



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

2006–19
На правах рукописи

Волков Алексей Анатольевич

**ОБРАЗОВАНИЕ ЧАСТИЦ С БОЛЬШИМИ ПОПЕРЕЧНЫМИ
ИМПУЛЬСАМИ В АДРОН-АДРОННЫХ
И АДРОН-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ**

01.04.23 – физика высоких энергий

Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Протвино 2006

Работа выполнена в Институте физики высоких энергий (г. Протвино).

Научный консультант – доктор физико-математических наук, профессор В.И. Крышкин (ИФВЭ, г. Протвино).

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук, действительный член РАН РФ С.С. Герштейн (ИФВЭ, г. Протвино), доктор физико-математических наук В.Н. Болотов (ИЯИ, г. Москва), доктор физико-математических наук В.Б. Гаврилов (ИТЭФ, г. Москва).

Ведущая организация – Объединенный институт ядерных исследований (г. Дубна).

Защита диссертации состоится “_____” _____ 2006 г. в _____ часов на заседании диссертационного совета Д 201.004.01 при Институте физики высоких энергий по адресу: 142281, г. Протвино Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИФВЭ.

Автореферат разослан “_____” _____ 2006 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета Д 201.004.01

Ю.Г. Рябов

Общая характеристика работы

Актуальность проблемы

Общепризнано, что образование частиц с поперечными импульсами p_T более 1 ГэВ/с в адрон-адронных взаимодействиях происходит на партонном уровне. Экспериментальные данные на встречных пучках при p_T превышающих несколько десятков ГэВ хорошо описываются пертурбативной КХД-моделью. При этом учитывается рассеяние кварков и глюонов с сечениями, вычисленными только в низшем порядке теории возмущений. Но вопрос о том, что происходит при относительно небольших поперечных импульсах $1 < p_T < 2$ ГэВ/с, до сих пор остается открытым. Проведенные ранее исследования в этой области p_T показали, что сечения образования частиц значительно превышают предсказания КХД. Особенно большое отличие от предсказаний наблюдается для процессов с барионами в конечном состоянии. По-видимому, при умеренных значениях энергий и p_T необходимо учитывать в расчетах поправки от следующих порядков теории возмущений. Кроме этого возможен вклад членов с высшими твистами, когда в жестком рассеянии принимают участие более сложные объекты, чем кварки и глюоны, например, дикварки. Помимо однопартонного взаимодействия большой интерес представляет поиск и изучение двухпартонного взаимодействия, когда два партона одного адрона независимо рассеиваются на двух партонах другого адрона или двух партонах из разных нуклонов ядра мишени.

Целью диссертационной работы являлось создание универсальной установки ФОДС-2, а также проведение на ней экспериментальных исследований одиночного и парного образования адронов с поперечными импульсами более 1 ГэВ/с в pp -, $p\bar{p}$ - и pA -взаимодействиях на ускорителе ИФВЭ.

Автор защищает:

- Спроектирована и создана установка ФОДС-2 для систематического изучения процессов одиночного и парного образования адронов в области больших поперечных импульсов, имеющая в своем составе большой набор современных детектирующих систем.
- Создано устройство быстрого отбора событий на базе параллельных таблиц решений с использованием сцинтилляционных годоскопов. Данное устройство использовалось на установке ФОДС-2 в качестве триггера второго

уровня и позволяло существенно увеличить скорость набора полезной экспериментальной информации.

- Разработаны и реализованы в программном обеспечении новые алгоритмы восстановления импульса, углов вылета из мишени и сорта частиц, регистрируемых в трековой системе и спектрометрах СКОЧ на установке ФОДС-2.
- Результаты изучения угловой зависимости сечений образования симметричных пар адронов с поперечными импульсами больше 1 ГэВ/с в pp - и $p\bar{p}$ -соударениях при энергии 70 и 40 ГэВ соответственно. Данные для пионного пучка получены впервые.
- Результаты измерения сечений образования дейтронов, антидейтронов и ядер трития в pp - и pA -соударениях. Проведен анализ этих данных в рамках модели слияния двух нуклонов. Образование перечисленных ядер с большими поперечными импульсами хорошо согласуется с данной моделью. Не было получено каких-либо указаний на существование других механизмов образования легких ядер в исследуемой области поперечных импульсов.
- Первые указания на наличие в протон-ядерных соударениях двухпартонного взаимодействия получены исходя из A -зависимости сечений образования дейтронов.
- Результаты подробного исследования A -зависимости образования компланарных и некомпланарных пар адронов с поперечными импульсами больше 1 ГэВ/с.
- Для компланарных симметричных $\pi^+\pi^-$ -пар, образующихся на тяжелых ядрах ($Si-Pb$), наблюдается существенное падение величины α в области больших x_T ($x_T = p_T/p_{Tmax}$, где p_{Tmax} – максимальный поперечный импульс частицы). Хорошее описание такой зависимости получается в предположении наличия двух процессов образования симметричных пар адронов с большими p_T . Это однопартонное взаимодействие и статистически независимое двухпартонное взаимодействие.
- Результаты анализа A -зависимости образования некомпланарных пар адронов свидетельствуют о том, что впервые наблюдается двухпартонное взаимодействие в pA -соударениях.

Научная новизна работы

1. Изучены угловые зависимости сечений образования симметричных пар адронов с поперечными импульсами больше 1 ГэВ/с в pp - и $p\bar{p}$ -соударениях при энергии 70 и 40 ГэВ соответственно.
2. Измерены сечения образования дейтронов и антидейтронов с большими поперечными импульсами в pp - и pA -соударениях, а также проведен анализ этих данных в рамках модели слияния двух нуклонов.

3. Выполнены подробные исследования A -зависимости образования компланарных и некомпланарных пар адронов с поперечными импульсами больше 1 ГэВ/с.
4. Результаты анализа A -зависимости образования некомпланарных пар адронов свидетельствуют о том, что впервые наблюдалось двухпартонное взаимодействие в pA -соударениях.

Практическая ценность работы

Создана установка ФОДС-2 для систематического изучения процессов одиночного и парного образования адронов в жестких взаимодействиях. Изготовлен и прошел испытание во многих физических исследованиях широкоапертурный спектрометр черенковского излучения, позволяющий идентифицировать π -, K -мезоны и протоны в диапазоне импульсов от 6 до 30 ГэВ/с. Создано устройство быстрого отбора событий на базе параллельных таблиц решений с использованием сцинтилляционных годоскопов. Данное устройство позволило существенно увеличить скорость набора полезной экспериментальной информации. Разработаны новые алгоритмы восстановления кинематических параметров и сорта частиц, регистрируемых на установке ФОДС-2.

Апробация диссертации и публикации

Результаты, представленные в диссертации, докладывались на Международной конференции PANIC XII (Cambridge, 1990), на научных семинарах ИФВЭ, на сессиях Отделения ядерной физики РАН. Работы опубликованы в виде статей в российских и иностранных журналах и в виде препринтов ИФВЭ (см. Список литературы автореферата [1-8]).

Структура диссертации

Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и списка литературы из 91 наименования. Она изложена на 166 страницах, включая 40 рисунков и 12 таблиц.

Содержание диссертации

Во **введении** обосновывается актуальность темы диссертации, сформулированы цели работы, показаны научная новизна представленных исследований и их практическая ценность, а также кратко изложены содержание работы и ее апробация на конференциях и семинарах.

В **первой главе** рассматриваются вопросы, связанные с созданием установки ФОДС-2 для регистрации частиц с большими поперечными импульсами. Установка [1], показанная на рис. 1, расположена на канале № 22 ускорителя ИФВЭ.

Системы вывода пучка из ускорителя и оборудование канала позволяют формировать пучки протонов с импульсом до 70 ГэВ/с, других заряженных частиц (как положительных, так и отрицательных) в диапазоне импульсов от 10 до 60 ГэВ/с.

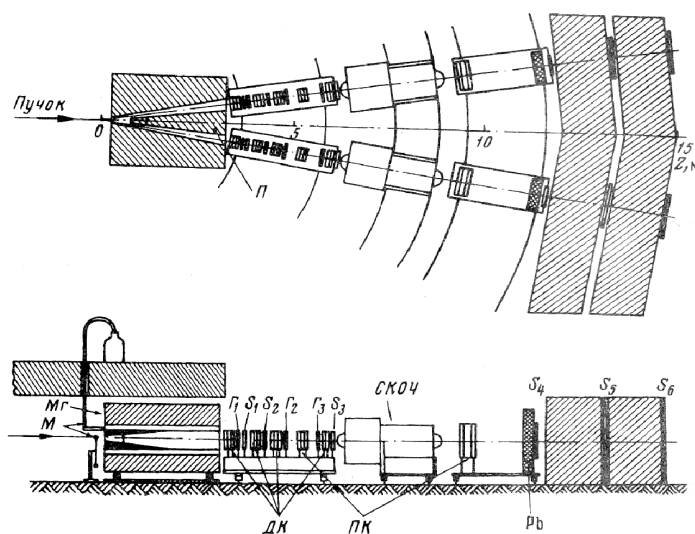


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: S – сцинтилляционные счетчики, $ДК$ – дрейфовые камеры, $ПК$ – пропорциональные камеры, $Г$ – годоскопы, $СКОЧ$ – спектрометры колец черенковского излучения, $П$ – поглотитель пучка, $РБ$ – свинцовые поглотители. $Мг$ – магнит, $М$ – мишень.

