

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

---

На правах рукописи

УДК 539.12

Жгун Антон Анатольевич

ИЗУЧЕНИЕ ПРОЦЕССОВ ПОЛУИНКЛЮЗИВНОГО  
РОЖДЕНИЯ АДРОНОВ В ГЛУБОКО НЕУПРУГОМ  
РАССЕЯНИИ НА УСТАНОВКЕ "ГЕРМЕС"

01.04.16-физика атомного ядра и элементарных частиц

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Гатчина-2002

Работа выполнена в Петербургском институте ядерной физики им. Б.П. Константинова РАН.

Научные руководители:

доктор физ.-мат. наук,  
старший научный сотрудник  
Белостоцкий С. Л.,

кандидат физ.-мат. наук,  
старший научный сотрудник  
Манаенков С.И.

Официальные оппоненты:

доктор физ.-мат. наук,  
старший научный сотрудник  
Рыскин М. Г.,

доктор физ.-мат. наук,  
профессор  
Космач В. Ф.

Ведущая организация - Объединенный институт ядерных исследований.

Защита состоится <—> 2002 г. в \_\_\_\_\_ часов на заседании диссертационного совета Д-002.115.01 при Петербургском институте ядерной физики им. Б.П. Константинова РАН, по адресу: 188300, Ленинградская область, г. Гатчина, Орлова Роща, ПИЯФ РАН.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Петербургского института ядерной физики им. Б.П. Константинова РАН.

Автореферат разослан <—> \_\_\_\_\_ 2002 г.

Ученый секретарь  
диссертационного совета

И.А. Митропольский

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

### Актуальность темы

В конце 60-х годов эксперименты по рассеянию лептонов высоких энергий на протонах показали, что структурные функции нуклонов практически не зависят от переданного импульса, а зависят от безразмерной бьеркиновской переменной  $x$ . Это было интерпретировано таким образом, что нуклоны не являются бесструктурными частицами, а состоят из субчастиц, которые назвали партонами. В предшествующие этому годы изучение симметрий в мезонных и барионных мультиплетах привело к созданию математической модели, по которой адроны состоят из гипотетических частиц с дробным зарядом, названных кварками. Следующие из этой модели правила сумм для структурных функций нуклона были подтверждены экспериментально. Поэтому в дальнейшем заряженные партоны идентифицировались с кварками.

Эксперименты показали, что только половину продольного импульса нуклона несут заряженные партоны. Недостача импульса получила объяснение в рамках созданной теории – квантовой хромодинамики (КХД), которая описывает силы, связывающие кварки внутри нуклона путем обмена векторными бозонами, названными глюонами. Первое экспериментальное подтверждение существования нейтральных партонов было сделано при анализе событий в  $e^+e^-$ -аннигиляции, в которых наблюдалось три струи адронов.

Согласно одной из гипотез КХД (конфайнмент), кварки невозможно наблюдать в свободном состоянии. Выбитый из нуклона кварк фрагментирует в адронную струю за счет сильного взаимодействия за время  $\sim 10^{-23}$  секунды. Этот факт достаточно сильно затрудняет изучение свойств квар-

ков, так как мы о них можем судить только по косвенным измерениям, изучая состав и свойства струй.

### Цель работы

Целью работы были набор и обработка экспериментальных данных, полученных с помощью спектрометра HERMES на ускорителе HERA в 1996-1997 годах. Основные направления физического анализа: 1) относительные выходы  $K_s^0$ -мезонов и функции фрагментации, 2) зависимость среднего поперечного импульса адронов от других кинематических переменных.

### Научная новизна

До настоящего времени основные экспериментальные результаты для поинклюзивного рождения  $K_s^0$ -мезонов в глубоко неупругом рассеянии лептонов на нуклонах были получены при разных энергиях и типах лептонов в экспериментах, проведенных в CERN, FNAL и в Корнельском университете. При этом полученные экспериментальные данные достаточно плохо согласуются друг с другом. Эта работа представляет данные со статистической и систематической ошибкой, в 2-3 раза меньшей, чем в предыдущих экспериментах. Первые проведены прямые измерения фрагментационной функции  $u$ -кварков в  $K_s^0$ -мезон в глубоко неупругом рассеянии.

