

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ПЕТЕРБУРГСКИЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
им Б.П. Константинова

На правах рукописи

Нарышкин Юрий Германович

УДК 539.126.6

ИССЛЕДОВАНИЕ РОЖДЕНИЯ Λ^0 ГИПЕРОНОВ
ПРИ ГЛУБОКО-НЕУПРУГОМ РАССЕЯНИИ ПОЗИТРОНОВ
НА НУКЛОНАХ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ "ГЕРМЕС".

01.04.16-физика атомного ядра и элементарных частиц

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

ГАТЧИНА-2001

Работа выполнена в Отделении физики высоких энергий Петербургского института ядерной физики им Б.П.Константинова РАН.

Научные руководители:

доктор физ.-мат. наук, старший научный сотрудник,
Белостоцкий Станислав Львович,
кандидат физ.-мат. наук, старший научный сотрудник,
Гребенюк Олег Григорьевич.

Официальные оппоненты:

доктор физ.-мат. наук, старший научный сотрудник,
Шабельский Юлий Мечиславович,
доктор физ.-мат. наук, профессор,
Краснов Леонид Васильевич.

Ведущая организация: Лаборатория физики частиц
Объединенного Института Ядерных Исследований.

Защита диссертации состоится "___" _____ 2001 г.
в "_____" часов на заседании специализированного совета Д 002. 115. 01
при Петербургском институте ядерной физики им. Б.П.Константинова
РАН по адресу: 188300, Ленинградская область, г.Гатчина, Орлова Ро-
ща.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ПИЯФ
им. Б.П.Константинова РАН.

Автореферат разослан "___" _____ 2001 г.

Ученый секретарь
Диссертационного совета

доктор физ.-мат. наук
И.А.Митропольский

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы.

Реакции Глубоко Неупругого Рассеяния (ГНР) лептонов на нуклонах являются важным инструментом физики элементарных частиц, позволяющим получить информацию как о структуре нуклона, так и о механизмах образования адронов. В рамках кварк-партонной модели считается, что адроны при ГНР образуются в результате фрагментации выбитых кварков. Исследование процессов фрагментации проводится и в экспериментах по e^+e^- -аннигиляции и в адрон-адронных взаимодействиях. В каждом из упомянутых выше экспериментов, процессы фрагментации имеют свои особенности. Для формирования полной картины фрагментации кварков в адроны необходимо знать результаты таких исследований во всех трех типах экспериментов. К настоящему времени накоплено большое количество экспериментальных данных по фрагментации кварков в адроны в e^+e^- -аннигиляции и адрон-адронных взаимодействиях. В то же время, подобных данных, полученных при ГНР лептонов на нуклонах, для анализа процессов фрагментации недостаточно, в силу их низкой статистической точности.

Для количественного описания процессов фрагментации вводятся функции фрагментации. Считается, что функции фрагментации являются универсальными, т.е. не зависят от типа процесса, в котором они получены. Проверка такой универсальности является актуальной задачей.

В настоящее время имеются теоретические расчеты для описания процессов фрагментации в адрон-адронных взаимодействиях, которые основаны на кварк-глюонной струнной модели. Проверка применимости таких моделей для описания фрагментации при ГНР также является актуальной задачей.

Особый интерес представляет изучение рождения Λ -гиперонов. Связано это с тем, что по причине специфики распада Λ -гиперона существ-

вует возможность изучения поляризации s -кварков в нуклоне, а также механизмов передачи спина от кварков к адронам.

Таким образом, исследование процессов фрагментации при ГНР позитронов с энергией $E_e = 27.5$ ГэВ на нуклонах, проводимое в эксперименте HERMES, является актуальной задачей, решение которой позволило бы существенно дополнить имеющуюся в настоящее время картину фрагментации кварков в адроны, и инициировать дальнейший теоретический анализ этих процессов.

Цель работы.

Целью данной работы являлось исследование процессов фрагментации кварков в Λ -гиперон при ГНР позитронов на нуклонах в эксперименте HERMES. При этом основными задачами были получение функции фрагментации D_u^Λ и распределения по квадрату поперечного импульса. В ходе работы также ставилась задача получить p_T^2 распределения для K_s мезонов и заряженных пионов, и исследовать вклад разных процессов при формировании поперечного импульса. В работе заметное место отведено методике эксперимента. А именно, исследовались угловые и импульсные разрешения спектрометра для так называемых коротких треков, полученных с помощью пропорциональных камер установленных в зазоре спектрометрического магнита.

Научная новизна.

Приведенные в диссертации результаты получены впервые. Они имеют важное значение для понимания процессов фрагментации кварков в адроны в реакциях ГНР позитронов на нуклонах, при относительно невысоких энергиях эксперимента HERMES ($E_e = 27.5$ ГэВ):

- Получена функция фрагментации $D_u^\Lambda(z)$;
- Измерены распределения по квадрату поперечной компоненты импульса для Λ -гиперонов, K_s -мезонов и заряженных пионов;

Научная и практическая ценность.