Интенсивность протонного пучка ограничивается только радиационной защитой канала и установки. Это ограничение составляет 10^{10} частиц за цикл ускорителя, что существенно больше того, что необходимо для проведения экспериментов на установке ФОДС-2. Длительность сброса частиц на мишень зависит от способа, с помощью которого осуществляется вывод пучка из ускорителя в канал (дифракционный вывод, медленный вывод и вывод с помощью изогнутого кристалла). Длительность может достигать двух секунд.

Для установки был создан спектрометрический магнит с двумя воздушными зазорами на базе стандартного магнита СП-12А. Ширина по горизонтали каждого зазора меняется от 7 см на входе в магнит и до 20 см на выходе из него. Высота полюсов составляет 50 см, а их длина 300 см. В горизонтальной плоскости центральный полюс имеет форму клина. Для симметричного положения магнита относительно оси канала угол между осью каждого воздушного зазора и падаю-

щим пучком равен 160 мрад. Такая геометрия установки позволяет частицам, вылетающим из мишени и имеющим углы около 90° в системе центра масс двух взаимодействующих нуклонов при энергии 70 ГэВ, проходить через воздушные зазоры магнита. Частицы пучка, которые не претерпели взаимодействия в мишени, и вторичные адроны с малыми углами по отношению к оси установки попадают на поглотитель пучка. Поглотитель установлен внутри центрального, железного полюса магнита вдоль его оси.

Перед магнитом находятся мишень и система мониторинга пучка. Прямо на входе в воздушные зазоры магнита установлены сцинтилляционные годоскопы. Для проведения различных экспериментов на установке используется большой набор из криогенных (водород или дейтерий) и твердых ядерных мишеней (*Be*, *C*, *Al*, *Cu* и *Pb*). Толщина мишеней в направлении пучка составляет 0,05 или 0,1 длины ядерного взаимодействия, а диаметр мишеней превышает 4 см. Твердые мишени установлены на турели с 12 фиксированными положениями. Одно положение оставлено пустым и используется для измерения фона, не связанного с образованием частиц в мишени. На одной ферме с турелью расположена криогенная мишень. Она устанавливается на ось канала при перемещении турели и выводе из пучковой зоны твердых мишеней. Рабочий объем криогенной мишени имеет следующие размеры: длина 40 см, ширина 6 см и высота 4 см. В мишени используется замкнутый цикл ожижения газа. Она наполняется жидким водородом или дейтерием и рассчитана на работу в пучке частиц с интенсивностью до 10^{12} частиц за один цикл.

Интенсивность пучка, его положение в пространстве и расходимость в вертикальной и горизонтальной проекциях измеряются ионизационными камерами. Камеры наполняются газообразным аргоном при нормальном атмосферном давлении. Для измерения местоположения, поперечных размеров и величины расходимости пучка используются четыре камеры. Точность измерения одной камерой центра тяжести пучка не хуже 0,3 мм. Интенсивность пучка частиц на мишени установки измеряется двумя ионизационными камерами. Эти камеры калибруются при пониженной интенсивности пучка. Максимальная погрешность измерения интенсивности пучка оценивается в 15%. Относительная точность ионизационных мониторов 3%.

За магнитом в двух плечах расположены детекторы для регистрации частиц. Угол между плечами установки фиксирован и равен 320 мрад. На установке в качестве детекторов плеч использовались сцинтилляционные счетчики и годоскопы для создания набора разного типа триггеров, система дрейфовых и пропорциональных камер для реконструкции треков заряженных частиц после магнита, спектрометры колец черенковского излучения СКОЧ.

В каждом плече установки одновременно регистрируются частицы обоих знаков заряда. Частицы одного знака заряда отклоняются в вертикальной плоскости в одну сторону. Это приводит к тому, что пары частиц, которые регистрируются в разных плечах, с одинаковыми знаками заряда имеют абсолютную

разность азимутальных углов φ от 95° до 145° и, таким образом, не компланарны. Пары же частиц с разными зарядами практически компланарны: φ от 160° до 180° . В горизонтальной плоскости частицы имеют несущественное изменение угла из-за малой величины вертикальной составляющей магнитного поля. Это позволяет с хорошей точностью восстанавливать вершину взаимодействий и определять статистическим методом фон, связанный с взаимодействием частиц в материале установки.

Магнит установлен на шаровых опорах для того, чтобы его можно было поворачивать в горизонтальной плоскости на угол до 160 мрад относительно центра мишени. Все детекторы в плечах установлены на подвижные платформы и имеют возможность такого же поворота вместе с магнитом. Таким образом, спектрометр позволяет регистрировать частицы, вылетающие из области мишени в одном плече под углами от 0 до 160 мрад относительно оси канала, а в другом от 160 до 320 мрад.

Траектории заряженных частиц после магнита измеряются дрейфовыми камерами. Точность восстановления параметров траектории частицы системой дрейфовых камер определяется погрешностью измерения координат в самих камерах, точностью геодезической юстировки камер и многократным рассеянием частиц в веществе плеч установки. Погрешность измерения координаты траектории частицы равна $\pm 0,16$ мм.

На входе в воздушные зазоры магнита на расстоянии 17 см от центра мишени установлены два сцинтилляционных годоскопа с целью выделения фоновых частиц, образующихся не в мишени установки (в материале полюсов спектрометрического магнита) и дающих триггерный сигнал. Каждый годоскоп имеет 32 канала регистрации частиц и измеряет вертикальную координату с шагом 2,9 мм. Из-за близости к мишени и высоких загрузок годоскопы имеют сравнительно высокую множественность срабатываний, что ограничивает степень подавления фона при больших интенсивностях пучка. Тем не менее, требование наличия срабатывания одного из двух каналов годоскопа, ближайших к координате траектории частицы, восстановленной с помощью трековой системы после магнита и карты магнитного поля, приводит к подавлению фона больше чем в два раза при интенсивности пучка до $2 \cdot 10^8$ частиц в секунду.

Основными приборами для определения сорта заряженных адронов на установке ФОДС-2 являются два широкоапертурных спектрометра колец черенковского излучения СКОЧ [2]. Они предназначены для идентификации π -мезонов, К-мезонов и протонов в диапазоне импульсов $6 \div 30$ ГэВ/с и дейтронов с импульсами более 20 ГэВ/с.

В качестве детекторов фотонов в СКОЧ используются годоскопические фотоумножители (ГФЭУ), по 24 в каждом. Они представляют собой однокоординатные детекторы фотонов с протяженными и сравнительно узкими фотокатодами. ГФЭУ позволяет регистрировать одиночные фотоны с высокой эффективностью.

Выбор оптической схемы СКОЧ, которая показана на рис. 2, определяется спецификой ГФЭУ как однокоординатного фотодетектора. Спектрометр содержит газовый радиатор, сферическое зеркало диаметром 110 см и фокусным расстоянием 250 см, зеркальный отражатель, линзы, окна и воздушные зеркальные световоды.

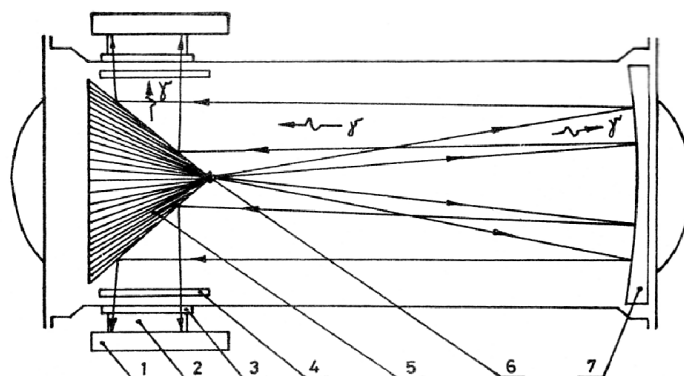


Рис. 2. Оптическая схема спектрометра колец черенковского излучения: 1 – ГФЭУ, 2 – световод, 3 – окно из оргстекла, 4 – “цилиндрическая” линза, 5 – пирамидальный отражатель, 6 – газовый радиатор, 7 – сферическое зеркало. Стрелками и индексом γ условно показано направление движения фотонов для двух углов черенковского излучения.

Сферическое зеркало фокусирует образующиеся в газовом радиаторе фотоны черенковского излучения на окружность, которая расположена в его фокальной плоскости. Пирамидальный зеркальный отражатель переводит двумерное изображение данной окружности на цилиндрическую поверхность относительно продольной оси спектрометра. Линзы и зеркальные воздушные световоды с высотой 60 мм, которые расположены равномерно по азимутальному углу, направляют образовавшиеся в газовом радиаторе фотоны черенковского излучения на фотокатоды 24 годоскопических фотоумножителей. Окна отделяют газовый объем с высоким давлением от регистрирующей системы, которая состоит из ГФЭУ и формирующей сигналы электроники. ГФЭУ находятся на внешней поверхности корпуса спектрометра и вне зоны прохождения регистрируемых на установке частиц, что понижает уровень фона.