Впервые было экспериментально получено, что положительно заряженные адроны ( $h^+$ ) в области больших переданных энергий ( $z$ ) имеют средний поперечный импульс, больший, чем отрицательно заряженные адроны ( $h^-$ ).

### Научная и практическая ценность

В работе рассмотрен метод анализа экспериментальных данных в случае неидеального регистрирующего прибора,

вносящего изменения в физические спектры реакции, для конкретной экспериментальной установки. Данный метод может быть также использован для обработки других экспериментальных данных.

По полученным экспериментальным данным могут быть подобраны параметры в моделях, которые в последующем могут быть использованы для расчетов и планирования других экспериментов.

### Основные положения, выносимые на защиту

- Метод анализа экспериментальных данных в случае не тривиальной зависимости приборной функции от кинематических переменных реакции.
- Относительные выходы  $K_s^0$ -мезонов как функции относительной энергии ( $z$ ) и поперечного импульса ( $P_\perp$ ).
- Функция фрагментации  $u$ -кварков в  $K_s^0$ -мезон.
- Зависимости среднего поперечного импульса заряженных адронов и  $K_s^0$ -мезонов от относительной энергии адронов ( $z$ ), бьеркеновской переменной  $x$  и инвариантной массы конечной адронной системы ( $W$ ).

### Апробация работы

Основные результаты диссертационной работы докладывались на:

XXXVI Международной конференции "QCD and High Energy Hadronic Interactions", Rencontres de Moriond (A.A. Жгун, Франция, 2001),

На итоговых митингах коллаборации ГЕРМЕС (Германия 1999, 2000, 2001), а также на семинарах ОФВЭ ПИЯФ (1999, 2000) и ЛФЧ, ЛФВЭ ОИЯИ (г. Дубна 2002).

## Публикации

Результаты работы опубликованы в научных журналах и препринтах ПИЯФ РАН.

## Структура работы

Диссертация состоит из восьми глав. Общй объем диссертации составляет 119 страниц, включая 59 рисунков и 13 таблиц. Библиография содержит 64 ссылки. В конце каждой главы, представляющей экспериментальные результаты, приведены выводы. Общие итоги работы сформулированы в конце диссертации в выводах.

## **СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ**

### Глава 1. Введение

Сделан краткий исторический обзор вопросов, связанных со структурой нуклонов.

### Глава 2. Формализм глубоко неупругого рассеяния

В этой главе дано описание всех кинематических переменных, необходимых для дальнейшего изложения. Выписаны формулы для сечения инклюзивной и полуклюзивной реакции глубоко неупругого рассеяния лептонов на нуклонах. Обсуждаются некоторые правила сумм, которые в настоящий момент проверяются экспериментально. Более подробно обсуждается кварк-партоновая модель и модели фрагментации кварков в адроны.

### Глава 3. Экспериментальная установка HERMES

Дано краткое описание ускорителя HERA (DESY, Германия). Подробно описаны экспериментальная установка HERMES и устройство внутренней мишени.

## Глава 4. Отбор данных

Приведены основные критерии отбора экспериментальных данных, полученных в 1996-1997 годах с помощью спектрометра HERMES. Для реакции  $e^+ + N \rightarrow e^+ + K_s^0 + X$  найдены геометрические критерии подавления фона случайных совпадений. На рис. 1 показано распределение отобранных событий по инвариантной массе системы двух пионов до и после подавления фона.