- Переопределена переменная $z = \frac{E_\Lambda}{\nu}$ на $z^* = \frac{E_\Lambda - m_\Lambda}{\nu}$ (где E_Λ , m_Λ энергия и масса Λ - гиперона, $\nu = E - E'$, а E , E' - энергии налетающего и рассеянного позитронов, соответственно), с целью восстановления скейлинга, то есть, для уменьшения зависимости функции фрагментации D_u^Λ от переменной y , обусловленной ограниченным фазовым объемом при энергии $E_e = 27.5$ ГэВ.
- Экспериментально полученная функция фрагментации $D_u^\Lambda(z)$ хорошо согласуется с расчетами, сделанными с помощью кварк-глюонной струнной модели для адрон-адронных взаимодействий.
- Показано, что вклад КХД процессов (испускание и поглощение жестких глюонов), при формировании поперечного импульса мал, при энергиях эксперимента HERMES ($E_e = 27.5$ ГэВ). На основании сравнения с данными экспериментов по ГНР мюонов на нуклонах, полученных при более высоких энергиях (в экспериментах EMC и FNAL), сделан вывод об увеличении роли КХД процессов с ростом энергии при формировании p_T^2 распределений.
- При детальном исследовании, проведенном с помощью Монте-Карло моделирования, сделан вывод о доминирующем вкладе фрагментации при формировании p_T^2 распределений.
- Сделана коррекция параметра Монте-Карло генератора, соответствующего ширине распределения поперечной компоненты импульса, образующейся в процессе фрагментации.

Основные положения, выносимые на защиту.

- Экспериментально измеренная функция фрагментации $D_u^\Lambda(z)$ при ГНР позитронов с энергией $E_e = 27.5$ ГэВ на нуклонах.
- Переопределение переменной $z = \frac{E_\Lambda}{\nu}$ на $z^* = \frac{E_\Lambda - m_\Lambda}{\nu}$ в целях уменьшения обнаруженной зависимости функции фрагментации D_u^Λ от

переменной $y = 1 - E'/E$ при $E_e = 27.5$ ГэВ.

- p_T^2 -распределения для Λ -гиперонов, K_s -мезонов и заряженных пионов, измеренные при ГНР позитронов на нуклонах при $E_e = 27.5$ ГэВ.
- Исследование вкладов основных процессов, формирующих поперечный импульс, образовавшихся при ГНР адронов.

Апробация работы.

Основные результаты диссертационной работы докладывались на 15 Международном семинаре по проблемам в физике высоких энергий "Relativistic Nuclear Physics and Quantum Chromodynamics", Дубна, сентябрь 2000 г.; а так же на семинарах коллаборации HERMES и семинарах Петербургского Института Ядерной Физики.

Структура работы. Диссертация состоит из введения, трех глав, и заключения. Общий объем диссертации составляет 90 страниц, включая 39 рисунков и список литературы из 76 наименований.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Введение.

Процессы ГНР лептонов на нуклонах являются важным инструментом для исследования структуры нуклонов. В первом порядке теории возмущений квантовой электродинамики такие процессы описываются как обмен виртуальным фотоном, при этом считается, что фотон поглощается кварком, кварк получает энергию, после чего начинается процесс фрагментации кварка в адроны:

$$l + N \rightarrow l' + h + X. \quad (1)$$

Кинематика рождения адронов при ГНР (1) определяется пятью переменными: Q^2 , ν , z , p_T и ϕ . Переменные Q^2 - квадрат четырех-импульса виртуального фотона (квадрат четырех-импульса переданного от лептона к нуклону) и ν - энергия, переданная нуклону при рассеянии

($\nu = E - E'$, где E и E' - энергии налетающего и рассеянного лептонов, соответственно), полностью описывают процесс инклюзивного ГНР. Переменные $z = \frac{E_h}{\nu}$ - доля энергии выбитого кварка, которую имеет образовавшийся адрон, p_T - поперечный импульс адрона по отношению к импульсу виртуального фотона и ϕ - азимутальный угол адрона в системе виртуальный фотон-нуклон мишени, характеризуют процесс образования адронов (при этом, конечно, сохраняется слабая его зависимость от Q^2).

В рамках кварк-партоновой модели сечение рождения адронов, проинтегрированное по переменным p_T и ϕ , записывается как:

$$\frac{d\sigma^h(Q^2, x, z)}{dQ^2 dx dz} = \sum_f e_f^2 R(Q^2, y) q_f(x, Q^2) D_f^h(z, Q^2), \quad (2)$$

где e_f -заряд кварка сорта f , $R(Q^2, y)$ - кинематический фактор, $q_f(x, Q^2)$ - функция распределения кварков сорта f по относительной доле импульса этих кварков в нуклоне x (т.е. доле, которую имеет кварк в нуклоне в системе бесконечного импульса) и $D_f^h(z, Q^2)$ - функция фрагментации, которая имеет смысл вероятности того, что кварк сорта f фрагментирует в адрон h . Таким образом, для описания спектров рождения адронов при ГНР, необходимо знать функции распределения кварков в нуклоне по импульсам - $q_f(x, Q^2)$ и функции фрагментации - $D_f^h(z, Q^2)$.

Существует два основных механизма фрагментации кварков в адроны: механизм "токовой" фрагментации (когда выбитый из нуклона кварк фрагментирует в адрон) и механизм фрагментации мишени (когда адрон образуется из "оставшихся" кварков). В данной работе изучается образование Λ -гиперонов в результате "токовой" фрагментации.

Обзор экспериментальных данных и теоретических расчетов. Функции фрагментации измеряются в экспериментах по e^+e^- -аннигиляции, адрон-адронным взаимодействиям и при ГНР лептонов

на нуклонах. Существуют так же и теоретические расчеты для функций фрагментации, основанные на кварк-глюонной струнной модели. Измерение функций фрагментации в процессах ГНР проводилось в экспериментах EMC [1], FNAL E398 [2] при рассеянии пучков мюонов на нуклонах и в эксперименте H1 [3] при рассеянии позитронов на протонах. Достигаемая при этом статистическая точность была невысокой (в отличие от данных эксперимента HERMES). Кроме того, эти эксперименты проводились при существенно более высоких энергиях пучков частиц, чем в эксперименте HERMES.