Триггерный сигнал первого уровня вырабатывается в каждом плече установки схемой совпадений сформированных сигналов с четырех сцинтилляционных счетчиков. Для подавления собственных шумов ФЭУ и формирования сигналов со счетчиков используются формирователи-дискриминаторы с порогом в 10 мВ.

Низкий порог формирования сигнала позволяет получить практически 100% эффективность регистрации заряженных частиц триггерными счетчиками. В результате отбора событий данным триггером в плечах установки регистрируются заряженные частицы с импульсами свыше 5 ГэВ/с при максимальной величине тока в обмотках спектрометрического магнита. Триггерный сигнал для регистрации парного образования частиц вырабатывается схемой совпадений при поступлении на ее входы перекрывающихся во времени триггерных сигналов обоих плеч установки. Разрешающее время схемы совпадений равно длительности входных сигналов.

Интенсивность падающего на мишень пучка ограничивается загрузкой заряженными частицами ближайших от мишени сцинтилляционных счетчиков и дрейфовых камер. При максимальном токе в обмотках магнита и интенсивности падающего на мишень пучка частиц, соответствующей предельной загрузке первого сцинтилляционного счетчика, равной $5 \cdot 10^6$ частиц в секунду, реальное число совпадений триггерных сигналов сцинтилляционных счетчиков в плече оказывается порядка 10^6 в секунду. С другой стороны, верхнее ограничение на число триггерных сигналов в плечах установки из-за случайных совпадений равно $7 \cdot 10^4$ сигналов в секунду. Исходя из этого, возникла необходимость подавления количества триггерных сигналов с помощью изменения порога регистрации частиц по импульсу.

Для задания различных границ области регистрации частиц по импульсу и углу было разработано и изготовлено устройство принятия быстрого решения на электронном уровне [3] с целью отбора событий. Данное устройство работает на базе параллельных таблиц решений для системы, состоящей из трех трековых детекторов. На установке ФОДС-2 оно используется для выработки триггерного сигнала второго уровня. Основная идея, которая была заложена в принцип работы устройства отбора событий, состоит в том, что имеется сильная корреляция между импульсом заряженной частицы, образующейся в мишени, и параметрами ее траектории после магнита в вертикальной плоскости.

В устройстве выработки решения координаты частиц с каждого из трековых детекторов кодируются в двоичный код и поступают на входы двух таблиц решений. Таблица решений представляет собой статическое запоминающее устройство. Координаты с двух пар детекторов определяют адреса ячеек данного устройства. Единицы на выходе соответствуют положительным решениям, а нули – отрицательным. Заполнив запоминающее устройство единицами для интересующих нас комбинаций координат и нулями для остальных адресов, получаем таблицу решений. Время выработки положительного решения равно времени доступа к статической памяти. Устройство позволяет анализировать одновременно до трех измеренных координат с каждого трекового детектора.

В качестве трековых детекторов в устройстве выработки триггера второго уровня используются 32-канальные годоскопы сцинтилляционных счетчиков. В каждом плече установлено по три годоскопа, различающихся размерами сцин-

тилляторов в соответствии с поперечными размерами регистрирующей области триггерных счетчиков и дрейфовых камер.

Использование в экспериментах на установке ФОДС-2 триггера второго уровня привело к увеличению скорости набора статистики при регистрации одиночных частиц с максимальными поперечными импульсами почти в 5 раз. Разработанная система детального контроля и развитое программное обеспечение позволяют достичь высокой надежности достаточно сложного устройства отбора событий.

Во второй главе описывается сбор и обработка экспериментальных данных. Информация с детекторов поступает в выполненные в стандарте "Сумма" блоки регистрирующей электронной аппаратуры, которые расположены в 16 корзинах и объединены по трем направлениям. Два направления используются для регистрации и чтения информации с трековых детекторов и спектрометров СКОЧ отдельно для каждого плеча установки. Третье направление принимает общую для всей установки информацию, полученную за время сброса пучка на мишень. Сюда входят: номер используемой в эксперименте мишени, величина тока в анализирующем магните установки, данные от системы мониторинга пучка, количество выработанных и заблокированных триггеров всех типов, индивидуальные счета сцинтилляционных счетчиков и плоскостей дрейфовых камер.

Данные со всех трех ветвей электроники передаются в ЭВМ системы сбора экспериментальной информации, которая работает в линию с электронной аппаратурой установки. Во время считывания информации с электронных блоков в ЭВМ устанавливается режим блокировки для поступления триггерных сигналов в регистрирующую электронику. При этом происходит временная потеря части интенсивности пучка. Для определения этой части на блоки пересчетов заводятся не только исходные счета триггеров и отдельных счетчиков, но и их количество, остающееся после блокировки.

Для контроля аппаратуры дрейфовых камер, СКОЧ и устройства быстрого отбора событий на ЭВМ системы сбора данных параллельно с набором статистики проводится обработка части принятых в ЭВМ событий. В ходе обработки данной части событий заполняются следующие гистограммы, которые характеризуют состояние детекторов:

- множественность срабатываний годоскопов в каждом событии;
- профили пучка частиц в годоскопах;
- измеренные с помощью время-цифровых преобразователей ВЦП времена для всех каналов дрейфовых камер и СКОЧ;
- сумма времен с двух дрейфовых камер одного модуля;
- полное количество принятых сигналов со СКОЧ в каждом записанном событии;
- эффективность срабатываний отдельных ГФЭУ.

Помимо гистограмм, накапливаются таблицы со счетами различных триггеров, мониторов, эффективного времени вывода пучка, отдельных сцинтилляционных счетчиков и плоскостей дрейфовых камер.

Большинство экспериментов на установке ФОДС-2 проводится на пучках с высокой интенсивностью. Данное условие не позволяет применять какие-либо трековые детекторы для измерения с высокой эффективностью траектории частицы перед анализирующим магнитом. Поэтому для определения импульсов и углов вылета заряженных частиц из мишени была разработана процедура, основанная на результатах моделирования процесса регистрации частиц в плечах установки. Данное моделирование проводится методом Монте-Карло с помощью универсальной программы, которая используется для решения еще нескольких задач, таких как:

- вычисление телесных углов регистрации заряженных частиц в плечах;
- моделирование регистрации различных физических процессов на установке;
- определение точностей восстановления импульса и углов вылета частицы;
- расчет таблиц решений для отбора событий триггером второго уровня;
- нахождение матриц размытия, которые позволяют вносить поправки при вычислении дифференциальных сечений исследуемых физических процессов;
- получение оценок систематических погрешностей для измеряемых величин.

В программу моделирования заложены: карта магнитного поля, данные о геометрических размерах регистрирующих элементов детекторов, координаты их расположения и эффективности регистрации частиц в разных системах.

Траектория частицы на установке ФОДС-2 измеряется только после магнита. Поэтому за координату траектории перед магнитом принимается центр тяжести поперечного сечения пучка в центре мишени. Зная координаты центра тяжести пучка, падающего на мишень, и параметры траектории частицы за магнитом, можно определить ее импульс, направляющие косинусы и продольную координату точки образования в мишени. Вычисление этих кинематических величин, описывающих событие, проводится с помощью функций, которые находятся посредством разложения их в степенной ряд в зависимости от нескольких переменных. Для определения параметров перед членами разложения используется метод наименьших квадратов. При этом учитывается полная информация о событиях, которые были сгенерированы методом Монте-Карло программой моделирования процесса регистрации частиц в плечах установки. Функции были получены для реконструкции параметров частиц с обоими знаками заряда при регистрации их в двух плечах установки и для разных величин поля в анализирующем магните.

Как показали сравнения разыгранных и восстановленных значений импульса частиц, относительная точность $\Delta p/p$ в основном зависит от размера пучка по вертикали на мишени установки и хорошо описывается формулой

$$(\Delta p/p)^2 = [0,018^2 + (0,00048 \cdot p \cdot \sigma_{y0})^2], \quad (1)$$

где p – импульс в ГэВ, σ_{y0} – ширина пучка по вертикали в мм.

Точности определения радиального и азимутального углов вылета частицы из мишени составляют 3 мрад и $2,3^\circ$ соответственно.

В **третьей главе** подробно обсуждаются процедуры калибровки широкоапертурного спектрометра колец черенковского излучения СКОЧ и используемые алгоритмы определения сорта заряженной частицы.

Общепринятым методом определения угла излучения в черенковских спектрометрах является прямое измерение кольца черенковского излучения с помощью двухкоординатных детекторов фотонов. Измеренный радиус кольца позволяет определить величину угла излучения, а при известном импульсе и массу частицы. Метод реконструкции кольца оказывается неприемлемым для широкоапертурных детекторов. Для черенковского света от частиц, треки которых имеют большой угол к оси спектрометра, не выполняется условие малых углов отражения от сферического зеркала. Начинают сказываться оптические аберрации.

