измерения поляризации Λ^0 и $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов, использованная в защищаемом автором анализе.

В этой главе определена система координат, в которой проводится измерение поляризации Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов и асимметрии в распределении K_s^0 мезонов. Обсуждаются две другие системы координат, в которых также можно провести измерение вектора поляризации. Подробно изучены эффекты, к которым приводит реконструкция треков, а также исследовано влияние различных источников фона на угловые распре-

деления продуктов распада V^0 . Обсужден стандартный метод измерения поляризации и границы его применимости. Предложен новый метод измерения сразу трех компонент вектора поляризации, свободный от недостатков стандартного метода, и обладающий рядом практических преимуществ. Продемонстрирована работоспособность программы, реализующей этот метод. Количественно изучено влияние фона в случае его отклонения от предсказаний Монте Карло.

В этой главе рассматриваются различные источники систематических ошибок при измерении поляризации Λ^0 и $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов в $\nu_\mu N$ глубоконеупругих взаимодействиях по каналу заряженного тока. Полная систематическая ошибка меньше статистической.

В восьмой главе представлены результаты измерения векторов поляризации Λ^0 и $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов, рожденных в $\nu_\mu N$ глубоконеупругих взаимодействиях по каналу заряженного тока, в эксперименте NOMAD. Обнаружена отрицательная продольная и отрицательная поперечная компоненты вектора поляризации Λ^0 гиперонов. В таб. 2 приведены результаты измерения вектора поляризации Λ^0 гиперонов в зависимости от x_F .

Таблица 2: Зависимость поляризации Λ^0 гиперонов от x_F

	N_Λ	$\langle x_F \rangle$	поляризация Λ^0 гиперонов		
			P_x	P_y	P_z
все Λ^0	8087	-0.18	-0.15 ± 0.03	-0.22 ± 0.03	-0.04 ± 0.03
$x_F < 0$	5608	-0.36	-0.21 ± 0.04	-0.26 ± 0.04	-0.08 ± 0.04
$x_F > 0$	2479	0.21	-0.09 ± 0.06	-0.10 ± 0.06	0.02 ± 0.06

Абсолютная величина продольной поляризации Λ^0 увеличивается в области фрагментации мишени. Это находится в качественном согласии с предсказаниями модели поляризованной странности в нуклоне [6]. Значение продольной поляризации Λ^0 в области фрагментации тока позволяет оценить коэффициент передачи спина от u кварка к Λ^0 гиперону (C_u^Λ). Измеренное нами значение коэффициента передачи спина согласуется с предсказаниями SU(6) модели с учетом вклада от промежуточных тяжелых гиперонов, распадающихся на Λ^0 в конечном состоянии, и противоречит вычислениям [8] для модели Буркардта-Джаффе [7].

Зависимость поперечной поляризации Λ^0 гиперонов, рожденных в области фрагментации мишени, от p_T и x_F находится в качественном согласии с хорошо установленной зависимостью поперечной поляризации Λ^0 гиперонов, рожденных в адронных экспериментах, что можно интерпретировать в пользу единой физической природы этих явлений. На рис. 6, 7 представлены зависимости поперечной поляризации Λ^0 ги-

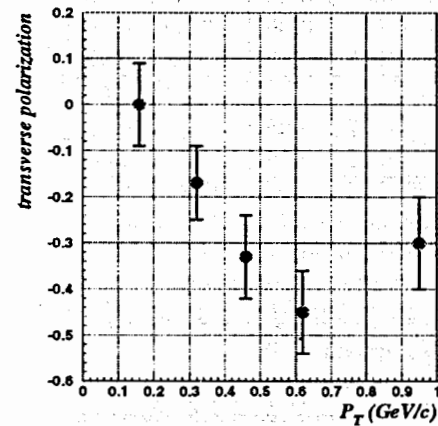


Рис. 6: Зависимость поперечной поляризации Λ^0 гиперонов от p_T в области фрагментации мишени.