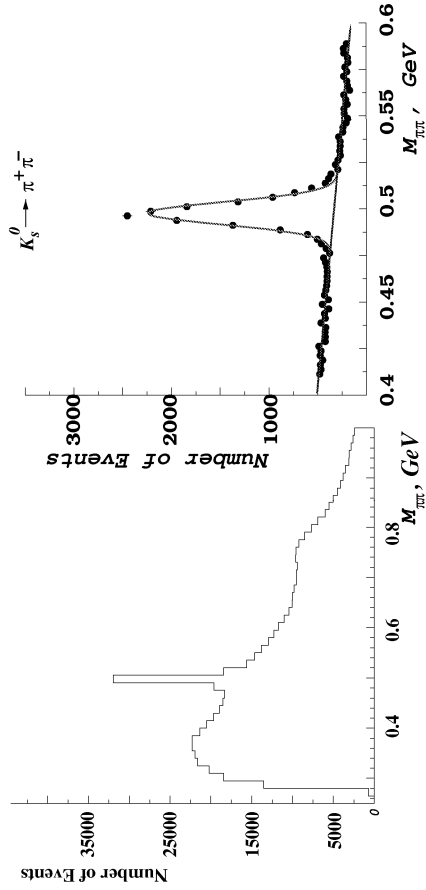


Рисунок 1: Спектры инвариантной массы системы двух адронов с противостоющими зарядами в предположении, что оба адрона являются пионами. Слева показан спектр без подавления фона случайных совпадений, справа - после подавления.

## Глава 5. Сравнение экспериментальных распределений с распределениями, заложенными в программу Монте-Карло

В этой главе сравниваются распределения, полученные в эксперименте, с расчетами методом Монте-Карло для реакции  $e^+ + N \rightarrow e^+ + K_s^0 + X$ . Здесь показано, что экспериментальные зависимости, определяемые геометрией прибора, на-

ходятся в хорошем согласии с расчетами, что говорит о том, что параметры установки HERMES, заданные в программе Монте-Карло, близки к реальным. При этом распределения по большинству кинематических переменных в эксперименте и в расчетах существенно отличаются друг от друга. Это указывает на то, что экспериментальные данные несут новую информацию о физике процесса по сравнению с той, которая заложена в программе Монте-Карло.

## Глава 6. Измеряемые величины

В этой главе обсуждается метод извлечения физических результатов из экспериментальных данных в условиях неидеального прибора. Для реакции  $e^+ + N \rightarrow e^+ + K_s^0 + X$  проведена проверка алгоритмов извлечения сечения из экспериментальных данных. Для этого было использовано два набора событий, полученных симуляцией методом Монте-Карло, с одинаковыми приборными функциями, но различными параметризациями сечений реакции. Первый набор играл роль экспериментальных данных, а второй использовался для нахождения приборной функции. Было показано, что только при применении четырехмерной процедуры восстановления сечения получается правильный результат.

Для экспериментальных данных было получено разбиение всей кинематической области на интервалы, при котором результат перестает зависеть от параметризации сечения, заложенного в программу Монте-Карло. Для нахождения сечения реакции были использованы два метода (G.D'Agostini, *Nucl. Instr. Meth.* **A362** (1995) 487-498 и V. Blobel, CERN-85-09, Geneva 1985, 88-127), основанных на совершенно разных алгоритмах, которые дали очень хорошо согласующиеся между собой результаты.

Здесь также обсуждаются систематические ошибки, свя-



занные с процедурой восстановления сечения. Было показано, что основная систематическая ошибка связана с пренебрежением зависимостями сечения полунинкловивной реакции и приборной функции от угла между плоскостью рассеяния позитрона и плоскостью рождения адрона.

### Глава 7. Относительные выходы $K_s^0$ -мезонов и функции фрагментации

В этой главе относительные выходы  $K_s^0$ -мезонов, измеренные с помощью установки HERMES, сравниваются с результатами, полученными в других экспериментах. На рис. 2 показаны экспериментальные данные для относительных выходов  $K_s^0$ -мезонов. Хорошо видно, что результаты, полученные в данной работе, имеют меньшие статистические и систематические ошибки по сравнению с другими экспериментами.

Все эксперименты проводились при разных энергиях и типах лептонных пучков. Для того, чтобы иметь возможность сравнивать все экспериментальные точки с помощью программ Монте-Карло, были проведены расчеты, в которых учитывалась  $Q^2$ -эволюция и зависимость от начальной энергии лептонного пучка. Было показано, что данные HERMES согласуются с результатами, полученными EMC коллаборацией (M.Arneodo et al., *Phys. Lett* **B145** (1984) 156-162.) и, по-видимому, противоречат данным FNAL-398 (R.G.Hicks et al., *Phys. Rev. Lett.* **45** (1980) 765-768) и Корнельского университета (I.Cohen et al., *Phys. Rev. Lett.* **40** (1978) 1614-1617), которые не согласуются между собой.