Как показали расчеты прохождения черенковского света через оптику спектрометра, существует сложная зависимость между углом θ черенковского излучения и параметрами траектории регистрируемой частицы, с одной стороны, и координатой z фотона на фотокатоде ГФЭУ, с другой стороны:

$$\theta = \Phi_k(z_k, c_x, c_y, x_s, y_s), \quad (2)$$

где k – номер канала, c_x и c_y – направляющие косинусы траектории частицы, x_s и y_s – координаты точки траектории на входе в СКОЧ.

Параметры этой зависимости определяются показателем преломления радиатора, характеристиками оптических элементов СКОЧ и их взаимным расположением относительно друг друга. Прямое измерение всех необходимых геометрических параметров оптики СКОЧ с высокой точностью лучше 1 мм и привязка оптики к координатным детекторам представляется практически невыполнимой задачей, поэтому была решена задача определения искомой зависимости на основе анализа набранной на пучке экспериментальной информации.

Для нахождения функций Φ используется метод разложения в степенной ряд с несколькими переменными. Определение функции сводится к вычислению коэффициентов ее разложения. Для этого был разработан и реализован алгоритм определения коэффициентов с использованием информации о реальных событиях. Данная методика позволяет наиболее простым способом учесть все параметры оптики СКОЧ и одновременно привязать ее к системе координат дрейфовых камер.

Основным источником фонов в спектрометре являются неупругие взаимодействия регистрируемых частиц в веществе СКОЧ. Таким событиям соответствуют значительные расхождения в угле наклона траектории частиц, измеренном в СКОЧ и при помощи трековой системы. Помимо этого, в данных событиях имеется заметное число фоновых сигналов, которые хаотически разбросаны в массовой шкале. Для подавления фона от неупругих взаимодействий и электромагнитных ливней используются следующие критерии отбора событий:

- число полезных отсчетов, образующих кластер N_1 , больше N_{min} ;
- число фоновых отсчетов N_2 меньше N_{max} ;
- отношение $r = (N_1 / (N_1 + N_2)) > r_{min}$.

Наиболее важные для проведения экспериментов на установке ФОДС-2 характеристики СКОЧ были получены на частицах с импульсом $13 \pm 0,15$ ГэВ/с. В данном случае использовались следующие параметры отбора событий для определения сорта частиц: $N_{min} = 4$, $N_{max} = 10$, $r_{min} = 0,5$. При этих условиях эффективность регистрации π -мезонов, К-мезонов и протонов составила 93%, а относительный уровень фона между пиками частиц разного сорта не превышал величины $3 \cdot 10^{-4}$. Распределение по восстановленному квадрату массы m^2 показано на рис. 3. Из рисунка видно, что в данном интервале импульсов частиц с высокой надежностью отделяются друг от друга К-мезоны, протоны и легкие частицы с массами π -мезона и меньше. Для легких частиц среднее число сработавших каналов ГФЭУ равно 18, что соответствует количеству фотоэлектронов 33,6.

На рис. 4 представлено распределение по квадрату массы для частиц с импульсами $23 \pm 0,3$ ГэВ/с, которое было получено в эксперименте по образованию дейтронов с большими поперечными импульсами в протон-протонных взаимодействиях. При данных импульсах частиц надежно идентифицируются дейтроны, однако для π -мезонов и К-мезонов уже наблюдается перекрытие пиков.

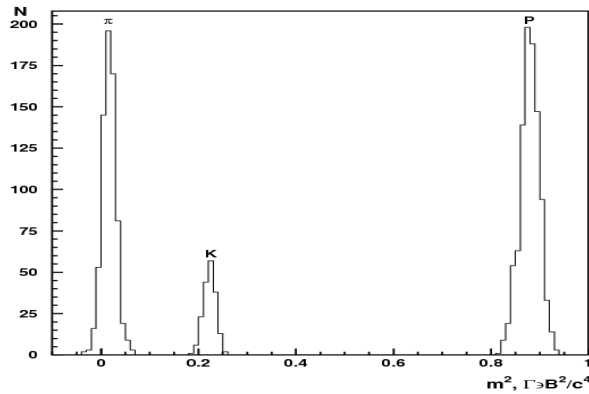


Рис. 3. Распределение по квадрату массы для частиц с импульсами 13 ГэВ/с.

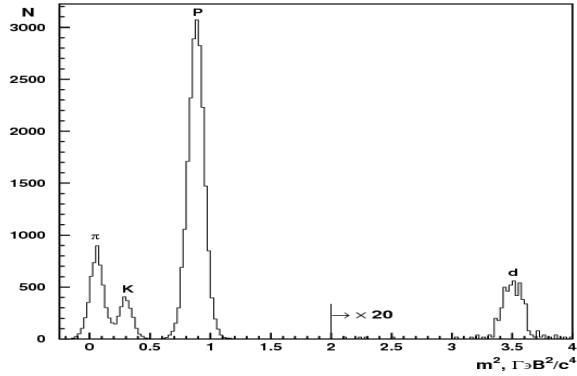


Рис. 4. Распределение по квадрату массы для частиц с импульсами 23 ГэВ/с.

В четвертой главе описываются анализ экспериментальных данных и полученные результаты цикла исследований жестких процессов, выполненных на установках ФОДС и ФОДС-2.

Угловая зависимость сечений партон-партонного рассеяния в адронных столкновениях является важной характеристикой сильного взаимодействия. В КХД-модели сечения рассеяния кварков и глюонов имеют характерную угловую зависимость

$$\sigma(z) / \sigma(0) = 0,5 \cdot ((1-z)^{-n} + (1+z)^{-n}), \quad (3)$$

где n – параметр, z – косинус угла рассеяния партонов в их системе центра масс.

Расчеты по КХД-модели для процессов $qq \rightarrow qq$, $qg \rightarrow qg$ и $gg \rightarrow gg$ в первом порядке теории возмущений дают величину параметра n близкую к 2, что и было подтверждено в экспериментах на встречных пучках при высоких энергиях.

Как уже отмечалось ранее, кинематические параметры партонов в экспериментах на ускорителях с фиксированными мишенями прямым способом измерить невозможно. Поэтому на установке ФОДС-2 проводились экспериментальные исследования углового поведения сечений образования симметричных пар адронов, которые уносят наибольшую долю импульса рассеявшихся партонов, в протон-протонных (pp) [4] и мезон-протонных (πp) [5] взаимодействиях при энергиях частиц в пучках 70 и 40 ГэВ соответственно.

В ходе проведения экспериментов основная часть установки поворачивалась в горизонтальной плоскости вокруг центра пересечения направлений плеч. Это позволило получить угловую зависимость сечений образования симметричных пар адронов в интервале z от 0 до 0,5. Интенсивность пучка, падающего на мишень установки, выбиралась из условия получения эффективности регистрации

частиц в трековой системе не менее 90%. Обработка данных включала в себя геометрическую реконструкцию треков, определение импульсов и углов вылета частиц из мишени, идентификацию сорта частиц по радиусу кольца черенковского излучения в СКОЧ. После реконструкции кинематических параметров частиц производилось вычитание из построенных распределений фонов, которые возникали из-за случайных временных наложений одиночных частиц или из-за взаимодействия вторичных частиц в материале магнита и детекторов установки. Затем вносились поправки на эффективность регистрации частиц в различных системах установки (триггер, трековая система и СКОЧ). При вычислении сечений использовались результаты моделирования регистрации частиц в плечах установки методом Монте-Карло и эффективное, с учетом коэффициента блокировки приема в ЭВМ событий, для каждого эксперимента количество взаимодействий частиц пучка в мишени.

Для анализа угловой зависимости сечений были выбраны адронные пары, удовлетворяющие следующим требованиям:

- $p_{T1} + p_{T2} > 2,2$ ГэВ/с, где p_{T1} и p_{T2} – поперечные импульсы частиц;
- $\|p_{T1} - p_{T2}\| < 0,6$ ГэВ/с;
- $160^\circ < \|\varphi_1 - \varphi_2\| < 180^\circ$, где φ_1 и φ_2 – азимутальные углы адронов.

Таким образом, отбирались практически симметричные по поперечному импульсу пары адронов различного сорта, которые разлетаются в плоскости реакции в противоположные стороны (компланарные пары).

Инвариантные дифференциальные сечения, полученные в эксперименте на протонном пучке, подгонялись функцией 3 в зависимости от z для разных интервалов эффективной массы. Ошибки измерений сечений включают в себя как статистические, так и систематические погрешности. Точность абсолютной нормировки сечений оценивается в 15% и связана в основном с абсолютной калибровкой мониторов, точностью определения импульса и различных поправок. Систематическая погрешность в определении z , связанная с размером пучка на мишени и точностью около 2% знания геодезических привязок установки.

На рис. 5 показана угловая зависимость образования пар с массой $4 \pm 0,3$ ГэВ/с², полученная по экспериментальным данным. Из рисунка видно, что добавление в расчет по КХД модели нарушения скейлинга существенно влияет на поведение угловой зависимости образования пар адронов, и качественно теоретические расчеты согласуются с экспериментальными результатами. Их количественное соответствие зависит от выбора параметров теоретической модели, используемых ею приближений.