К теоретическому анализу функций фрагментации D_i^{Λ} относятся работа А.Б.Кайдалова и О.И.Пискуновой [4] и расчеты Ю.М.Шабельского [5], которые сделаны для адрон-адронных взаимодействий. Достаточно подробный обзор экспериментальных данных по e^+e^- -аннигиляции и параметризации для функций фрагментации кварков в Λ -гиперон приведены в работе [6]. Ожидается, что функции фрагментации являются универсальными, и не зависят от типа реакции. Разница при получении функций фрагментации при разных энергиях может быть связана с соответствующей разницей в Q^2 - диапазонах, а так же с разницей в гипотезах, используемых для их получения из экспериментальных данных.

Эксперимент HERMES. Эксперимент HERMES проводится на продольно-поляризованном позитронном (электронном) пучке с энергией $E_e = 27.5$ ГэВ коллайдера HERA, с использованием поляризованных и не поляризованных мишеней. Основной задачей эксперимента HERMES является изучение спиновой структуры нуклона.

Детектор HERMES представляет собой магнитный спектрометр [7], в котором, для реконструкции треков частиц, используются дрейфовые камеры, установленные перед и за магнитом, а так же пропорциональные камеры, установленные в зазоре магнита. Угловой захват детектора в вертикальном направлении составляет 40-140 миллирадиан (вверх

и вниз) и 0 ± 170 миллирадиан в горизонтальном направлении. Для идентификации частиц используются: калориметр, RICH, детектор переходного излучения и пред-ливневый детектор. Импульсное разрешение спектрометра составляет около 1%, а угловое не хуже 0.6 миллирадиан для позитронов с импульсами $p_e > 5$ ГэВ.

При реконструкции событий существует два типа треков: "длинные треки" (треки от частиц, прошедших через переднюю и заднюю части спектрометра), которые реконструируются с помощью передних и задних дрейфовых камер, и "короткие треки" (треки от частиц, прошедших через переднюю часть спектрометра, и не прошедшие заднюю часть спектрометра, по причине сильного отклонения магнитным полем), реконструируемые с помощью передних дрейфовых камер и пропорциональных камер установленных в зазоре магнита. Следует подчеркнуть, что пропорциональные камеры играют важную роль для реконструкции треков низкоэнергетичных пионов в распадах $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$, $D^{*+} \rightarrow D^0 + \pi^+$ и некоторых других частиц. Так например, вклад "коротких треков" при реконструкции Λ -гиперонов составляет около 50%.

Для Монте-Карло моделирования эксперимента используется программа HMC, основанная на генераторе событий LEPTO, программе, моделирующей процессы фрагментации JETSET, и программе GEANT3 для моделирования прохождения частиц через детектор.

Глава 1. Исследование дифференциальных эффективностей и относительной выстройки пропорциональных камер.

Одним из важных компонентов детектора HERMES являются пропорциональные камеры (ПК) установленные в зазоре магнита: три камеры в верхней части детектора, и три в нижней [8]. Каждая камера состоит из трех чувствительных плоскостей: "U", "X" и "V". Проволочки "X"-плоскости расположены вертикально, а проволочки "U" и "V" плоскостей - под углами ± 30 градусов к вертикали, соответственно. Такая конструкция камер позволяет избежать известной X,Y неодно-

значности. Первоначально камеры были сконструированы для анализа многотрековых событий. Как выяснилось впоследствии, ПК позволяют реконструировать треки "мягких" пионов с импульсами до 1.5 ГэВ. В данной работе исследуются дифференциальные эффективности плоскостей ПК (эффективности одного или группы каналов) и вычисляются поправки к положениям плоскостей ПК.

Процедура "выстройки" плоскостей камер, т.е. расчет поправок к их положениям заданным в базе данных (определенных с недостаточной точностью), имеет важное значение для эффективного и правильного восстановления треков частиц. Поправки, рассчитанные при выключенном магнитном поле с помощью "частичных" треков, реконструированных задними дрейфовыми камерами, используются далее при реконструкции "коротких треков". Эта процедура применялась для "выстройки" плоскостей камер в 1996-1997 годах.

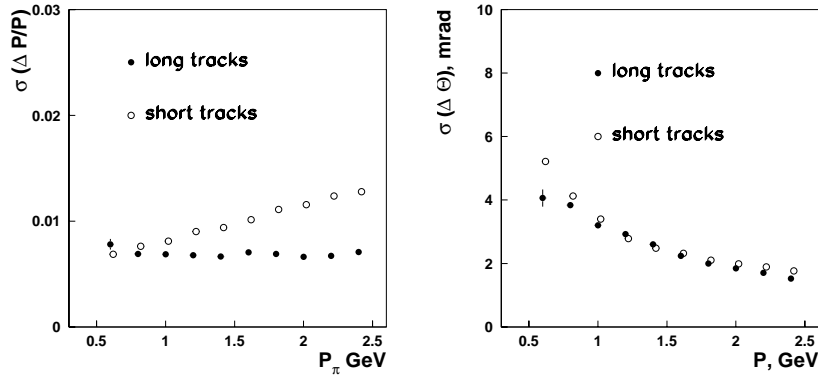


Рис. 1: Сравнение импульсного разрешения (слева) и углового разрешения (справа) для реконструированных "коротких" (short) и "длинных" (long) треков пионов. Результат получен с помощью Монте-Карло моделирования.