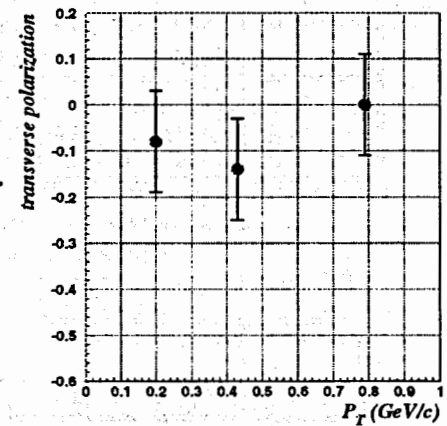


Рис. 7: Зависимость поперечной поляризации Λ^0 гиперонов от p_T в области фрагментации тока.

перонов от p_T в области фрагментации мишени и тока соответственно. Третья компонента вектора поляризации Λ^0 гиперонов сопоставима с нулем.

Исследована зависимость вектора поляризации от различных кинематических переменных и от типа нуклона мишени (см. таб. 3).

Вектор поляризации $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов, измеренный впервые в нейтринных экспериментах, сравним с нулевым (см. таб. 4).

Приложение А посвящено изучению глубоконеупругого рассеяния лептонов на нуклоне. Кратко излагается формализм глубоконеупругого рассеяния. Приводятся формулы для сечений поляризованного и неполяризованного рассеяния заряженных лептонов на нуклоне. Даются теоретические предсказания для различных правил сумм, которые сравниваются с экспериментальными измерениями.

Рассматривается глубоконеупругое рассеяние нейтрино и антиней-

Таблица 3: Зависимость поляризации Λ^0 гиперонов от типа нуклона мишени.

Реакция	N_{Λ^0}	Поляризация Λ^0		
		P_x	P_y	P_z
νp	3472	-0.26 ± 0.05	-0.09 ± 0.05	-0.07 ± 0.05
$x_F < 0$	2407	-0.29 ± 0.06	-0.10 ± 0.06	-0.09 ± 0.06
$x_F > 0$	1065	-0.23 ± 0.09	-0.06 ± 0.09	-0.02 ± 0.10
νn	4615	-0.09 ± 0.04	-0.30 ± 0.04	-0.03 ± 0.05
$x_F < 0$	3201	-0.16 ± 0.05	-0.37 ± 0.05	-0.07 ± 0.05
$x_F > 0$	1414	0.01 ± 0.08	-0.11 ± 0.08	0.04 ± 0.09

Таблица 4: Зависимость поляризации $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов от x_F

	$N_{\bar{\Lambda}^0}$	Поляризация $\bar{\Lambda}^0$		
		P_x	P_y	P_z
все $\bar{\Lambda}^0$	649	-0.07 ± 0.12	0.09 ± 0.13	0.10 ± 0.13
$x_F < 0$	248	0.23 ± 0.20	0.04 ± 0.20	-0.08 ± 0.21
$x_F > 0$	401	-0.23 ± 0.15	0.10 ± 0.17	0.25 ± 0.16

трино на нуклоне, вычисляются соответствующие сечения, вводятся структурные функции. Приводится экспериментальная проверка различных правил сумм для (анти) нейтринного рассеяния на нуклоне.

Заканчивается приложение рассмотрением полунклюзивных реакций. Кратко излагаются основы адронизации и модель ЛУНД [1]. Вводится понятие функции фрагментации.

Приложение В завершает диссертацию более детальной информацией относительно разных методов идентификации V^0 частиц, и свойствах распадов Λ^0 и $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов.

Выводятся формулы для углового распределения продуктов распада поляризованного Λ^0 ($\bar{\Lambda}^0$) гиперона. Вычисляется эффект прецессии спина Λ^0 ($\bar{\Lambda}^0$) гиперона в магнитном поле.

