

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

1-2002-232

На правах рукописи
УДК 539.12

БЕЛЯКОВ
Виктор Александрович

**ОПТИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ 2 М ПРОПАНОВОЙ КАМЕРЫ
И СВОЙСТВА МНОЖЕСТВЕННОГО ОБРАЗОВАНИЯ
ЧАСТИЦ В РС- И СС-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
ПРИ 4,2 ГэВ/с НА НУКЛОН**

Специальность: 01.04.01 — приборы и методы
экспериментальной физики

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Дубна 2002

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель :

доктор физико-математических наук
старший научный сотрудник

Амелин
Николай Сергеевич

Официальные оппоненты :

доктор физико-математических наук
старший научный сотрудник

Кураев
Эдуард Алексеевич

доктор технических наук
профессор

Омельяненко
Михаил Николаевич

Ведущее научно - исследовательское учреждение :

Научно - исследовательский институт ядерной
физики им. Д.В.Скобелъца МГУ им. М.В.Ломоносова (Москва)

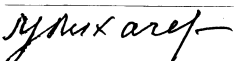
Защита диссертации состоится " ____ " _____ 2002 года
в " ____ " час на заседании диссертационного Совета Д-720.001.02 в Объединенном институте ядерных исследований, г.Дубна Московской области, Лаборатория высоких энергий ОИЯИ, конференц – зал.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЛВЭ ОИЯИ.

Автореферат разослан " ____ " _____ 2002 года.

Ученый секретарь
диссертационного совета

профессор

 / М.Ф. Лихачев /

Общая характеристика работы

Актуальность проблемы

В 1970 году в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ академиком А.М.Балдиным была разработана большая программа исследований с релятивистскими ядрами, сформулированы новые теоретические положения, относящиеся к структуре ядра, и позволившие по новому рассматривать ядро на более глубоком кварковом уровне по сравнению с нуклонной моделью ядра.

Для проведения исследований в предложенном новом направлении нужно было использовать ядерные пучки от ускорителей и приборы (детекторы) с ядерными мишенями.

Одним из таких приборов в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ является 2 м пропановая пузырьковая камера. Ее наполнение – пропан с составом C_3H_8 . Один из интересных экспериментов был связан с облучением камеры ядрами углерода с импульсом 4,2 ГэВ/с на нуклон с целью изучения реакции углерод+углерод.

Одной из первых задач для камеры было нахождение оптических параметров с целью определения координат точек на треках элементарных частиц. Затем вычисление импульсов и углов для этих частиц. Так как величины оптических параметров являются базовыми, то они должны вычисляться с повышенной точностью.

Из физических распределений, описывающих акты сильного взаимодействия с участием ядер, надо удалять частицы-спектаторы, непосредственно не принявшие участия в этих актах. Это можно сделать, только подробно изучив характеристики частиц-спектаторов и их отличия от протонов-участников сильного взаимодействия.

После проведения таких процедур и, введя методические поправки, можно считать, что физические распределения по разным кинематическим переменным достаточно близки к истинным физическим распределениям. Так как экспериментальная информация об изучаемых взаимодействиях нуклонов и ядер с ядрами стала надежной, то ее можно использовать для выяснения механизмов образования частиц в изучаемой нами области физики высоких энергий. Эту информацию можно также использовать и для проверки правильности предсказаний различных теоретических моделей, в частности, модели кварк-глюонных струн. Особенность этой модели в том, что она претендует на универсальность, т.е. на описание взаимодействий адрон + адрон, адрон + ядро, ядро + ядро от промежуточных энергий до высоких. Такие модели должны проверяться при не-

скольких значениях энергии налетающих частиц и с разными мишенями (нуклоны, ядра).

Цель работы :

а) Разработка и создание нового программного обеспечения для подготовки измерений реперных крестов к расчетам, создание рабочего варианта программы по определению оптических параметров 2 м пропановой пузырьковой камеры, получение надежных величин оптических параметров.

б) Проведение теоретических расчетов и получение опытных данных по характеристикам частиц-спектаторов в ядерных взаимодействиях. Используя эти расчеты и опытные данные, существенно улучшить методику "очистки" физических распределений от частиц-спектаторов, которые не принимали участия в актах сильного взаимодействия с участием ядер.