Исследование импульсного и углового разрешения ”коротких треков” проводится с помощью Монте-Карло моделирования событий и последующей реконструкции треков частиц. Импульсное разрешение вычисляется с помощью формулы $\frac{\Delta p}{p} = \frac{p_{\text{ген}} - p_{\text{рек}}}{p_{\text{ген}}}$, где: $p_{\text{ген}}$ - генерированный (”истинный”) импульс и $p_{\text{рек}}$ -реконструированный импульс частицы. Распределение по величине $\frac{\Delta p}{p}$ аппроксимируется гауссовым распределением, дисперсия σ которого определяет импульсное разрешение. Угловое разрешение оценивается подобным образом: $\Delta\theta = \theta_{\text{ген}} - \theta_{\text{рек}}$, где $\theta_{\text{ген}}$ ($\theta_{\text{рек}}$) - генерированное (реконструированное) значение угла вылета частицы. На Рис. 1 показаны импульсное и угловое разрешения для пионов, реконструированных с помощью ”коротких” и ”длинных” треков, в зависимости от импульса частиц. Как следует из результатов проведенного анализа, импульсное разрешение ”коротких” треков составляет около 1%, а угловое - не хуже 6 миллирадиан для пионов с импульсами $0.5 < p_{\pi} < 1.5$ ГэВ.

Глава 2. Функция фрагментации D_u^{Λ} .

Формализм. В экспериментах функции фрагментации получают с помощью множественности $n(z)$, которая определяется следующим образом:

$$n_h(z) = \frac{1}{N_e} \frac{\Delta N^h(z)}{\Delta z}, \quad (3)$$

где $\Delta N^h(z)$ - число образовавшихся в процессе фрагментации адронов h , с долей относительной энергии z , лежащей в интервале $(z, z + \Delta z)$ и N_e полное число ГНР позитронов. Согласно кварк-партоновой модели $n_{\Lambda}(z)$ можно выразить через полное сечение ГНР позитронов на нуклонах и сечение рождения Λ -гиперонов в процессах ГНР:

$$n_{\Lambda}(z) = \frac{\sum_f e_f^2 \int R(Q^2, y) q_f(x, Q^2) D_f^{\Lambda}(z, Q^2) dx dQ^2}{\sum_{f'} e_{f'}^2 \int R(Q^2, y) q_{f'}(x, Q^2) dx dQ^2}. \quad (4)$$

Введя обозначение:

$$\omega_f = \frac{e_f^2 \int R(Q^2, y) q_f(x, Q^2) dx dQ^2}{\sum_{f'} e_{f'}^2 \int R(Q^2, y) q_{f'}(x, Q^2) dx dQ^2}, \quad (5)$$

можем записать формулу (4) в виде:

$$n_\Lambda(z) = \sum_f \omega_f D_f^\Lambda(z) |_{\langle Q^2 \rangle}. \quad (6)$$

Как показывают Монте-Карло расчеты и эксперимент, функция фрагментации D_u^Λ слабо зависит от переменной Q^2 (в кинематической области эксперимента HERMES). В проводимом анализе эта зависимость не учитывается, а функция фрагментации D_f^Λ извлекается при среднем значении $\langle Q^2 \rangle = 2.55 \text{ ГэВ}^2$.

Монте-Карло расчеты, проведенные с использованием струнной модели, показывают, что Λ - гиперон рождается в основном в результате фрагментации u и d кварков, суммарный вклад которых составляет 75%. Этот факт существенно облегчает анализ, так как если бы вклад каждого кварка при рождении Λ -гиперона был бы примерно одинаков, то получить функцию фрагментации кварка одного сорта в Λ -гиперон было бы трудной задачей. Если использовать условие доминирования u и d кварков и изотопическую инвариантность, согласно которой $D_u^\Lambda = D_d^\Lambda$, то задача получения функции фрагментации $D_{u,d}^\Lambda$ становится реальной. Выражение (6) можно переписать в следующей форме:

$$n_\Lambda(z) = (\omega_u + \omega_d) D_{u,d}^\Lambda + \sum_{f=s,\bar{u},\bar{d},\bar{s}} \omega_f D_f^\Lambda(z). \quad (7)$$

Таким образом, для получения функций фрагментации, необходимо из экспериментальных данных получить множественность $n(z)$, после чего внести поправки на вклад анти-кварков, s -кварка, рассчитав соответствующие веса ω_f с помощью Монте-Карло моделирования.

Процедура получения $n_\Lambda(z)$. Так как детектор HERMES имеет ограниченный аксептанс (детектируются не все частицы, образованные

в процессе фрагментации), при получении $n(z)$ необходимо делать соответствующую поправку. Для того, чтобы получить $n(z)$ согласно (3), экспериментальное распределение по переменной z разбивается на интервалы. Число Λ -гиперонов, образовавшихся в результате фрагментации ΔN_i и лежащих в интервале $(z_i, z_i + \Delta z)$, связано с числом попавших в аксептанс детектора и реконструированных Λ -гиперонов $\Delta \bar{N}_j$ через матрицу a_{ij}^{-1} которая является обратной к матрице эффективности прибора a_{ji} (функции аксептанса):

$$\Delta N_i = \sum_j a_{ij}^{-1} \Delta \bar{N}_j. \quad (8)$$

Матрица эффективности a_{ji} вычисляется с использованием процедуры Монте-Карло моделирования. Окончательное распределение $n_\Lambda(z)$ строится с помощью ΔN_i полученных по формуле (8), и полного числа ГНР позитронов N_e , которое также восстанавливается из экспериментального значения с учетом поправки на аксептанс детектора, рассчитанной методом Монте-Карло. Используемая процедура учитывает "размытие" по переменной z , возникающее вследствие изменения импульсов частиц при прохождении их через детектор, и также по причине конечного разрешения детекторов.