В заключении

приведены основные результаты и выводы

1. В дрейфовых камерах магнитного детектора NOMAD с электронным съёмом информации зарегистрировано 15075 распадов K_s^0 мезонов, 8087 Λ^0 и 649 $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов, образованных в нейтринных взаимодействиях по каналу заряженного тока.
2. Предложена и реализована идентификация нейтральных странных частиц на основе кинематического фита V^0 вершин.
3. Предложен и реализован новый метод измерения одновременно всех трех проекций вектора поляризации, с учетом эффективности реконструкции треков и акцептанса детектора.
4. Измерены интегральные выходы K_s^0 мезонов, Λ^0 и $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов в $\nu_\mu N$ глубоконеупругих взаимодействиях по каналу заряженного тока:
 $T_{K_s^0} = (6.76 \pm 0.06)\%$, $T_{\Lambda^0} = (5.04 \pm 0.06)\%$, $T_{\bar{\Lambda}^0} = (0.37 \pm 0.02)\%$.
 Обнаружено отличие измеренных выходов от предсказаний модели ЛУНД [1] на уровне 40-60%.
5. Измерены дифференциальные выходы K_s^0 мезонов, Λ^0 и $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов в $\nu_\mu N$ глубоконеупругих взаимодействиях по каналу заряженного тока как функции E_ν , W^2 , Q^2 , x , y . Дифференциальные выходы $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов измерены впервые в $\nu_\mu N$ глубоконеупругих взаимодействиях.
6. Изучены распределения по переменным x_F , p_T^2 , z , характеризующим поведение K_s^0 мезонов, Λ^0 и $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов в адронной струе, в $\nu_\mu N$ глубоконеупругих взаимодействиях по каналу заряженного тока. Найдены следующие величины: параметры асимметрии в распределениях по переменной x_F и средние значения $\langle x_F \rangle$, $\langle z \rangle$; параметр наклона p_T^2 -распределений.
7. Измерены выходы Σ^0 , Ξ^- , $\Sigma^{*\pm}$ барионов и $K^{*\pm}$ мезонов, по отношению к выходам Λ^0 гиперонов и K_s^0 мезонов соответственно, в $\nu_\mu N$ глубоконеупругих взаимодействиях по каналу заряженного тока. Обнаружено, что относительные выходы в данных меньше по сравнению с предсказаниями модели ЛУНД [1] на факторы

3.3 ± 0.3 (Σ^{*+}), 1.7 ± 0.3 (Σ^{*-}), 1.8 ± 0.5 (Σ^0), что очень важно для правильной теоретической интерпретации измерения поляризации Λ^0 гиперонов, и на факторы 2.0 ± 0.1 и 1.5 ± 0.1 для K^{*+} и K^{*-} мезонов соответственно.

8. Измерен вектор поляризации Λ^0 гиперонов, рожденных в $\nu_\mu N$ глубоконеупругих взаимодействиях по каналу заряженного тока. Детально исследованы систематические ошибки при измерении вектора поляризации Λ^0 гиперонов. Увеличение абсолютного значения продольной поляризации Λ^0 гиперонов в области фрагментации мишени

$$P_x(x_F < 0) = -0.21 \pm 0.04(\text{стат.}) \pm 0.02(\text{сис.})$$

согласуется с предсказаниями модели поляризованной странности в нуклоне [6]. Измерение продольной поляризации Λ^0 гиперонов в области фрагментации тока ($x_F > 0$) позволяет оценить коэффициент передачи спина $C_u^{\Lambda^0} = 0.09 \pm 0.06(\text{стат.}) \pm 0.03(\text{сис.})$ при $\langle z \rangle = 0.44$. Это значение не противоречит предсказаниям наивной кварковой модели [8] и не согласуется с моделью Буркардта-Джаффе [7].

9. Впервые в нейтринных экспериментах обнаружена ненулевая поперечная поляризация Λ^0 гиперонов, модуль которой увеличивается в области фрагментации мишени:

$$P_y(x_F < 0) = -0.26 \pm 0.04(\text{стат.}) \pm 0.01(\text{сис.})$$

Знак поперечной поляризации Λ^0 гиперонов, рожденных в области фрагментации мишени, и ее зависимость от x_F и p_T находятся в качественном согласии со свойствами поперечной поляризации Λ^0 гиперонов, рожденных в адронных экспериментах.

10. Обнаружена существенная зависимость продольной и поперечной компонент вектора поляризации Λ^0 гиперонов от типа нуклона мишени (протон, нейтрон).
11. Вектор поляризации Λ^0 гиперонов детально изучен как функция кинематических переменных, а также переменных, описывающих поведение Λ^0 в адронной струе.
12. Впервые в нейтринных экспериментах измерен вектор поляризации $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов, рожденных в $\nu_\mu N$ глубоконеупругих взаимодействиях по каналу заряженного тока. Вектор поляризации Λ^0 гиперонов совместим с нулевым.