в) Используя введенные методические поправки к заряженным частицам и "очистив" распределения от частиц-спектаторов, изучить механизмы образования частиц в столкновениях частиц и ядер с ядрами, проверить пригодность и предсказания модели кварк-глюонных струн к описанию взаимодействий частиц и ядер при импульсе 4,2 ГэВ/с на нуклон.

Новизна работы состоит в разработке и создании нового программного обеспечения для подготовки измерений реперных крестов к расчетам, в разработке и создании рабочих вариантов программ по определению оптических параметров 2 м пропановой пузырьковой камеры в обычных и в нестандартных условиях фотографирования реперных крестов, в получении величин оптических параметров, на основе которых впоследствии было выполнено много физических работ.

Проведены теоретические расчеты общих характеристик испарительных нуклонов (спектаторов и стриппингов). Используя эти расчеты и анализ экспериментальных характеристик испарительных частиц, разработана новая более физическая методика "очистки" физических распределений от частиц, которые не принимали участия в сильных взаимодействиях с участием ядер.

Получены результаты углубленной проверки на количественном уровне пригодности и предсказаний кварк-глюонной модели при импульсе 4,2 ГэВ/с на нуклон для РС взаимодействий.

Научная ценность работы. С помощью разработки и создания новых программ вычисления оптических параметров определены их величины с уточненными ошибками. Найденные оптические параметры послужили одной из основ для выполнения экспериментальных работ в Международной коллаборации на основе снимков с 2 м пропановой пузырьковой камеры и отдельных работ в ОИЯИ и в странах - участницах ОИЯИ в период с 1972 года по 2001 год.

С помощью новой методики по очистке физических распределений от частиц-спектаторов и частиц-стриппингов удастся эффективно снизить вклад этих частиц в физических распределениях и резко уменьшить имевшиеся при очистке

потери протонов, принявших участие в сильных взаимодействиях с участием ядер.

После тщательной проверки предсказаний кварк-глюонной модели при 4,2 ГэВ/с подтверждена близость формы физических распределений событий от модели и из опыта. Этот результат важен для дальнейшего применения этой модели в различных областях энергии.

Практическая ценность работы. Результаты, полученные в данной работе, нашли применение при обработке экспериментальной информации по ядерным взаимодействиям, могут быть использованы при планировании новых экспериментов на ускорителях больших энергий с участием ядер, при использовании предсказаний модели кварк-глюонных струн в области промежуточных и высоких энергий.

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались на семинарах в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ, на рабочих Совещаниях Международной коллаборации (в Дубне, в Праге, 1988 год), на XIII Всероссийской научно-технической конференции (в Москве, 2001 год).

Публикации. Основное содержание работы опубликовано в 8 Сообщениях ОИЯИ, 2 Депонированных сообщениях ОИЯИ, журнале "Измерительная техника".

Объем диссертации. Текст состоит из Введения, 5 глав, Заключения и двух Приложений. Диссертация содержит 140 страниц, включая 10 таблиц и 41 рисунок. Список литературы насчитывает 59 наименований.

Автор защищает :

1. а) Разработку и создание нового программного обеспечения по подготовке измерений реперных крестов к расчетам ;
б) создание рабочих вариантов программ для определения оптических параметров 2 м пропановой пузырьковой камеры;
в) получение величин оптических параметров и их ошибок.
2. а) Теоретические расчеты по определению физических характеристик протонов-спектаторов из ядра-мишени углерода ;
б) теоретическое и экспериментальное определение характеристик частиц-спектаторов из ядра-снаряда углерода;
в) новый более эффективный метод выделения частиц-спектаторов из физических распределений для процессов сильных взаимодействий в СС взаимодействиях при импульсе 4,2 ГэВ/с на нуклон.
3. Результаты подробной проверки на количественном уровне пригодности и предсказаний модели кварк - глюонных струн и сравнения их с экспериментальными данными для пионов и протонов в РС взаимодействиях при импульсе 4,2 ГэВ/с.

Содержание диссертации.

Во введении подчеркивается необходимость проведения методических работ после создания прибора для регистрации следов заряженных частиц. Сформулированы задачи в области решения методических вопросов, в число которых входит определение оптических параметров установки и выделение частиц - спектров из физических распределений.