Для сравнения экспериментальных данных с теоретическими предсказаниями с помощью программы POLRAD2 (I.Akushevich et al., *Comp.Phys.Comm.* **104** (1997) 201-244) были рассчитаны радиационные поправки к измеренным сечениям. На рис. 3 показаны экспериментальные данные

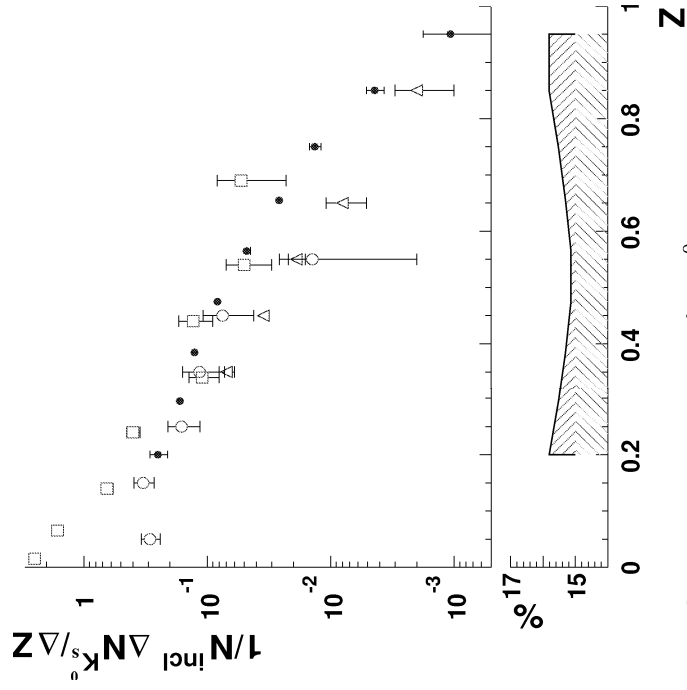


Рисунок 2: Относительные выходы  $K_S^0$ -мезонов на протоне как функция  $z$ . Экспериментальные данные:

- - HERMES (данная работа),
- - FNAL-398 (R.G.Nicks et al., Phys. Rev. Lett. 45 (1980) 765-768),
- - EMC (M.Arneodo et al., Phys. Lett B145 (1984) 156-162.),
- △ - Корнельский университет (I.Cohen et al., Phys. Rev. Lett. 40 (1978) 1614-1617).

Заштрихованная область в нижней части рисунка представляет от относительную систематическую ошибку данных HERMES.