Отбор событий. В анализе используются данные, собранные в 1996-1997 годах на ^1H , ^2D и ^{14}N мишенях, в кинематической области, соответствующей ГНР: $Q^2 > 1$. Дополнительно к этому исключаются области с существенным вкладом резонансов $W^2 < 4 \text{ ГэВ}^2$, радиационных процессов $y > 0.85$ и область, в которой нет экспериментальных данных, по причине ограниченного аксептанса $y < 0.3$.

Λ -гиперон регистрируется по его распаду на протон и пион. Рассматриваются события с одним позитронным треком и парами адронных треков (с тем условием, что адроны в паре имеют разные знаки заряда). После этого, в гипотезе, что адронные треки являются продуктами распада Λ -гиперона (частица с большим импульсом - протон, с меньшим

- пион), строится распределение по массе предполагаемого Λ -гиперона. Рис. 2. Для каждой адронной пары определяется положение вторичной вершины, т.е. координаты предполагаемого распада Λ -гиперона. Так как одним из основных источников фона являются пары $\pi^+ \pi^-$, вылетающие из мишени (образовавшиеся в результате фрагментации кварков), то для уменьшения вклада таких событий используется дополнительное условие: $z_2 - z_1 > 10$ см, то есть разница между z -координатами взаимодействия позитрона с нуклоном в мишени и точкой распада Λ -гиперона должна быть больше 10 см. Для еще большего подавления фона от π^+

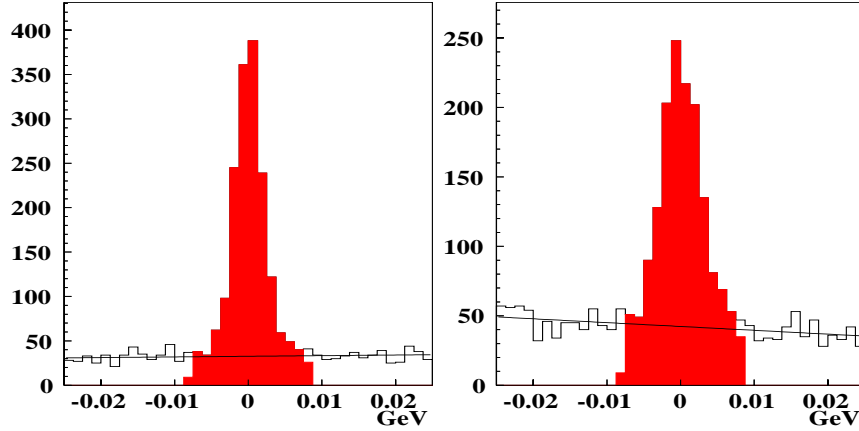


Рис. 2: Распределения по реконструированной массе Λ -гиперона ($m(\pi,p)-1.1156$) построенные с учетом режекции фоновых событий, для "длиннотрековых" (слева) и "короткотрековых" (справа) событий.

π^- пар используется черенковский счетчик, который позволяет хорошо отделять пионы от протонов. Число Λ -гиперонов вычисляется с помощью полученных реконструированных распределений по массе Рис. 2, при этом вклад комбинаторного фона вычитается.

Следует заметить, что вместе с анализом данных для изучения рождения Λ -гиперонов, также проводится отбор событий для исследования

кинematики рождения $\bar{\Lambda}$ -гиперонов и K_s -мезонов. Разница в отборе кандидатов в Λ и $\bar{\Lambda}$ -гипероны заключается в том, что в адронных парах, кандидатах на продукты распада $\bar{\Lambda}$ -гиперона, частица с большим импульсом должна иметь отрицательный знак заряда. В случае отбора событий с K_s -мезонами, массовый пик строится в предположении, что оба адрона, кандидата на распад K_s -мезона, являются пионами противоположных знаков заряда. При этом, для режекции фоновых событий используется условие: $z_2 - z_1 > 5$ см, а черенковский счетчик не используется.

Процедура восстановления $n_\Lambda(z)$ проводится отдельно для событий реконструированных с помощью "коротких" и "длинных" треков. Оба результата хорошо согласуются в пределах статистических ошибок. Для получения окончательного распределения $n_\Lambda(z)$ результаты суммируются с учетом статистических весов.

В ходе анализа экспериментальных данных и результатов Монте-Карло моделирования была обнаружена зависимость функции фрагментации от переменной y . Детальное исследование показывает, что эта зависимость является следствием влияния кинематической границы на процесс образования Λ -гиперона при не очень высоких энергиях эксперимента HERMES. Этот эффект не наблюдается при более высоких энергиях, что следует из результатов Монте-Карло моделирования. С целью уменьшения такой зависимости, переменная z переопределяется следующим образом: $z^* = \frac{E_\Lambda - m_\Lambda}{\nu}$, и, в дальнейшем, для получения функции фрагментации, используется переменная z^* .

Для оценки систематической ошибки исследуются ее основные источники: **ошибка матрицы эффективности детектора, процедура режекции фоновых событий, отклонения в описании экспериментальных распределений по различным кинематическим переменным (Q^2 , y и p_t^2) с помощью существующих Монте-Карло генераторов.** Систематическая ошибка, вычисленная с учетом

вкладов вышеперечисленных источников, составляет 20-55%.