Теоретически и экспериментально изучаются свойства испарительных частиц из ядер - мишени и ядер - снарядов при облучении пропановой камеры в пучке ядер углерода. Основываясь на характеристиках испарительных частиц, предложен новый способ их удаления из физических распределений.

Надежные экспериментальные данные из РС взаимодействий послужили базой для проверки предсказаний модели кварк - глюонных струн при импульсе 4,2 ГэВ/с.

В первой главе подробно излагаются вопросы разработки, создания и модернизации программного обеспечения для определения оптических параметров 2 м пропановой пузырьковой камеры и новый подход на основе измерений следов частиц на снимках рабочей пленки.

Описание первого варианта программы для определения оптических параметров опубликовано в /1/. Для нахождения оптических параметров используется процедура минимизации функционала,

$$F = \sum_{i=1}^n \left[\frac{f_i(a_k, x_{zi})}{\sigma(f_i)} \right]^2$$

где a_k – параметры, которые нужно определять,
 n – число реперных крестов,
 $k=1...m$ для числа параметров,
 x_{zi} – экспериментальные данные,
 $\sigma(f_i)$ - экспериментальная ошибка для f_i .

Число степеней свободы определяется как

$$p = n - m$$

и $\chi^2 = \min(F)$.

Для определения оптических параметров используется набор из трех систем крестов. Лентопротяжные механизмы ставятся на стекла, на которых имеется по 6 крестов (их назвали "прижимные"). На нижней стороне двух толстых камерных стекол находится по 25 крестов ("камерные"). На дне камеры нанесено по 12 крестов в каждой половине камеры и 7 крестов посередине ("донные").

В работе оптической программы последовательно подвергаются минимизации четыре функционала для определения :

- а) Координат оптических осей на прижимных стеклах XFO, YFO.
- б) Найденные величины XFO, YFO в качестве констант входят во второй функционал для определения координат оптических осей на камерном стекле XSO, YSO.

- в) Найденные величины XSO, YSO входят как константы в третий функционал для определения масштаба съёмки крестов на ка - мерном стекле : коэффициенты M_0, α_1, α_2 .
- г) Полученные значения масштабных коэффициентов используются в четвертом функционале для определения коэффициентов из - менения масштаба по глубине камеры : N_0, β_1, β_2 .

В первом варианте программы для функционалов в (а) и (г) в качестве экспериментальной ошибки подставлялось $\sigma(f_i) = 1$. Для функционалов в (б) и (в) выражения для $\sigma(f_i)$ не содержали ошибки величин XFO, YFO для (б) и XSO, YSO для (в). Для рабочего варианта программы были вновь выведены выражения для $\sigma(f_i)$ с учетом всех величин и их ошибок для всех четырех функционалов /2/. Таким образом было обеспечено получение значения χ^2 при минимизации функционалов и правильных величин оптических параметров и их ошибок.

В первом варианте программы не контролировалось качество измерений реперных крестов. С помощью двух программ, специально написанных для ЭВМ, был проведен поиск погрешностей в измерениях крестов на фотопластинках.

При проверке качества измерений действительно был выявлен ряд описок, сбоев измерительной аппаратуры. Теперь на входе оптической программы будет находиться экспериментальный материал, очищенный от грубых ошибок.

В первом варианте программы были исправлены несколько операторов (команд) для правильной выдачи вычисленных переменных, для усреднения величин, введены новые команды для вычисления недостающих ошибок и др.

С помощью измерения семи крестов, которые были видны объективами 1,2 из первой половины и 5,6 из второй половины камеры, были получены необходимые параметры для "сшивания" треков из обеих половинок камеры.

Полученные величины оптических параметров лучше всего проверять на эталонах в объеме камеры. К таким эталонам можно отнести реперные кресты на нижней поверхности камерного стекла и кресты на дне камеры.

Вычисление координат реперных крестов с помощью найденных в этой же программе оптических параметров показали следующие результаты для средних разностей вычисленных и истинных значений координат /3/ :

камерные кресты : по оси X 20 ± 33 мкм,
 по оси Y 33 ± 39 мкм,
 по оси Z 79 ± 197 мкм,
 донные кресты : по оси Z 35 ± 240 мкм.