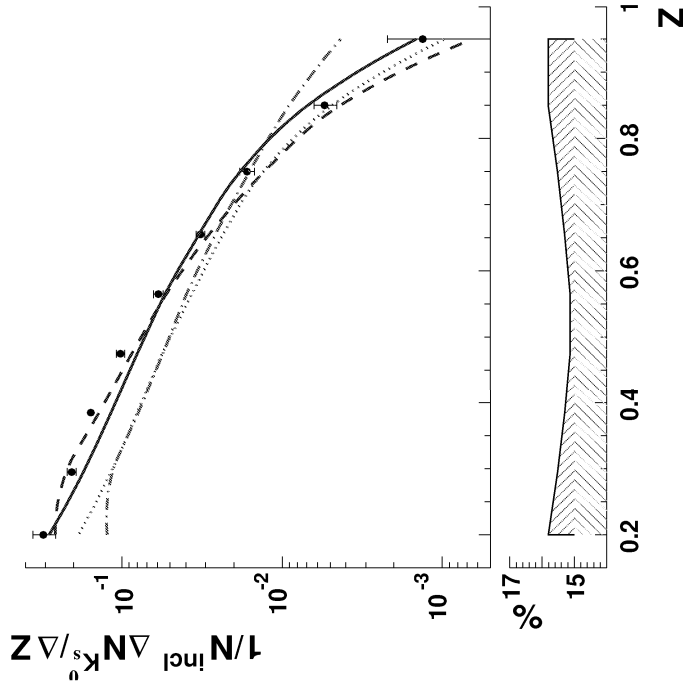


Рисунок 3: Сравнение экспериментальных относительных выходов  $K_S^0$ -мезонов на протоне с расчетами. Экспериментальные данные: ● - HERMES ( $Q^2 > 1 \text{ (ГэВ/с)}^2$ ). Сплошная и точечная гистограммы - MC расчеты с параметрами, заложенными в программу по умолчанию и с параметрами, полученными в работе I. Cohen et al., Phys. Rev. Lett. **40** (1978) 1614-1617, соответственно. Пунктирная и штрих-пунктирная гистограммы представляют расчеты с использованием фрагментационных функций, взятых из работ J. Vignani et al., Z. Phys. **C65** (1995) 471-480 и А.Б.Кайдалова и О.И.Пискуновой, ЯФ **41** (1985) 816-822, соответственно. Для последних двух расчетов использовались партоновые распределения, предложенные M. Glück et al., Z. Phys. **C67** (1995) 433-448. Заштрихованная область в нижней части рисунка представляет относительную систематическую ошибку данным HERMES.

HERMES в сравнении с предсказаниями различных моделей. Как видно, наилучшее согласие достигается для расчетов, выполненных с помощью фрагментационных функций, предложенных Биневизом, Книлем и Крамером (J. Binnewies et al., *Z. Phys.* **C65** (1995) 471-480) и партонных распределений, найденных Глюком, Рейем и Фогтом (M. Glück et al., *Z. Phys.* **C67** (1995) 433-448).

Для нахождения функций фрагментации в работе используются данные, полученные на водородной и дейтериевой мишенях. Составляя линейную комбинацию из относительных выходов  $K_s^0$ -мезонов, можно написать выражения для фрагментационных функций  $u$ - и  $d$ -кварков:

$$D_d^{K_s^0}(Q^2, z) \approx \frac{1}{2} \{5R_2(Q^2, z) - 3R_1(Q^2, z)\},$$

$$D_u^{K_s^0}(Q^2, z) \approx \frac{1}{8} \{5R_2(Q^2, z) + 3R_1(Q^2, z)\}. \quad (1)$$

Здесь

$$R_1(Q^2, x, z) = \frac{2\sigma_P^{K_s^0} - \sigma_D^{K_s^0}}{2\sigma_P^{incl} - \sigma_D^{incl}},$$

$$R_2(Q^2, x, z) = \frac{\sigma_D^{K_s^0}}{\sigma_D^{incl}}, \quad (2)$$

где  $\sigma_P^{K_s^0}$ ,  $\sigma_D^{K_s^0}$  - сечения рождения  $K_s^0$  в полунклюзивном глуконно неупругом рассеянии на водородной и дейтериевой мишенях,  $\sigma_P^{incl}$ ,  $\sigma_D^{incl}$  - инклюзивные сечения рассеяния лептона на водородной и дейтериевой мишенях.

На экспериментальных данных было показано, что выполняется условие факторизации сечения полунклюзивной реакции:

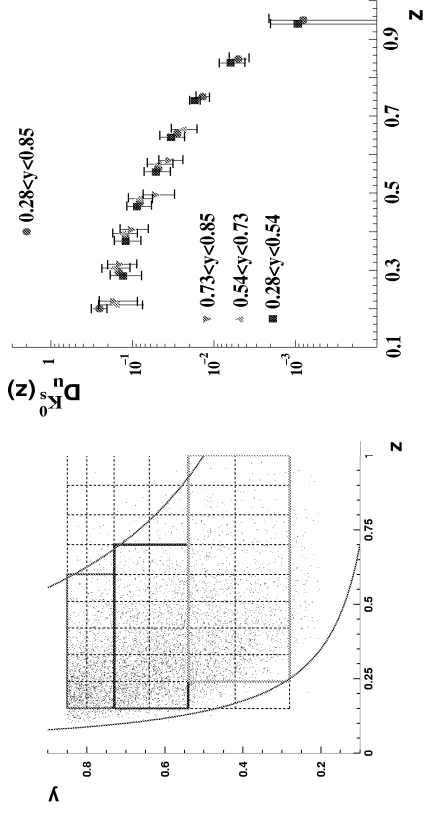


Рисунок 4: Интервалы интегрирования по переменным  $y$  и  $z$ , для которых проверялось условие факторизуемости сечения (левая часть) и зависимость функции фрагментации от  $z$ , полученная в трех диапазонах по переменной  $y$  (правая часть).

$$\sigma \sim \sum_q q(x) D_q^h(z). \quad (3)$$

Для этого весь интервал по доле энергии позитрона ( $y$ ), уносимой виртуальным фотоном, разбивался на три подынтервала, как это показано на рис. 4 (левая часть).

Если выполняется условие (3), то извлеченная нами фрагментационная функция должна зависеть только от переменной  $z$  и не должна зависеть от использованного интервала по переменной  $y$ . На рис. 4 (правая часть) показаны зависимости функции фрагментации от переменной  $z$ , полученные в трех разных диапазонах по переменной  $y$ . Как легко видеть, все три набора точек согласуются между собой в пределах статистических неопределенностей. Отсюда можно сделать вывод, что в пределах точности наших измерений мы можем использовать условие (3).

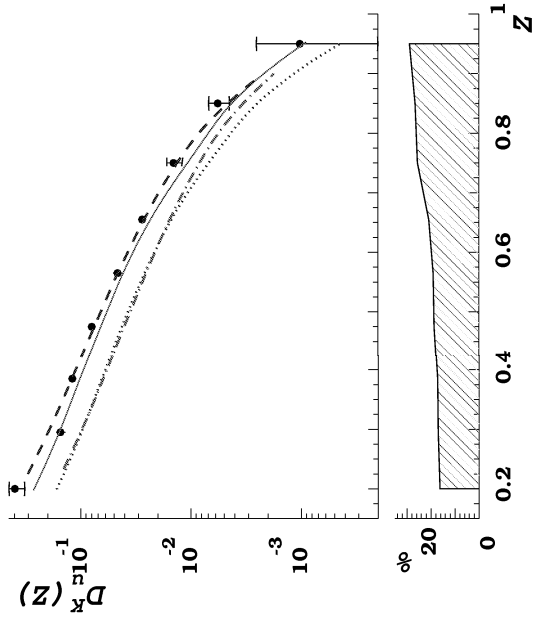


Рисунок 5: Зависимость фрагментационной функции  $D_u^{K^0}$  от  $z$ . Сплошная и точечная линии - MC расчеты в рамках LUND-модели с параметрами, используемыми в работе I. Cohen et al., Phys. Rev. Lett. 40 (1978) 1614-1617, соответственно. Пунктирная и штрих-пунктирная кривые показывают фрагментационные функции, взятые из работ J. Winniewies et al., Z. Phys. C65 (1995) 471-480 и А.Б.Кайдалова и О.И.Пискуновой, ЯФ 41 (1985) 816-822, соответственно. Заштрихованная область в нижней части рисунка - уровень относительных систематических ошибок данных: HERMES.

Окончательные результаты для фрагментационной функции в сравнении с теоретическими расчетами представлены на рис. 5. Все систематические ошибки были просуммированы в квадратурах и представлены в нижней части рис. 5 в виде заштрихованной области.

Полученный нами результат находится в хорошем согласии ( $\chi^2/N_{d.f.} = 1, 1$ ) с расчетами, выполненными при использовании параметризации Бинеvisa, Кнля и Крамера

(J. Binnewies et al., *Z. Phys.* **C65** (1995) 471-480). Эта параметризация получена на основе анализа данных по рождению  $K^+$  и  $K^-$  в  $e^+e^-$ -аннигиляции, что указывает на выполнение изотопической инвариантности в процессах фрагментации и независимости фрагментации от начальной реакции.