Полученная функция фрагментации поправляется на "радиационные" эффекты, то есть на излучение "радиационных" фотонов налетающим или рассеянным позитроном, которое приводит к изменению энергии "виртуального" фотона и, как следствие, к поправке в определении переменной z . Радиационные эффекты учитываются как для инклюзивного сечения рассеяния ГНР позитронов, так и в случае рождения Λ -гиперонов при ГНР (являясь функцией от z). Для расчета поправок используется программа GENRAD [9]. Полученная поправка увеличивается с ростом z , достигая своего максимального значения 10% при больших значениях z .

Результат и сравнение с моделями и данными других экспериментов. Функция фрагментации D_u^Λ и множественность $n(z)$, полученные в результате анализа экспериментальных данных, представлены на Рис. 3. На этом рисунке приведены имеющиеся в настоящее время параметризации экспериментальных данных и теоретические предсказания. Пунктирная кривая - это результат параметризации экспериментальных данных по e^+e^- аннигиляции [6] в диапазоне энергий $14 < \sqrt{s} < 91.2$ ГэВ. Важно подчеркнуть, что при этом авторами было сделано следующее предположение: $D_u^\Lambda = D_d^\Lambda = D_s^\Lambda = D_{\bar{u}}^\Lambda = D_{\bar{d}}^\Lambda = D_{\bar{s}}^\Lambda$. Кроме того, предлагаемая авторами функция фрагментации в действительности является суммой: $D_u^\Lambda = D_u^\Lambda + D_{\bar{u}}^\Lambda$. Для параметризации данных D. de Florian, M. Stratmann, W. Vogelsang предложили широко используемую формулу: $D(z) = Nz^\alpha(1-z)^\beta$, при этом, полученные параметры оказались равными $N = 0.63$, $\alpha = 0.23$ и $\beta = 1.83$. Как видно из Рис. 3, результат этого анализа существенно отличается от функции фрагментации полученной из данных эксперимента HERMES, причиной чего могут быть как разница в энергиях анализируемых экспериментов, так и модельные предположения, которые использовались при получении D_u^Λ .

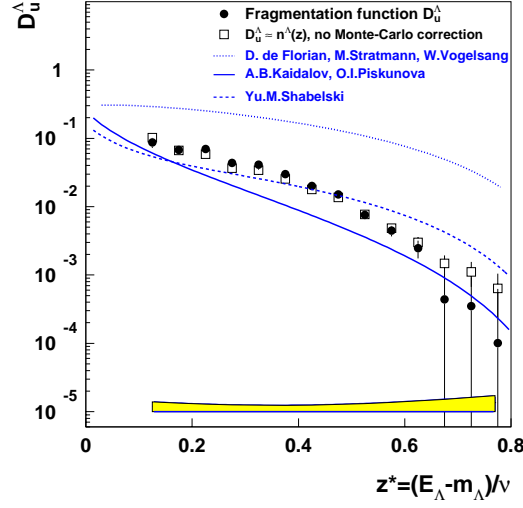


Рис. 3: Полученные в ходе анализа данных эксперимента HERMES функция фрагментации $D_u^\Lambda(z^*)$ (черные кружки) и множественность $n_\Lambda(z^*)$ (белые квадраты). Приведены результаты теоретических расчетов и параметризаций данных других экспериментов. Внизу (полосой) показана относительная систематическая ошибка (деление $1 \div 2 \cdot 10^{-5}$ соответствует 100%-ошибке).

Сплошная кривая, представленная на Рис. 3, это результат расчета, сделанного А.Б. Кайдаловым и О.И. Пискуновой [4] для адрон-адронных взаимодействий, который базируется на кварк-глюонной струнной модели. При этом использовалась следующая параметризация: $D(z) = \frac{\alpha}{z}(1-z)^\beta$, где $\alpha = 0.02$, $\beta = 2.5$. Как видно, этот расчет хорошо описывает функцию фрагментации, полученную в эксперименте HERMES. Такое же хорошее согласие наблюдается и с аналогичным расчетом, сделанным Ю.М.Шабельским [5] (штриховая кривая на Рис. 3). Оба этих

расчета сделаны для процессов с небольшими переданными импульсами. Так как процессы ГНР проходят с большой передачей импульса, то для более законного сравнения этих теоретических расчетов с экспериментальным результатом необходимо сделать соответствующую поправку. Кроме того, следует также иметь ввиду, что Λ -гиперон может образоваться и при фрагментации выбитого из нуклона "дикварка".

Полученная в эксперименте HERMES функция фрагментации в области "токовой" фрагментации (при $z > 0.2$), хорошо согласуется с данными экспериментов EMC и FNAL E398.

Следует заметить, что результаты Монте-Карло моделирования для функции фрагментации $D_u^\Lambda(z)$, отличаются от экспериментальных данных. Различия наблюдаются как по абсолютным выходам (т.е. по числу Λ -гиперонов, образовавшихся при определенном числе процессов ГНР), так и для формы (z -зависимости) функции фрагментации. Таким образом, существует необходимость поправки параметров модели фрагментации, используемой в Монте-Карло генераторе.

Глава 3. p_T^2 -распределение для адронов.