Точность определения координат точек на следе заряженной частицы внутри объема камеры при измерении их разными лаборантами показали /4/ :

на следах отрицательных пи - мезонов
 $\sigma(x) = 78$ мкм, $\sigma(y) = 280$ мкм, $\sigma(z) = 430$ мкм,
 на следах электронов и позитронов
 $\sigma(x) = 98$ мкм, $\sigma(y) = 260$ мкм, $\sigma(z) = 500$ мкм.

Реперные кресты были нанесены в объеме камеры с точностью около 35 мкм. Величины вычисленных координат реперных крестов хорошо согласуются с точностью их нанесения.

Точность вычисления координат точек на следах частиц в объеме камеры оценивалась по вычислению радиуса ложной кривизны, ошибкам в определении импульсов и углов.

При выключенном магнитном поле в установке на отобранных следах пучковых дейтронов с импульсом 7 ГэВ/с определялся радиус ложной кривизны. Его значение оказалось равным $R = 1,942 \pm 1,120 \text{ км} / 3$, что является достаточно большой величиной.

Следы вторичных частиц из взаимодействий в камере в среднем имеют длину больше 20 см. Для заряженных пионов средняя относительная ошибка в определении импульса составила $9,7 \pm 0,1 \%$. Для точностей по углам имели :

$$\begin{aligned} \text{средняя ошибка } \langle \text{tg}\alpha \rangle &= 0,0061 \pm 0,0001 \text{ рад (по глубине),} \\ \langle \beta \rangle &= 0,0037 \pm 0,0001 \text{ рад (по азимуту).} \end{aligned}$$

При облучении камеры пучками выведенных протонов и ядер из синхрофазотрона ОИЯИ с импульсом 4,2 ГэВ/с на нуклон измерения в камере дали следующие результаты /5/ :

$$\begin{aligned} \text{пучковые протоны} & 4,18 \pm 0,02 \text{ ГэВ/с,} \\ \text{пучковые ядра d, He, C} & 4,20 \pm 0,05 \text{ ГэВ/с на нуклон.} \end{aligned}$$

Таким образом, имеем хорошее согласие вычисленных величин импульсов первичных частиц и данных от ускорителя и электронной аппаратуры по настройке канала выводимых частиц.

Последний раз при определении оптических параметров камеры из-за отсутствия фотопластин пришлось разработать другой способ на основе снимков рабочей фотопленки /6/. Изменились условия измерения реперных крестов. Вместо наполнения камеры водой перешли на холодный жидкий пропан, изменилась схема расположения донных крестов. Указанные выше отличия и необходимость учета нового количества крестов на дне камеры потребовали существенной переделки программ для вычисления оптических параметров.

Разная высота крепления нижних пластин с крестами (на 2 мм) и разная толщина толстых камерных стекол (на 2 мм) усложнили задачу нахождения оптических параметров.

Разница в толщине камерных стекол $d = 2 \text{ мм}$ приводит к дополнительному смещению изображения точек трека на фотопластинке:

$$\begin{aligned} & \text{на } 17 \text{ мкм (средний случай),} \\ & \text{на } 29 \text{ мкм (худший случай).} \end{aligned}$$

Эти сдвиги превышают ошибку измерения на снимке, равную 10 мкм. Из этого факта следует :

- 1) усреднять измерения по 6 объективам не нужно,
- 2) для каждой половины камеры надо иметь свой набор оптических параметров и два набора программы ГЕОФИТ (вычисление кинематических характеристик частиц).

В расчетах на ЭВМ было использовано четыре хороших измерения крестов. Они были обчислены по полной программе получения оптических параметров.

Для проверки качества оптических параметров были вычислены пространственные координаты камерных и донных крестов. Для координаты Z мы заранее имели информацию :

- на нижней поверхности камерного стекла $Z = 0$,
- на донной поверхности величины Z должны быть равны заранее введенным $Z_{\text{экс}}$.

Для камерных крестов вычисленные величины Z оказались правильными. У донных крестов для объективов 1,2 тоже. Расхождение пришлось на координаты, полученные с помощью объективов 1,3 и 2,3. Было выяснено, что объединение в один функционал данных с двух пластин (разница их высот 2 мм) приводит к неправильным результатам. Математическую обработку с обеих пластин следовало разделить.