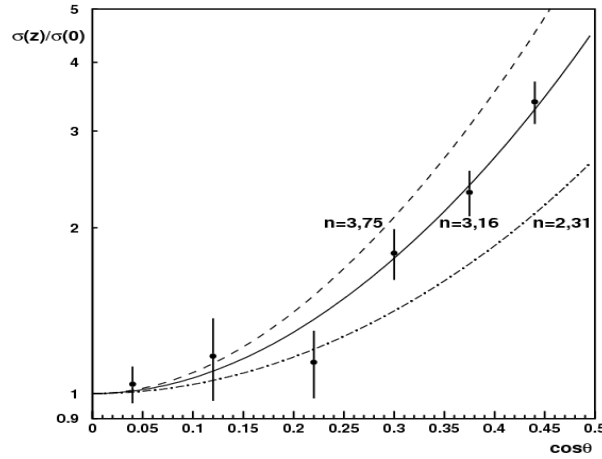


Рис. 5. Угловая зависимость образования $\pi^+\pi^-$ -пар с массой $4 \text{ ГэВ}/c^2$. Сплошная линия – аппроксимация экспериментальных данных, штриховая – расчет по КХД-модели с учетом нарушения скейлинга, штрихпунктирная – для КХД-модели без нарушения скейлинга при $Q^2 = 4 \text{ ГэВ}^2$.

Из полученных дифференциальных сечений образования пар адронов, которые были измерены на отрицательном π -мезонном пучке, наблюдается асимметрия угловых зависимостей между рассеянием вперед и назад практически для всех сортов пар. Присутствие данной асимметрии может быть объяснено отличием структурных составляющих сталкивающихся мезонов и протонов. В связи с этим форма угловой зависимости образования адронных пар для $p\bar{p}$ -соударений другая, чем для протон-протонных взаимодействий и имеет вид

$$\sigma(z) / \sigma(0) = A \cdot (1-z)^{-n} + B \cdot (1+z)^{-n}, \quad (4)$$

где A , B и n – параметры.

Полученные в эксперименте значения параметров n , A , B и величины χ^2 , отнесенной к числу степеней свободы, представлены в табл. 1. Из таблицы видно, что величины n , A , B для разных сортов пар частиц заметно отличаются друг от друга. Данное обстоятельство свидетельствует о различии в механизмах их образования. На рис. 6 показана угловая зависимость образования $\pi^+\pi^-$ -пар со средней массой $3,5 \text{ ГэВ}/c^2$. Видно, что теоретические расчеты, так же как и для протон-протонных соударений, качественно согласуются с экспериментальными результатами.

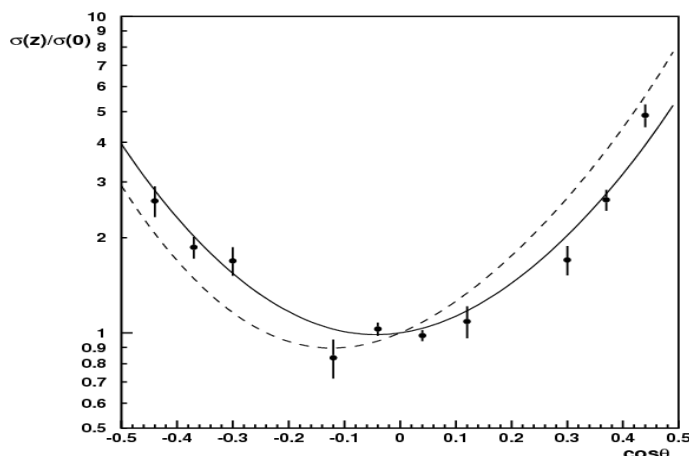


Рис. 6. Угловая зависимость образования $\pi^+\pi^-$ -пар с массой $3,5 \text{ ГэВ}/c^2$. Сплошная линия – аппроксимация экспериментальных данных, штриховая – расчет по КХД-модели с учетом нарушения скейлинга.

Таблица 1.

Сорт пары	A	B	n	$\chi^2 / \text{ст. св.}$
$\pi^+ \pi^-$	$0,59 \pm 0,03$	$0,41 \pm 0,02$	$3,21 \pm 0,12$	2,12
$\pi^+ K^-$	$0,56 \pm 0,08$	$0,44 \pm 0,07$	$2,77 \pm 0,37$	0,77
$K^+ \pi^-$	$0,67 \pm 0,05$	$0,33 \pm 0,04$	$3,26 \pm 0,22$	1,61
$K^+ K^-$	$0,67 \pm 0,10$	$0,33 \pm 0,08$	$2,21 \pm 0,42$	1,64
$p \pi^-$	$0,73 \pm 0,03$	$0,27 \pm 0,02$	$3,62 \pm 0,11$	7,7
$\pi^+ p^-$	$0,67 \pm 0,08$	$0,33 \pm 0,07$	$4,07 \pm 0,38$	1,58
$p p^-$	$0,71 \pm 0,07$	$0,29 \pm 0,05$	$3,65 \pm 0,25$	0,95

Изучение образования дейтронов и антидейтронов [6] с поперечными импульсами от 0,46 до 3,89 ГэВ/с в протон-протонных и протон-ядерных соударениях проводилось на установке ФОДС. Измерения были выполнены на пучке протонов с энергией 70 ГэВ. Интенсивность пучка варьировалась от 10^{10} до 10^{12} частиц за цикл ускорителя. В эксперименте использовались как ядерные мишени из *Be*, *Cu* и *Pb*, так и жидководородная мишень.

Ввиду относительно малого уровня выходов из мишени дейтронов и антидейтронов по сравнению с мезонами и протонами, особого внимания требовала идентификация сорта частиц. Она осуществлялась спектрометрами времени пролета с разрешением 0,4 нс, пороговыми черенковскими счетчиками и спектрометрами СКОЧ. При импульсах частиц, меньших 6 ГэВ/с, идентификация

проводилась с помощью измерения времени пролета частиц на базе 22,5 м сцинтилляционными счетчиками. Дополнительно использовались пороговые черенковские счетчики, которые подавляли на уровне триггера регистрацию π -мезонов. В диапазоне импульсов $7,1 \leq p \leq 9,2$ ГэВ/с черенковские счетчики регистрировали все сорта частиц с массами от протона и ниже, а измерения времени пролета позволяли эффективно разделять протоны, дейтроны и ядра трития при низком уровне фона. В диапазоне импульсов $13,6 \leq p \leq 19,1$ ГэВ/с дейтроны выделялись как события, для которых отсутствовали сигналы с черенковских счетчиков. Наконец, при импульсах $p \geq 21,3$ ГэВ/с идентификация частиц проводилась спектрометрами СКОЧ. В данном эксперименте специально не ставилась задача изучения образования ядер трития, но в тех случаях, когда они были зарегистрированы с заметной статистикой, такие данные приводятся.

Экспериментально измеряемыми величинами были отношения сечений образования частиц σ_d/σ_p , $\sigma_{\bar{d}}/\sigma_{\bar{p}}$, а получение инвариантных сечений основывалось на ранее измеренных сечениях образования протонов и антипротонов. Такая процедура освобождала от новых вычислений акцептанса установки, связанных с включением в ее состав СКОЧ.

Зависимость сечений образования частиц с $p_T > 1$ ГэВ/с от массового числа A плохо описывается степенной функцией

$$\sigma_A = \sigma_0 \cdot A^\alpha, \quad (5)$$

где σ_0 – сечение образования пар на нуклоне, A – атомный номер ядра, α – показатель степени. По этой причине принято находить значения показателя α из экспериментальных данных по парам ядер. Величины α для образования дейтронов и протонов в зависимости от p_T представлены на рис. 7.

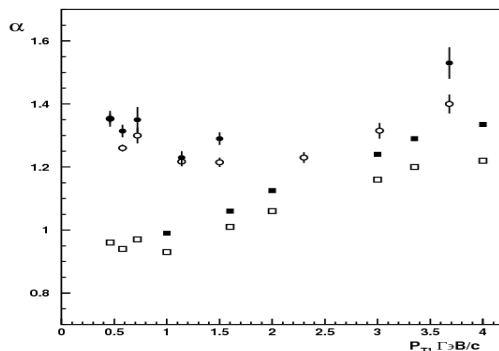


Рис. 7. Зависимость показателя α от p_T для дейтронов (\circ – $Be-Pb$, \bullet – $Be-Cu$) и протонов (\square – $Be-Pb$, \blacksquare – $Be-Cu$).

Значения показателя α для дейтронов систематически выше, а разница в этой величине для различных пар ядер в целом такая же, как для протонов.

Анализ полученных экспериментальных данных по образованию дейтронов и антинейтронов был проведен в рамках модели слияния. В этой модели предполагается, что дейтроны образуются в результате слияния протон-нейтронной пары с малым относительным импульсом. При этом механизм образования протон-нейтронной пары не очень существен. Инвариантное инклюзивное сечение образования дейтрона $\sigma_d(p)$ связывается с инвариантным сечением $\sigma_{pn}(0,5p)$ протон-нейтронной пары при половинном значении импульса

$$\sigma_d(p) = \kappa \cdot \sigma_{pn}(0,5p), \quad (6)$$

где κ – коэффициент слияния. Для получения величины κ из эксперимента требуется знание сечений σ_{pn} . Эту величину трудно измерить, но ее можно выразить через двухчастичную корреляционную функцию R и инвариантные сечения образования протонов σ_p и нейтронов σ_n .

$$R = (\sigma_{in} \cdot \sigma_{pn}) / (\sigma_p \cdot \sigma_n), \quad (7)$$

где σ_{in} – сечение неупругого взаимодействия.