Результаты диссертации опубликованы в следующих работах:

1. P. Astier, ...D. V. Naumov, ... [NOMAD Collaboration], "Measurement of the Λ polarization in ν_μ charged current interactions in the NOMAD experiment," *Nucl. Phys.* B588, (2000) 3; CERN-EP/2000-111
2. P. Astier ...D. V. Naumov, ... [NOMAD Collaboration], "Measurement of the $\bar{\Lambda}$ polarization in ν_μ charged current interactions in the NOMAD experiment," *Nucl. Phys.* B605, (2001) 3; CERN-EP/2001-028
3. Dmitry Naumov [for NOMAD Collaboration], "Measurement of the Lambda polarization in ν_μ charged current interactions in the NOMAD experiment," Proceedings of 14th International Spin Physics Symposium, October 16-21, SPIN2000 (Osaka, Japan), AIP CONFERENCE PROCEEDINGS 570 (2001) 489; hep-ph/0101325
4. Dmitry Naumov [for NOMAD Collaboration], " Λ^0 Polarization in ν_μ CC interactions in NOMAD", Proceedings of ISHEPP, XV, Dubna, September 25-29, 2000
5. D. V. Naumov and B. A. Popov, "A Study of Strange Particle Production in ν_μ CC Interactions in the NOMAD Experiment", Сообщение ОИЯИ E1-2001-139 (2001).

Список литературы

- [1] B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman and T. Sjöstrand, *Phys. Rep.* **97** (1983); T. Sjöstrand et al., *Int. J. Mod. Phys A* **3** (1988) 751
- [2] J. Ashman et al., [EMC Collaboration], *Phys. Lett.* **B206**, (1988) 364; *Nucl. Phys.* **B328** (1989) 1
- [3] D. Adams et al. [SMC Collaboration], *Phys. Rev.* **D56**, (1997) 5330; B. Adeva et al., [SMC Collaboration], *Phys. Lett.* **B420**, (1998) 180
- [4] K. Abe et al., [E143 Collaboration], *Phys. Rev.* **D58**, (1998) 112003
- [5] K. Ackerstaff et al., [HERMES Collaboration], *Phys. Lett.* **B464**, (1999) 123
- [6] J. Ellis, D. Kharzeev, A. Kotzinian, *Z. Phys.* **C69** (1996) 467; J. Ellis, M. Karliner, D. E. Kharzeev and M. G. Sapozhnikov, *Nucl. Phys.* **A673** (2000) 256
- [7] M. Burkardt and R. L. Jaffe, *Phys. Rev. Lett.* **70** (1993) 2537
- [8] A. Kotzinian, A. Bravar, D. von Harrach, *Eur. Phys. J. C* **2** (1998) 329
- [9] D. Ashery and H. J. Lipkin, hep-ph/0002144
D. Ashery and H. J. Lipkin, *Phys. Lett.* **B469** (1999) 263, hep-ph/9908355
- [10] B. Ma and J. Soffer, *Phys. Rev. Lett.* **82** (1999) 2250
- [11] D. de Florian, M. Stratmann and W. Vogelsang, *Phys. Rev. Lett.* **81** (1998) 530
- [12] A. Lesnik et al., *Phys. Rev. Lett.* **35** (1975) 770; G. Bunce et al., *Phys. Rev. Lett.* **36** (1976) 1113
- [13] A. D. Panagiotou, *Int. J. Mod. Phys. A* **5** (1990) 1197; J. Félix, *Mod. Phys. Lett.* **A14** (1999) 827;
- [14] M. Anselmino, D. Boer, U. D. Allesio and F. Murgia, hep-ph/0008186
- [15] B. Ma, I. Schmidt, J. Soffer and J. Yang, *Eur. Phys. J. C* **16** (2000) 657
- [16] Review of Particle Properties, *Eur. Phys. J. C* **15** (2000)
- [17] T. Sjöstrand, "PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4: physics and manual", LU-TP-95-20 (1995); hep-ph/9508391
T. Sjöstrand, *Comp. Phys. Comm* **39** (1986) 347, **43** (1987) 367

Рукопись поступила в издательский отдел

5 сентября 2001 года.