Такая процедура была проведена. Если для пары объективов 1,2 число крестов разделилось на 14 и 13, то для пар 1,3 и 2,3 число крестов на каждой пластине стало по 6 при 6 параметрах. Пришлось уменьшить число параметров (отбросив члены с r^4) :

$$N_L = N_{0L} + \beta_{1L}r^2 + \beta_{2L}r^4 \rightarrow N_L = N_{0L} + \beta_{1L}r^2,$$
$$N_R = N_{0R} + \beta_{1R}r^2 + \beta_{2R}r^4 \rightarrow N_R = N_{0R} + \beta_{1R}r^2.$$

Результаты минимизации оказались успешными. Для обеих пластин с донными крестами и для пар объективов 1,2 имеем хорошее ($\Delta Z \leq 0,5$ мм), а для некоторых крестов и полное совпадение экспериментально измеренных и вычисленных значений величин Z .

Проверка (имитация ГЕОФИТа) показала, что полное совпадение $Z_{\text{рас}}$ и $Z_{\text{экс}}$ имеется для крестов у пар объективов 1,2, хуже для 1,3 и плохое согласие для 2,3.

Таким образом, можно отметить, что только измерения от пары объективов 1,2 обеспечивают надежную реконструкцию координат Z точек на треках во всем объеме камеры. Для координат X и Y никаких ограничений от номера объектива не имеется.

Точности при определении координат точек в объеме камеры по оптическим параметрам с помощью рабочих снимков оказались следующие :

- на дне камеры точности определения координаты Z составили 500 - 700 мкм и по краям камеры до 900 мкм,
- по ширине камеры (ось X) 100 - 150 мкм (верхняя часть камеры) и 700 - 800 мкм (нижняя часть камеры),
- по длине камеры (ось Y) 100 - 150 мкм (верхняя часть камеры) и 600 - 700 мкм (нижняя часть камеры).

Результаты вычислений величин оптических параметров камеры в разных сеансах с 1971 года по 1987 год приведены в работе /7/. Из сравнения данных следует, что в пределах приведенных ошибок величины оптических параметров согласуются независимо от времени их определения. Это указывает на устойчивость и надежность механической и оптической систем камеры в процессе сборки и сборки камеры и на правильность математического аппарата вычисления оптических параметров.

Во второй главе проводится расчет импульсных характеристик нуклонов - спектаторов из возбужденного ядра - мишени углерода.

Получаемые экспериментальные распределения с участием ядер являются суммой спектров частиц-спектаторов и частиц-участников сильного взаимодействия. Очистка распределений от частиц-спектаторов помогает получать правильные результаты для процессов множественного образования частиц.

Расчет спектра испарительных протонов проведен на примере С С взаимодействий при импульсе 4,2 А ГэВ/с /8/, что соответствует изучаемым нами реакциям. Была использована формула /9/ :

$$W(E_i) = \frac{E_i - V}{t^2} \exp \left[-\frac{E_i - V}{t} \right]$$

где E_i – кинетическая энергия испарительного протона,
 V – эффективная величина кулоновского барьера ядра,
 t – температура ядра.

Для расчета энергии возбуждения легкого ядра - мишени (конкретно, ядро углерода) была использована информация из работ /9,10,11/. Получены оценки

$$U = 103,8 \pm 1,7 \text{ МэВ/с}$$

для реакции С С при импульсе 4,2 ГэВ/с на нуклон.

Исходя из полученной величины U для ядра углерода, вычислим

$$t = 6,16 \text{ МэВ}$$

$$V = 2,76 \text{ МэВ.}$$

Испускаемые частицы уносят с собой часть энергии возбуждения ядра, вызывая его "охлаждение".

Допуская, что вместе с одним протоном испускается и один нейтрон, получаем, что после третьей пары протон + нейтрон энергия возбуждения вся будет исчерпана.

Усредненный спектр импульсов испарительных нуклонов, учитывая охлаждение ядра, приведен на рисунке 1 и 2 в системе прибора. Из величин $E_{кин}(p)$ и $P(p)$ вычтена величина $V_{кул}$ (распределение по кинетической энергии – рис. 1 и по импульсу – рис. 2).