Величину корреляции R при таком анализе обычно принимают равной 1, что соответствует статистически независимому образованию частиц.

Поскольку величина R неизвестна, из экспериментально измеренных сечений образования дейтронов и протонов находится произведение величин κ и R

$$(\kappa \cdot R) = \sigma_{in} \cdot \sigma_d(p) / \sigma_p^2(0,5p). \quad (8)$$

Результаты вычислений κR представлены на рис. 8 в зависимости от поперечного импульса. На рисунке указаны статистические ошибки. Заштрихованная область показывает масштаб возможных систематических ошибок, связанных с процедурой экстраполяции сечений образования протонов в область $p_T < 1$ ГэВ/с.

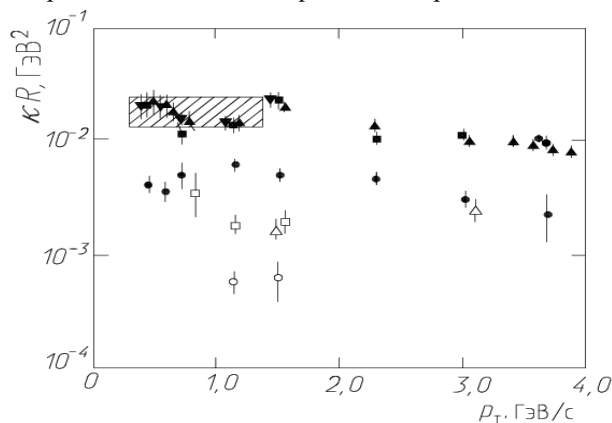


Рис. 8. Зависимость величины κR от p_T для дейтронов (темные значки) и антинейтронов (светлые значки). Точки: \bullet и \circ – pp , \blacksquare и \square – pBe , \blacktriangledown – pCu , \blacktriangle и \triangle – pPb .

Из представленных данных можно сделать следующие выводы. Во-первых, величина κR одинакова для всех ядерных мишеней, как для образования дейтронов, так и антидейтронов и слабо зависит от импульса. Во-вторых, значения κR для антидейтронов примерно в 10 раз меньше соответствующих величин, полученных для дейтронов.

Если принять, что величина κR для образования дейтронов на ядрах не зависит от атомного номера, можно показать, что A -зависимость отношений σ_d/σ_p полностью объясняется A -зависимостью сечений образования протонов. Из модели слияния в предположении независимости κR от атомного номера ядра и независимого образования пары нуклонов ($R \sim 1$) следует

$$r_\sigma = [\sigma_d/\sigma_p]_{A1} / [\sigma_d/\sigma_p]_{A2} = (A1/A2)^\alpha, \quad (9)$$

где $\alpha = 2\alpha_p(0,5p) - 2/3 - \alpha_p(p)$.

На рис. 9 представлена зависимость отношения r_σ от поперечного импульса для пар ядер $Be-Pb$ и $Be-Cu$ вместе с кривыми, вычисленными по формуле 9. Такое поведение A -зависимости является характерным для двухпартонного взаимодействия.

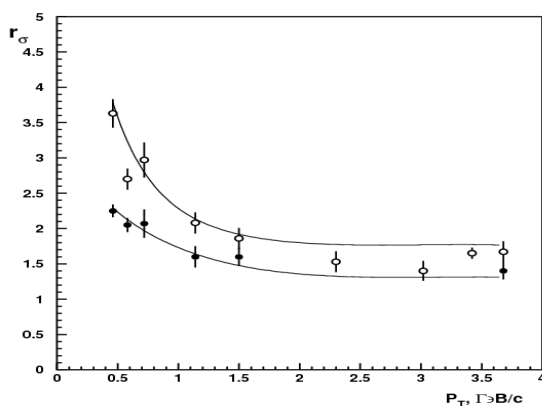


Рис. 9. Зависимость величины r_σ от p_T для дейтронов. Точки: ● – $Be-Cu$, ○ – $Be-Pb$.

Аналогично образованию дейтронов из pn -пары образование ядер трития можно рассматривать как результат слияния пары дейтрон-нейтрон с близкими импульсами. В табл. 2 приведены значения величины κR для образования трития. Эти значения для дейтронов и ядер трития почти совпадают. Из того факта, что данные по образованию трития не указывают на подавление, связанное с рождением нуклон-антинуклонной пары, как это имеет место в случае антидейтронов, следует, что во взаимодействии участвуют, по крайней мере, два нуклона ядра-мишени.

Таблица 2.

Ядро	p_T , ГэВ/с	σ_t , мбн/ГэВ ²	$(\sigma_t/\sigma_d)\cdot 10^2$	$(\kappa R)_{dn \rightarrow t} \cdot 10^3$, ГэВ ²
<i>Be</i>	1,14	$(5,9 \pm 1,9) \cdot 10^{-5}$	$1,0 \pm 0,3$	$20,1 \pm 8,5$
	1,5	$(3,3 \pm 0,8) \cdot 10^{-5}$	$2,2 \pm 0,5$	$24,0 \pm 7,7$
<i>Cu</i>	1,14	$(1,2 \pm 0,3) \cdot 10^{-3}$	$1,8 \pm 0,4$	$17,3 \pm 6,4$
	1,5	$(3,4 \pm 0,8) \cdot 10^{-4}$	$1,8 \pm 0,3$	$16,2 \pm 4,1$
<i>Pb</i>	1,14	$(3,5 \pm 0,9) \cdot 10^{-3}$	$1,3 \pm 0,3$	$10,3 \pm 3,9$
	1,5	$(1,2 \pm 0,3) \cdot 10^{-3}$	$1,8 \pm 0,4$	$12,2 \pm 3,5$
	3,02	$(9,5 \pm 1,3) \cdot 10^{-7}$	$1,00 \pm 0,13$	$13,5 \pm 2,1$
	3,47	$(1,3 \pm 0,2) \cdot 10^{-7}$	$0,98 \pm 0,15$	$13,7 \pm 2,3$

В целом, следует заключить, что модель слияния неплохо описывает образование дейтронов, антидейтронов и ядер трития, поэтому можно принять, что механизм слияния нуклонов является основным для образования легких ядер в области больших поперечных импульсов.

Результаты первого эксперимента по изучению A -зависимости сечений образования симметричных компланарных пар адронов с большими поперечными импульсами, который был выполнен на установке ФОДС, показали хорошее согласие с простой моделью рассеяния партонов, где величина параметра наклона степенной зависимости (5) α близка к 1. В этом эксперименте не проводилась идентификация сорта частиц, образующих пару. Во втором эксперименте данного типа, выполненном на установке ФОДС, сорт частиц определялся с помощью измерения времени пролета для $p_T < 1$ ГэВ/с или двумя спектрометрами СКОЧ. Измерения проводились на трех ядрах (*Be*, *Cu*, *Pb*). В этом эксперименте впервые были получены данные о некотором падении (на 2,5 стандартных отклонений) величины параметра α для мезонных пар в области больших поперечных импульсов $p_T > 1,75$ ГэВ/с. В связи с этим требовалось новое экспериментальное подтверждение данного факта на большем статистическом материале.

Новый эксперимент [7] проводился на установке ФОДС-2. В эксперименте использовались криогенная мишень, заполненная дейтерием, и три ядерных мишени из *Be*, *Cu* и *Pb*. Интенсивность пучка устанавливалась для каждой мишени индивидуально с условием, чтобы загрузка дрейфовых камер в плечах не превышала 3×10^5 частиц в секунду. Это условие позволяло иметь эффективность реконструкции треков 99%.

Анализирующий магнит и плечи установки были расположены симметрично относительно оси пучка. Это позволяло регистрировать пары частиц, вылетающих из мишени с углами 90° в системе центра масс взаимодействующих нуклонов при энергии 70 ГэВ.

После стандартной процедуры реконструкции событий и определения эффективности регистрации осуществлялся отбор событий. Требовалось, чтобы сумма поперечных импульсов частиц ($\Sigma p_T = p_{T1} + p_{T2}$) была больше 2,5 ГэВ/с, а продольный импульс пары адронов в системе центра масс взаимодействующих нуклонов p_L был меньше 0,3 ГэВ/с. Ошибка определения поперечного импульса частиц менялась от 3% до 6% при p_T от 0,9 ГэВ/с до 2,5 ГэВ/с соответственно.

Величина фона (случайные временные совпадения и образование фоновых частиц в веществе установки) определялась для каждого интервала суммы поперечных импульсов зарегистрированных адронов. Фон случайных временных совпадений не превышал 5% для всех интервалов, а от взаимодействия частиц в материале установки менялся от 7% до 10% в зависимости от Σp_T .