Основные источники поперечного импульса. Формирование поперечного импульса адронов представляет собой многоступенчатый процесс. С точки зрения кварк-партоновой модели существует три источника возникновения поперечного импульса: **первоначальный импульс кварков в нуклоне - k_T , фрагментация кварков - $p_{T, \text{фрагм.}}$, КХД-процессы (испускание и поглощение жестких глюонов) - $p_{T, \text{КХД}}$.** Дополнительным источником p_T является "непрямое" образование частиц в результате распада резонансов или других частиц. С помощью Монте-Карло моделирования показывается, что вклад КХД-процессов при энергии эксперимента HERMES мал. Среднее значение квадрата поперечного импульса, образовавшегося в результате фрагментации адрона, оценивается по формуле [10]:

$$\langle p_T^2 \rangle \approx \langle k_T^2 \rangle z^2 + \langle p_T^2 \rangle_{\text{фрагм}} \quad (9)$$

Как следует из (9), вклад первоначального импульса кварков в нуклоне пропорционален величине z^2 , значение которой в среднем составляет 0.1-0.2, уменьшая тем самым этот вклад. С помощью Монте-Карло моделирования было непосредственно установлено, что в среднем доминирующим источником поперечного импульса является процесс фрагментации, и вклад k_T^2 мал для глобальных p_T^2 распределений.

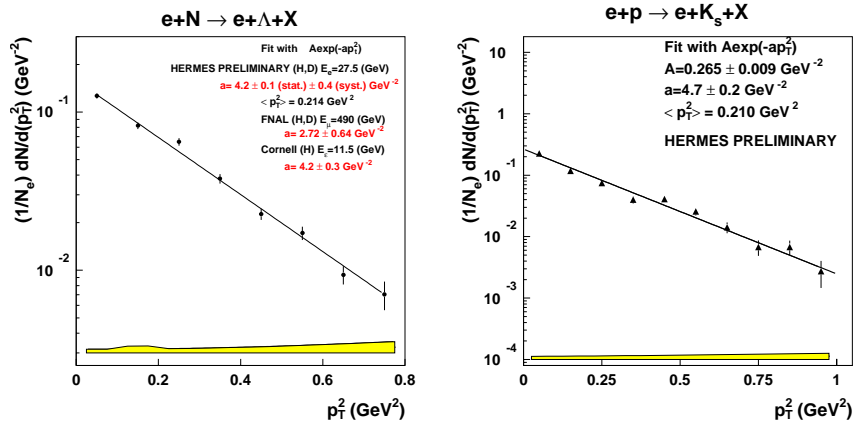


Рис. 4: Слева показано полученное $n(p_T^2)$ для Λ -гиперонов, прямая линия - результат аппроксимации с помощью функции (10); так же представлен результат аппроксимации данных полученных в экспериментах FNAL E665 и Корнельском университете (для параметра наклона "a"). Справа показано $n_\Lambda(p_T^2)$ для K_s -мезонов.

Получение экспериментальных p_T^2 распределений. Для получения $n(p_T^2)$ из экспериментальных данных используется такая же процедура, как и в случае восстановления $n(z)$ с использованием экспериментального набора данных и матрицы эффективности прибора, рассчитываемой с помощью Монте-Карло моделирования. Полученные p_T^2 распределения для Λ -гиперонов, K_s -мезонов и заряженных пионов, по-

правленные на радиационные эффекты, показаны на Рис. 4 и 5. Внизу каждого рисунка показана относительная систематическая ошибка.

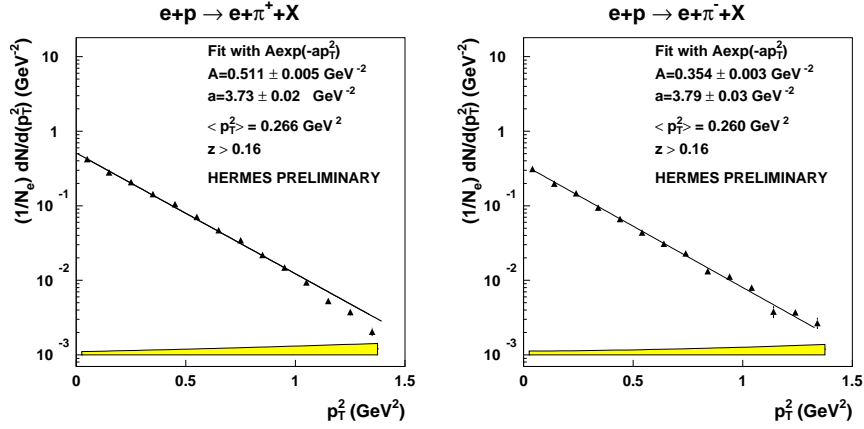


Рис. 5: Поправленное на акцептанс p_T^2 распределение для π^+ (слева) и π^- (справа).

Вследствие доминирования одного механизма при формировании глобальных p_T^2 распределений, полученные экспериментальные данные хорошо аппроксимируется функцией:

$$f(p_T^2) = A \exp(-ap_T^2). \quad (10)$$

Значение параметра $a = 4.2 \pm 0.1 \pm 0.4 \text{ ГэВ}^{-2}$ для Λ -гиперонов хорошо согласуется с результатом эксперимента, проведенного в Корнельском университете: $a = 4.2 \pm 0.3 \text{ ГэВ}^{-2}$ [11], в котором исследовалось рождение K_s -мезонов и Λ -гиперонов при рассеянии электронов с энергией 11.5 ГэВ на водородной мишени.

Сравнение результатов аппроксимации p_T^2 -распределений для Λ -гиперонов полученных в экспериментах HERMES и FNAL E665 (в реакции $\mu + p \rightarrow \mu + \Lambda + X$ при $E_\mu = 490 \text{ ГэВ}$) функцией (10) Рис. 4

(слева), показывает разницу в наклонах распределений (параметр "а" в формуле (10)). На основании результатов Монте-Карло моделирования, проведенного для каждого эксперимента, делается вывод о том, что источником этого отличия является увеличение вклада КХД процессов с ростом энергии.