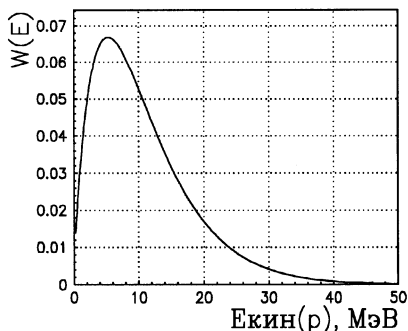


Рис. 1.

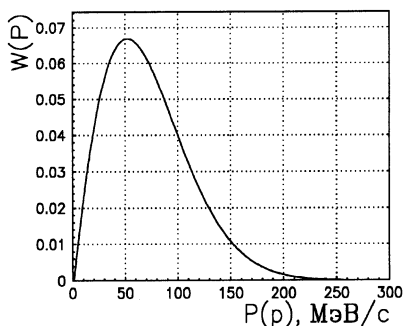


Рис. 2.

Расчеты показали, что в области меньше 140 МэВ/с находится около 94 % испарительных нуклонов, от 140 до 170 МэВ/с – около 4% и от 170 до 240 МэВ/с – 2 % испарительных нуклонов ядра - мишени углерода.

Так как в пропановой пузырьковой камере протоны с импульсом меньше 150 МэВ/с не видны (из-за очень малого пробега в камере), то в камере практически мы не видим следов испарительных протонов из ядра-мишени углерода.

В третьей главе приведен расчет зависимости угол - импульс для протонно-спектаторов из ядра-снаряда углерода /12/. Если акт сильного взаимодействия произойдет в рамках периферического взаимодействия, то он будет сопровождаться процессом испарения нуклонов из этого ядра. Для конкретной реакции С С при импульсе 4,2 ГэВ/с на нуклон согласно экспериментальным оценкам характерно небольшое возбуждение порядка 100 МэВ на все ядро углерода.

В системе регистрирующего прибора заряженные испарительные частицы из ядра-снаряда оставят следы в узком конусе вперед вокруг направления пучка. Частицы испарения от ядра-снаряда в лабораторной системе измеряются практически все. Это дает возможность анализа в эксперименте их импульсного распределения, что соответствует в системе ядра-снаряда анализу распределения, начиная примерно с 20 - 40 МэВ/с.

Кинематические характеристики испарительных частиц были переведены в систему, в которой ядро углерода движется с импульсом 4,2 ГэВ/с на нуклон. График зависимости угла Θ от величины импульса Р для испарительных нуклонов ядра - снаряда приведен на рисунке 3.

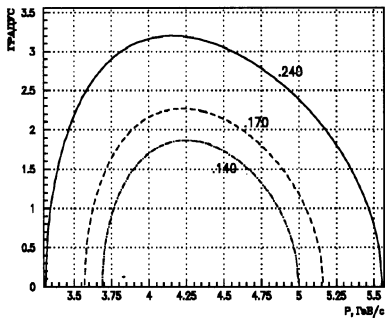


Рис. 3.

3,6 – 5,2 ГэВ/с и иметь угловое распределение меньше 2,3 градуса относительно направления пучка.

В четвертой главе приводятся результаты по экспериментальному исследованию частиц - спектаторов во взаимодействиях ядер углерода в пропановой пузырьковой камере при импульсе 4,2 ГэВ/с на нуклон. Ранее при анализе экспериментальной информации зависимость импульс - угол не использовалась. После накопления большого количества экспериментального материала Международной пропановой коллаборацией появилась возможность более под-

Найденные зависимости угла Θ от импульса Р позволяют определить граничные кривые в лабораторной системе при различных величинах импульса испарительных нуклонов в системе покоя ядра-снаряда углерода.

Если ограничиться импульсом испарительных нуклонов величиной 170 МэВ/с в системе покоя ядра-снаряда, то практически все импульсы нуклонов испарения от ядра-снаряда углерода в лабораторной системе будут ограничены областью

робно изучить состав и характеристики частиц-спектаторов /13/ и уточнить критерии для их выделения из физических распределений.

Полученные результаты дают возможность улучшить критерии для сохранения частиц - участников в ядерных взаимодействиях с минимальными потерями.