В связи с тем, что зависимость сечений образования частиц с $p_T > 1$ ГэВ/с от массового числа A ядра мишени плохо описывается степенной функцией, значения показателя α определялись из экспериментальных данных по парам ядер. Величина показателя A -зависимости вычислялась по формуле

$$\alpha = \ln(\sigma_1/\sigma_2) / \ln(A_1/A_2), \quad (10)$$

где A_1 и A_2 – массовое число ядер мишеней, а σ_1 и σ_2 – дифференциальные сечения парного образования адронов.

Так как при вычислении α используется отношение сечений образования пар адронов, телесные углы плеч спектрометра и абсолютная нормировка протонного монитора сокращаются. Это уменьшает систематическую погрешность измерений, которая составляет в данном случае 4,5% (3% – точность относительного монитора интенсивности пучка и менее 2% – погрешность вычитания фоновых событий).

Для разделения компланарных и некомпланарных пар использовалась величина поперечного импульса более медленной частицы p_{out} относительно плоскости, образованной частицей пучка и второй вторичной частицей. При $p_{out} < 0,3$ ГэВ/с пара частиц считается компланарной. Зависимость полученных в эксперименте величин α для образования на дейтерии и свинце различных сортов пар в зависимости от p_{out} показана на рис. 10. Видно, что компланарные пары имеют наименьшие значения показателя α . Как и в предыдущих измерениях, величина α больше для пар, в состав которых входят протоны. Для выделения симметричных по p_T пар адронов проводился дополнительный отбор событий с абсолютной разностью поперечных импульсов частиц ($\Delta p_T = |p_{T1} - p_{T2}|$) меньше 0,3 ГэВ/с. Зависимости величины α от p_T для отобранных $\pi^+\pi^-$ и π^+p -пар, которые были зарегистрированы на легких ($D-Be$) и тяжелых ($Cu-Pb$) ядрах, показаны на рис. 11. Если для π^+p -пар форма зависимости от p_T для легких и тяжелых ядер практически одна и та же, то для $\pi^+\pi^-$ -пар наблюдается существенное уменьшение величины α с ростом p_T для ядер $Cu-Pb$.

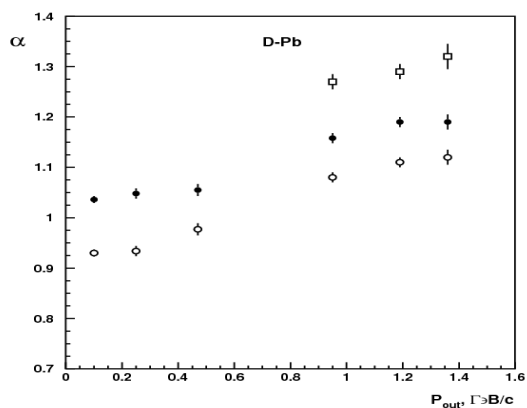


Рис. 10. Зависимость величины α от p_{out} для различных комбинаций сортов адронов. Точки: \circ – мезон-мезонные пары, \bullet – мезон-протонные пары, \square – протон-протонные пары.

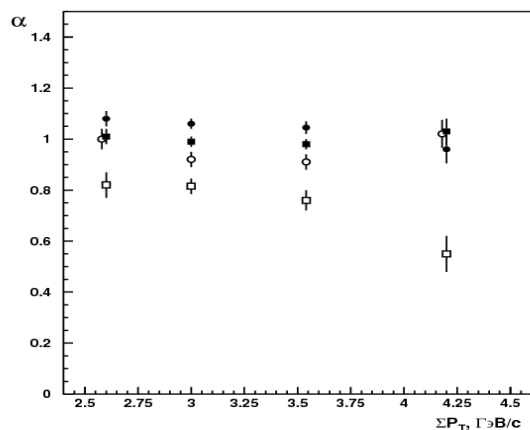


Рис. 11. Зависимость величины α от суммы поперечных импульсов для различных комбинаций сортов адронов. Точки: \circ – $\pi^+\pi^-$ -пары для ядер $Cu-Pb$, \bullet – $\pi^+\pi^-$ -пары для ядер $D-Be$, \square – $\pi^+\pi^-$ -пары для ядер $Cu-Pb$, \blacksquare – $\pi^+\pi^-$ -пары для ядер $D-Be$.

Хорошее описание экспериментальных данных получается в предположении наличия двух процессов образования симметричных пар адронов с большими p_T . Один механизм – это стандартное однопартонное взаимодействие двух нуклонов. В данном случае величина α для мезонных пар, образующихся на тяжелых

ядрах, должна монотонно падать с ростом x_T от 1 до 1/3 из-за эффектов цветного торможения струн и поглощения сформированных адронов внутри ядер. Второй механизм – статистический, когда два адрона образуются в разных взаимодействиях. Причем два партон участвуют в рассеянии из разных нуклонов ядра мишени, что является характерным признаком двухпартонного взаимодействия. В данном случае величина α определяется следующей формулой:

$$\alpha_2(p_T) \approx 2\alpha_1(p_T) - 2/3, \quad (11)$$

где α_1 – показатель степени, получаемый при описании дифференциальных сечений инклюзивного образования адронов данного сорта.

Экспериментальные данные показывают, что протоны в жестких соударениях образуются с большими сечениями, чем мезоны. Этот факт можно объяснить тем, что протон образуется не только в результате фрагментации кварка (дикварка), а также благодаря рассеянию системы трех валентных кварков, находящихся в конфигурации малого размера $\sim 1/p_T$ (сжатое состояние). Отношение данного сечения к неупругому сечению порядка m_π^2/p_T^2 . Исходя из этого, протоны заметно слабее поглощаются внутри ядра, чем мезоны.

Для исследования образования некомпланарных пар адронов в протон-ядерных взаимодействиях были проведены дополнительные измерения [8] на четырех ядерных мишенях из *Be*, *Al*, *Cu* и *Pb* при двух значениях магнитного поля (максимальном поле и 0,5 от максимального поля). Изменение магнитного поля позволило расширить диапазон поперечных импульсов исследуемых пар частиц при одинаковых разностях азимутальных углов. Помимо этого, был увеличен телесный угол плеч установки за счет использования в триггере двух калориметров с порогом регистрации адронов равным 5 ГэВ.

После реконструкции кинематических параметров частиц, выполненной по стандартной процедуре, были отобраны пары частиц с одинаковыми знаками заряда, имеющие абсолютную разность поперечных импульсов $\Delta p_T < 0,3$ ГэВ/с и продольный импульс $p_L < 0,3$ ГэВ/с в системе центра масс сталкивающихся нуклонов. Параметры отбора событий по Δp_T и p_L были точно такими же, как и при анализе компланарных пар адронов в предыдущем эксперименте. Это было сделано для того, чтобы провести сравнение величин α для обоих процессов. Процедура вычитания фонов была также стандартной. Точность определения величины ϕ в данных измерениях составляла 3° .

На рис. 12 показано распределение α (*Be-Al*) для некомпланарных пар адронов (абсолютная разность азимутальных углов частиц ϕ от 95° до 125°) с отрицательными зарядами $h\bar{h}$ в зависимости от суммы поперечных импульсов. Показатель α растет с увеличением поперечных импульсов и выходит на плато при $\Sigma p_T > 2,3$ ГэВ/с. Такое же поведение α наблюдается и для других пар ядер (*Be-Cu* и *Be-Pb*). Зависимости показателя степени α от абсолютной разности азимутальных углов для трех пар ядер (*Be-Al*, *Be-Cu* и *Be-Pb*) при $\Sigma p_T > 2,3$ ГэВ/с показаны на рис. 13 (пары адронов с отрицательными зарядами) и рис. 14

(пары адронов с положительными зарядами). Пары с отрицательными зарядами в исследуемой области поперечных импульсов состоят в основном из мезонов (примесь антипротонов менее 5%). Пары с положительными зарядами состоят на $\approx 50\%$ из мезон-протонных и протон-протонных пар. Различие в поведении α для h^-h^- и h^+h^+ можно объяснить тем, что протоны образуются не только в результате фрагментации кварка (дикварка), но и благодаря рассеянию сжатой конфигурации трех валентных кварков.

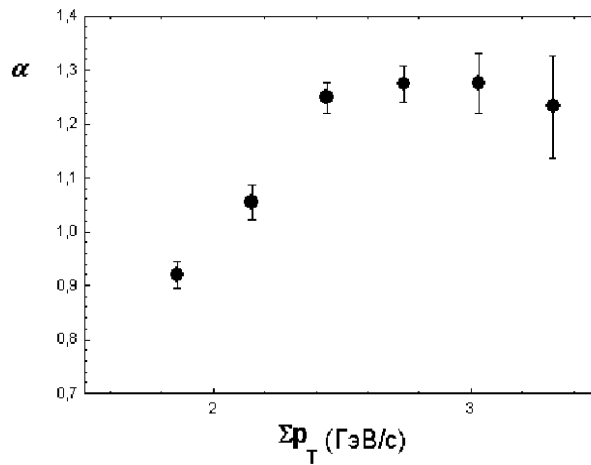


Рис. 12. Зависимость величины α ($Be-Al$) для образования пары адронов h^-h^- от Σp_T .