Заключение.

В заключение диссертации сформулированы основные выводы работы:

- Угловое и импульсное разрешения спектрометра для пионов с импульсами в интервале $0.5 < p_\pi < 1.5$ ГэВ, полученных с помощью передних дрейфовых и пропорциональных камер, сравнимы с разрешениями треков, реконструируемых с использованием передних и задних дрейфовых камер, и составляют: $\frac{\Delta p}{p} \approx 1\%$ и $\Delta\theta < 5$ миллирадиан соответственно.
- Экспериментально получена функция фрагментации $D_u^\Lambda(z)$ при ГНР позитронов на нуклонах.
- Обнаруженная зависимость функции фрагментации от переменной y , обусловленная ограниченным фазовым объемом, существенно уменьшается при переопределении переменной $z = \frac{E_\Lambda}{\nu}$ на $z^* = \frac{E_\Lambda - m_\Lambda}{\nu}$.
- Функция фрагментации $D_u^\Lambda(z)$, хорошо согласуется с теоретическими расчетами, сделанными на основе кварк-глюонной струнной модели для адрон-адронных взаимодействий.
- Получены экспериментальные p_T^2 -распределения для Λ -гиперонов, K_s -мезонов и заряженных пионов.
- Детальный Монте-Карло анализ показал, что доминирующий вклад при формировании поперечного импульса p_T вносит процесс фрагментации кварков в адроны.

- На основании сравнения данных экспериментов HERMES и FNAL E665 и проведенном Монте-Карло моделировании, сделан вывод об увеличении роли КХД процессов при формировании поперечного импульса с ростом энергии взаимодействующих частиц.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах:

1. K. Ackerstaff, A. Airapetian, ... , Y. Naryshkin et al, "The HERMES Spectrometer", Nucl. Instr. Meth., v. A417, 1998, p. 230-265.
2. A. Andreev, S.Belostotski, ..., Yu.Naryshkin et al, "Multiwire Proportional Chambers in the HERMES Experiment", Nucl. Instr. Meth., v. A465, 2001, p. 482-497.
3. A. Airapetian, N.Akopov, ..., Y. Naryshkin et al, "Measurement of Longitudinal Spin Transfer to Lambda Hyperons in Deep Inelastic Lepton Scattering", hep-ex/9911017 and DESY-99-151, 1999, 8 p.
4. S.Belostotski, O.Grebenyuk, Yu.Naryshkin, "FRAGMENTATION FUNCTION OF UP QUARK TO LAMBDA MEASURED IN THE HERMES EXPERIMENT", Proc. of the XV ISHEPP "Relativistic Nuclear Physics and Quantum Chromodynamics", Dubna 2000. Eds. A.M. Baldin, V.V. Burov, A.I. Malakhov. Dubna, 2001, v.I, p. 234-239.

Список цитируемой литературы

- [1] M. Arneodo, A. Arvidson, J.J. Aubert et al. Quark and diquark fragmentation into neutral strange particles as observed in muon - proton interactions at 280 GeV. *Phys. Lett.*, v. B145, 1984, p. 156-172.
- [2] R.G. Hicks, H.L. Anderson, N.E. Booth et al. Muoproduction of neutral strange hadrons at 225 GeV. *Phys. Rev. Lett.*, v. 45(9), 1980, p. 765-768.

- [3] S. Aid, M. Anderson, V. Andreev et al. Strangeness production in deep-inelastic positron proton scattering at HERA. *Nucl. Phys.*, v. B480, 1996, p. 3–34.
- [4] A.B.Kaidalov and O.I.Piskunova. Inclusive spectra of barions in the quark-gluon string model. *Z.Phys.*, v. C30, 1986, p. 145–162.
- [5] Yu. M. Shabelski. Inclusive spectra of secondary particles in K p and K A collisions in the model of quark-gluon strings. *Sov. J. Nucl. Phys.*, v. 49, 1989, p. 1081–1086.
- [6] W. Vogelsang D. de Florian, M.Stratmann. QCD analysis of unpolatized and polarized Λ - barion production in leading and next-to-leading order. *Phys. Rev. D.*, v. 57, 1998, p. 5811–5824.
- [7] K. Ackerstaff, A. Airapetian, N. Akopov et al. The HERMES spectrometer. *Nucl. Instr. Meth.*, v. A417, 1998, p. 230–265.
- [8] V.Andreev, S.Belostotski, G.Gavrilov et al. Multiwire proportional chambers in HERMES experiment. *Nucl. Instr. Meth.*, v. A465, 2001, p. 482–497.
- [9] I. Akushevich, H. Bottcher, D. Ryckbosch. RADGEN 1.0: Monte Carlo generator for radiative events in DIS on polarized and unpolarized targets. hep-ph/9906408, 1998, 12 p.
- [10] P. Renton, W. S. C. Williams. Hadron production in lepton - nucleon scattering. *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, v. 31, 1981, p. 193–230.
- [11] I.Cohen, R.Erickson, F.Messing et al. Inclusive K_s^0 and Λ electroproduction. *Phys. Rev. Lett.*, v. 40(25), 1978, p. 1614–1617.
- [12] A.Schlagbohmer. Transversalimpulse von hadronen in der myon-proton-streuung. *PhD Thesis*, 1986.