### Глава 8. Зависимость среднего поперечного импульса адронов от других кинематических переменных

Полуинклюзивное рождение адронов в глубоко неупругом рассеянии дает уникальную возможность изучать вклады различных факторов в поперечный импульс адронов. В терминах кварк-партоновой модели и КХД процесс формирования поперечного импульса адронов может зависеть от следующих эффектов:

- Распределение по поперечному импульсу кварков в начальном нуклоне.
- Многократное излучение выбитым кварком мягких глюонов.
- Жесткие процессы первого порядка по  $\alpha_s$ .
- Процесс адронизации партона в адроны (фрагментация и сильные распады резонансов).

Практически во всех экспериментах наблюдаются большие значения среднего поперечного импульса адронов  $\langle P_\perp \rangle$  в области больших  $z$ , чем предсказывают модели. Для описания этих данных можно использовать два различных подхода: вводить большой поперечный импульс кварков в нуклоне ( $\langle q_\perp \rangle = 0,8$  ГэВ) или включать в расчеты излучение мягких глюонов при сравнительно небольшом начальном поперечном импульсе кварков ( $\langle q_\perp \rangle = 0,4$  ГэВ). К сожалению, выбор в пользу той или иной схемы по итогам этих экспериментов сделать не удастся.

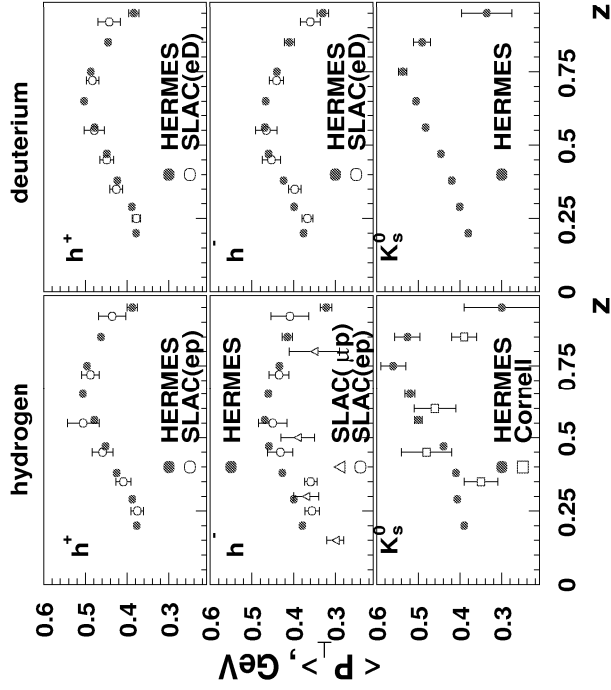


Рисунок 6: Сравнение экспериментальных данных для заряженных адронов и  $K_s^0$ -мезонов на водородной (левая часть) и дейтериевой (правая часть) мишенях. Экспериментальные данные: HERMES (данная работа), FNAL (M. Derrick et al., Phys. Rev. D17 (1978) 1-14), SLAC (ep и eD) (J. F. Martin et al., Phys. Rev. D20 (1979) 5-20), SLAC ( $\mu p$ ) (C. Del Papa et al., Phys. Rev. D15 (1977) 2425-2234), Корнельский университет (I. Cohen et al., Phys. Rev. Lett. 40 (1978) 1614-1617).

В работах, выполненных в EMC (M. Arneodo et al., Phys. Lett. 149B (1984) 415-420) и SLAC (J. F. Martin et al., Phys. Rev. D20 (1979) 5-20), также есть указание на то, что  $\langle P_{\perp}^2 \rangle >$  и  $\langle P_{\perp} \rangle >$  в области больших положительных значений фейнмановской переменной ( $x_F$ ) зависят от электрического заряда частиц, но из-за больших статистических ошибок никаких конкретных утверждений авторы не делали.