Поведение α_2 для некопланарных и копланарных пар адронов с $\Sigma p_T < 3,5$ ГэВ/с сильно отличается. Величина $\alpha_2 \approx 0,9$ для копланарных пар адронов с отрицательными зарядами и около 1 с положительными зарядами для всех комбинаций ядер. Образование таких пар связано в основном с однопартонным взаимодействием. Показатель $\alpha_1(p_T)$ для одиночных частиц был измерен ранее. Величина α_1 образования мезонов ≈ 1 для легких ядер (C, Al) и 0,9 для тяжелых ядер (Pb) при p_T от 1 до 2 ГэВ/с. Для протонов α_1 на 10% больше, чем для мезонов. На основе этих данных можно получить оценку величин α_2 исходя из предсказания теоретической модели для двухпартонного взаимодействия.

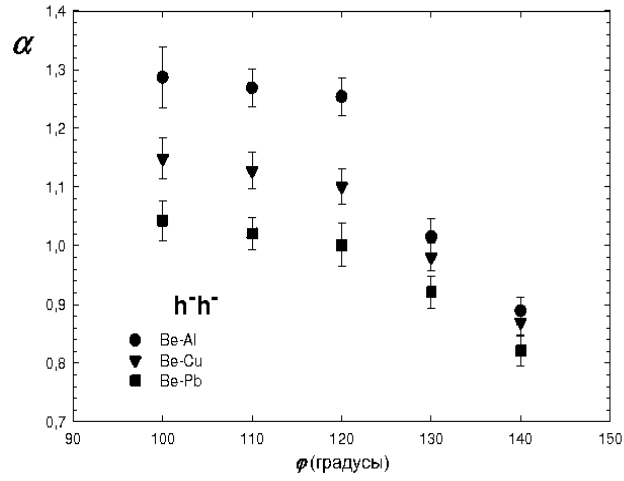


Рис. 13. Зависимость величины α для образования пары адронов h^-h^- с $\Sigma p_T \geq 2,2$ ГэВ/с для разных пар ядер от угла разлета φ .

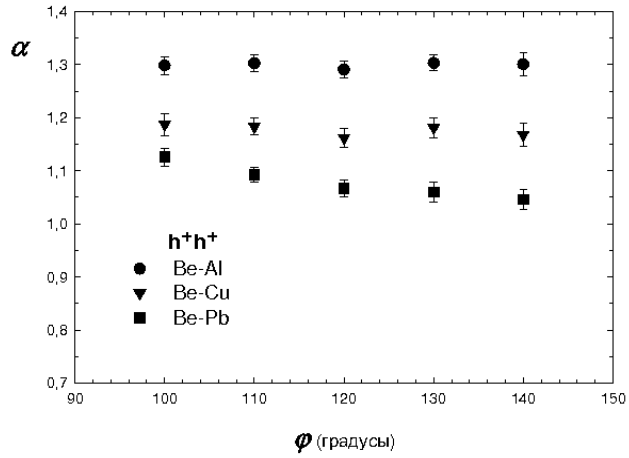


Рис. 14. Зависимость величины α для образования пары адронов h^+h^+ с $\Sigma p_T \geq 2,2$ ГэВ/с для разных пар ядер от угла разлета φ .

В табл. 3 представлены величины α_2 для некопланарных и компланарных пар адронов, а также теоретическая оценка для многопартонного взаимодействия. Экспериментальные значения α_2 для некопланарных пар усреднены в интервале абсолютной разности азимутальных углов φ от 95° до 125° . Исходя из этих данных, можно сделать вывод, что образование на ядрах значительной части некопланарных пар адронов с большими поперечными импульсами происходит в результате двухпартонного взаимодействия.

Таблица 3.

Реакция	Некопланарные пары	Компланарные пары	Двухпартонное взаимодействие
Be-Al (h^-h^-)	1,260±0,020	0,90±0,04	1,33
Be-Pb (h^-h^-)	1,022±0,019	0,90±0,04	1,13
Be-Al (h^+h^+)	1,297±0,010	1,00±0,03	1,43
Be-Pb (h^+h^+)	1,093±0,009	1,00±0,03	1,23

В **заключении** сформулированы результаты и выводы диссертационной работы.

Список литературы

1. В.В.Абрамов, Б.Ю.Балдин, А.Ф.Бузулуцков, А.А.Волков, В.Ю.Глебов, П.И.Гончаров, А.Н.Гуржиев, А.С.Дышкант, В.Н.Евдокимов, А.О.Ефимов, Ю.П.Корнеев, А.Н.Криницин, В.И.Крышкин, М.И.Мутафян, В.М.Подставков, А.И.Ронжин, Р.М.Суляев, Л.К.Турчанович. Двухплечевой магнитный спектрометр для исследования жестких взаимодействий на серпуховском ускорителе. ПТЭ 6, 75 (1992).
2. В.В.Абрамов, Б.Ю.Балдин, В.Г.Васильченко, А.А.Волков, А.О.Ефимов, Ю.П.Корнеев, В.И.Крышкин, А.И.Ронжин, В.И.Рыкалин, Р.М.Суляев. Характеристики усовершенствованного варианта СКОЧ и методика обработки экспериментальной информации. Препринт ИФВЭ 86-148. Серпухов (1986).
3. Б.Ю.Балдин, А.А.Волков, В.Ю.Глебов, В.Н.Евдокимов, М.С.Ильевский. Устройство быстрого отбора на базе параллельных таблиц решений для работы в условиях повышенной множественности регистрируемых событий. ПТЭ 1, 91 (1992).

4. А.А.Волков, А.В.Кострицкий, В.В.Абрамов, Б.Ю.Балдин, А.Ф.Бузулуцков, В.Ю.Глебов, П.И.Гончаров, А.Н.Гуржиев, А.С.Дышкант, В.Н.Евдокимов, А.О.Ефимов, Ю.П.Корнеев, А.Н.Криницин, В.И.Крышкин, Ю.М.Мельник, В.М.Подставков, А.И.Ронжин, Р.М.Суляев, Л.К.Турчанович, В.В.Чураков, А.Е.Якутин. Угловое распределение партон-партонного рассеяния, полученное из образования адронных пар в pp -столкновениях при $\sqrt{s} = 11.5$ ГэВ. Письма в ЖЭТФ 55, 610 (1992).
5. А.А.Волков, А.В.Кострицкий, В.В.Абрамов, А.Ф.Бузулуцков, П.И.Гончаров, А.Н.Гуржиев, А.С.Дышкант, В.Н.Евдокимов, А.О.Ефимов, Ю.П.Корнеев, А.Н.Криницин, В.И.Крышкин, В.М.Подставков, А.И.Ронжин, Р.М.Суляев, Л.К.Турчанович. Угловая зависимость образования симметричных адронных пар в πp -столкновениях при энергии 40 ГэВ. Письма в ЖЭТФ 58, 488 (1993).
6. В.В.Абрамов, Б.Ю.Балдин, А.Ф.Бузулуцков, В.Г.Васильченко, А.А.Волков, В.Ю.Глебов, А.С.Дышкант, В.Н.Евдокимов, А.О.Ефимов, В.В.Змушко, А.Н.Криницин, В.И.Крышкин, М.И.Мутафян, В.М.Подставков, А.И.Ронжин, Р.М.Суляев, Л.К.Турчанович. Образование дейтронов и антидейтронов с большими p_T в pp - и pA -соударениях при энергии 70 ГэВ. ЯФ 45, 1362 (1987).
7. V.V.Abramov, B.Yu.Baldin, A.F.Buzulutskov, A.S.Dyshkant, A.O.Efimov, V.N.Evdokimov, A.N.Gurzhev, A.N.Krinityn, V.I.Kryshkin, V.M.Podstavkov, A.I.Ronjin, R.M.Sulyaev, L.K.Turchanovich, A.A.Volkov, V.V.Zmushko. High momentum transfer hadron pair production in proton-nuclear collisions at 70 GeV. Препринт ИФВЭ 90-103, Серпухов (1990). A.A.Volkov, PANIC XII, Proc. 12th Internat. Conf. on Particles and Nuclei, Cambridge, 11(1990).
8. В.В.Абрамов, А.А.Волков, П.И.Гончаров, А.В.Кораблев, Ю.П.Корнеев, А.В.Кострицкий, А.Н.Криницин, В.И.Крышкин, А.А.Марков, В.В.Талов, Л.К.Турчанович. Наблюдение многопартонных взаимодействий в pA -соударениях при энергии 70 ГэВ. ЯФ 69, 1 (2006)

Рукопись поступила 12 октября 2006 г.

А.А. Волков

Образование частиц с большими поперечными импульсами в адрон-адронных и адрон-ядерных взаимодействиях.

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы Word.

Редактор Л.Ф. Васильева.

Подписано к печати 13.10.2006. Формат 60x84/16. Офсетная печать.
Печ.л. 1,86. Уч.-изд.л. 2,1. Тираж 100. Заказ 92. Индекс 3649.

ГНЦ РФ Институт физики высоких энергий
142281, Протвино Московской обл.

Индекс 3649

АВТОРЕФЕРАТ 2006–19, ИФВЭ, 2006