Для анализа были использованы ядерные взаимодействия, полученные при двух облучениях пропановой камеры : пучком протонов (14 тысяч взаимодействий) и ядрами углерода (38 тысяч взаимодействий).

Точность измерения импульса вторичных частиц была в среднем 12 % и углов 0,5 градуса. Все отрицательно заряженные частицы считались π^- - мезонами, положительно заряженные частицы с импульсом больше 1,0 ГэВ/с считались протонами (примесь π^+ - мезонов среди них составляет около 16 %).

Для выявления частиц-спектаторов воспользуемся величиной $1/P$ (она пропорциональна кривизне трека), а результат приведем на рисунке 4.

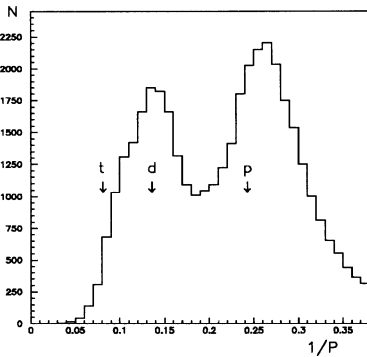


Рис. 4

Для углов $0 - 0,5^\circ$ для p, d, t -спектаторов были получены величины их средних значений $1/P$ и дисперсии:

для p среднее $x = 0,236$, $\sigma = 0,036$,

для d среднее $x = 0,122$, $\sigma = 0,019$,

для t среднее $x = 0,077$, $\sigma = 0,010$.

Взаимные примеси спектаторов исследовались внутри интервалов от $(x - 3\sigma)$ до $(x + 3\sigma)$ для каждого вида спектатора. После вычитания примесей были получены числа ядер p, d, t в разных угловых интервалах для взаимодействия углерод + пропан при импульсе 4,2 ГэВ/с на нуклон. Результаты приведены в таблице 1.

Таблица 1

угол	0-0,5	0,5-1	1-1,5	1,5-2	2-2,5	2,5-3	3-3,5	3,5-4
p	151	331	368	293	260	214	165	192
d	130	273	204	141	95	66	35	29
t	23	45	26	9	2	0	0	0

Углы приводятся в градусах.

На рисунке 5 приведено угловое распределение p , d , t в лабораторной системе после вычитания примесей.

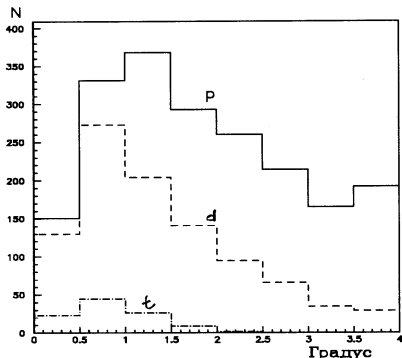


Рис. 5.

Начиная с импульса $P^* \geq 0,11$ ГэВ/с в системе покоя частицы - снаряда (с шагом 0,10 ГэВ/с по нарастанию импульса) было проведено вычитание протон + пропан событий из числа углерод + пропан событий. После каждого вычитания проверялось угловое распределение оставшихся протонов на изотропию углового распределения с помощью χ^2 - критерия и коэффициента асимметрии. Так как изотропия углового распределения серьезно нарушается после $P^* \geq 0,15$ ГэВ/с, то за граничное значение импульса протона - спектатора (в системе покоя налетающего ядра углерода) было выбрано значение 0,15 ГэВ/с.

Из симметрии углерод + углерод взаимодействий следует, что протоны "испарений" из возбужденного ядра - мишени углерода также должны иметь граничное значение импульса, равное 0,15 ГэВ/с. Так как в эксперименте в пропановой камере протоны не видны как раз до импульса 0,15 ГэВ/с (из-за их небольшого пробега в жидком пропане), то практически испарительных протонов в лабораторной системе мы не видим.