Рисунок 6 представляет мировые данные на водородной



и дейтериевой мишенях для разных типов частиц в сравнении с результатом, полученным в данной работе. Видно согласие между всеми экспериментальными точками на всех шести частях рисунка. При этом результат, полученный в данной работе, имеет ошибки в 5-10 раз меньше, чем в других экспериментах. Все эксперименты проводились в почти одинаковых кинематических условиях, но с разными типами лептонных пучков.

На рис. 7 показана зависимость  $\langle P_{\perp} \rangle$  от  $z$ , полученная на установке HERMES для трех типов частиц.

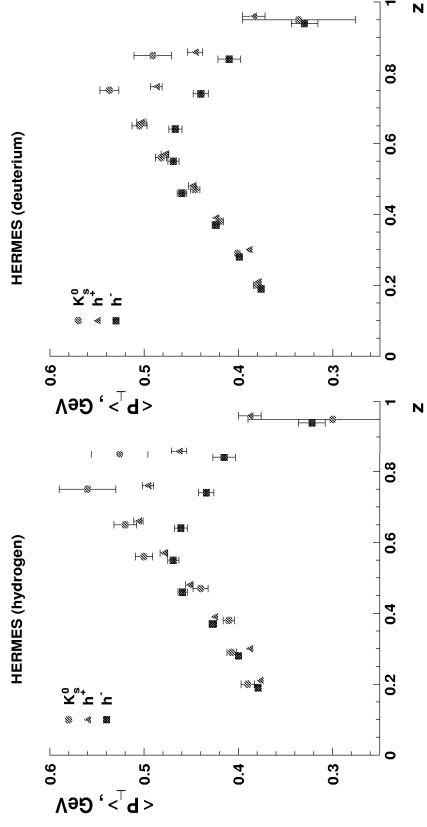


Рисунок 7:  $\langle P_{\perp} \rangle$  как функция  $z$  для  $K_s^0$ -мезонов, положительно и отрицательно заряженных адронов на водородной (левый рисунок) и дейтериевой (правый рисунок) мишенях. ● -  $K_s^0$ -мезоны,  $\Delta$  - положительно заряженные адроны, квадраты - отрицательно заряженные адроны

Хорошо видно, что в области  $z < 0,6$  эта зависимость практически универсальна для всех рассматриваемых частиц. Так как основная часть статистики находится именно в этом интервале  $z$ , то отсюда становится понятно, почему наклон кривой зависимости сечения от  $P_{\perp}^2$  одинаков для всех

типов мезонов. При  $z > 0,6$ , как мы видим из рисунка, поведение  $< P_{\perp} >$  начинает зависеть от типа частицы.

Доля пионов в адронных событиях составляет 80-90% при  $z > 0,6$ . В работе было показано, что среднее значение поперечного импульса для  $\pi^+$  находится в согласии (в пределах статистических ошибок) со значениями  $< P_{\perp} >$  для положительно заряженных адронов ( $h^+$ ). Это же выполняется для  $\pi^-$  и адронов с отрицательным электрическим зарядом ( $h^-$ ). Отсюда следует, что вкладом барионов, для которых ожидаемое значение среднего поперечного импульса должно быть больше, чем для мезонов, мы можем пренебречь и в дальнейшем считать при  $z > 0,6$  все адроны пионами.

Было также показано, что экспериментальные данные, полученные для разных ограничений на инвариантную массу адронного остатка без лидирующего адрона, согласуются между собой в пределах одного стандартного отклонения, что говорит о том, что зависимость значений  $< P_{\perp} >$  от типа частиц невозможно объяснить различиями, связанными с эксклюзивными процессами.

Так как сильные взаимодействия не чувствительны к электрическому заряду частиц, то вклад жестких процессов и многократного излучения выбитым кварком мягких глюонов не может приводить к разнице в  $P_{\perp}$ -распределениях для положительно и отрицательно заряженных адронов. Процессы фрагментации кварков в адроны из-за u-доминантности должны приводить к противоположному эффекту по сравнению с тем, который мы видим в экспериментальных данных для заряженных адронов при  $z > 0,6$ .

Вклад процессов фрагментации в поперечный импульс адрона падает с ростом  $z$  в то время, как вклад начального поперечного импульса кварков растет с  $z$ . Разница в зна-