Для определения граничных значений величин импульсов дейтерия и трития, у которых в системе покоя ядра - снаряда углерода имеются изотропные угловые распределения, была применена процедура аналогичная для протонов - спектаторов (но без вычитания событий протон + пропан). В итоге было получено :

$$\begin{aligned} \text{для ядер дейтерия - спектаторов} & P^* = 0,16 \text{ ГэВ/с,} \\ \text{для ядер трития - спектаторов} & P^* = 0,18 \text{ ГэВ/с.} \end{aligned}$$

На рисунке 6 приведено распределение по импульсу спектаторов p , d , t в системе покоя налетающего ядра углерода.

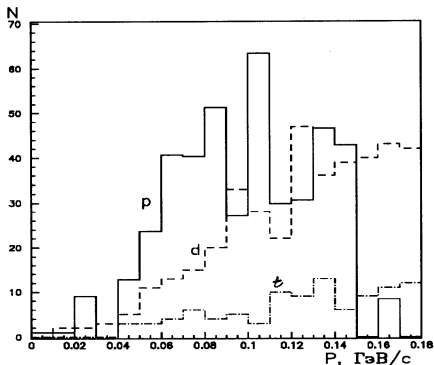


Рис. 6.

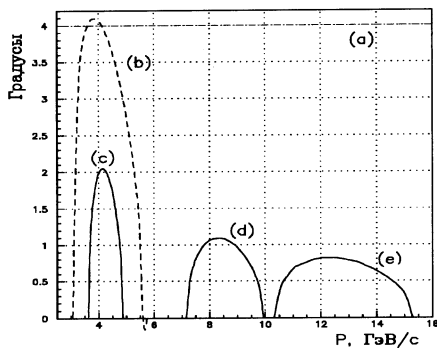


Рис. 7.

Расчетная зависимость импульс - угол для частиц-спектаторов показана на рисунке 7 для протонов кривыми (b) и (c), для дейтерия кривой (d), для трития кривой (e). Кривая (b) приведена для протона с импульсом $p^*(p) = 0,30$ ГэВ/с, кривая (c) для протона с импульсом $p^*(p) = 0,15$ ГэВ/с. Для очистки распределений от частиц-спектаторов вместо применявшихся ранее двух условий (импульс больше 3,0 ГэВ/с и угол меньше 4^0 в лабораторной системе) предлагается ввести один параметр, а именно, граничное значение импульса спектатора в системе покоя налетающего ядра углерода. В этой системе угловые распределения для спектаторов являются изотропными и поэтому условие на угол вводить не надо. При обсчете кривизны треков ядер дейтерия и трития приписывается масса покоя протона. Для ядер дейтерия по шкале протонов максимум для спектаторов будет при импульсе 8,4 ГэВ/с, для ядер трития при импульсе 12,6 ГэВ/с. Таким образом, для выделения протонов-спектаторов нужно перейти в систему покоя ядра-снаряда углерода при 4,2 ГэВ/с – задать импульс 0,15 ГэВ/с, для дейтерия при 8,4 ГэВ/с по шкале протонов – задать импульс 0,16 ГэВ/с, для трития при 12,6 ГэВ/с по шкале протонов – задать импульс 0,18 ГэВ/с. Все частицы, имеющие импульс меньше граничного, выбрасываются, а оставшиеся возвращаются в лабораторную систему для дальнейшей обработки.

В пятой главе приводятся результаты проверки предсказаний модели кварк-глюонных струн с помощью экспериментальных данных Р С взаимодействий при импульсе 4,2 ГэВ/с.

При изучении структуры нуклонов и ядер, механизмов взаимодействия элементарных частиц широко применяются различные теоретические модели. Механизмы, заложенные в моделях, дают возможность воспроизвести схему образования частиц и предсказать их характеристики.

При этом возникает задача тщательной проверки моделей по генерации искусственных событий. В Лаборатории высоких энергий ОИЯИ имеется большой набор экспериментальных данных. В частности, при импульсе

4,2 ГэВ/с накоплено около 80 тысяч обработанных событий в условиях 4π геометрии.

В главе излагаются основные положения модели кварк - глюонных струн (МКГС). Модель кварк - глюонных струн /14/ рассчитана на описание процессов взаимодействия адрон + адрон, адрон + ядро, ядро + ядро в широкой области энергий от промежуточных (область десяти ГэВ) до коллайдерных (ТэВ). Нами были использованы Р С взаимодействия при импульсе 4,2 ГэВ/с (8370 событий) для проверки предсказаний модели, сделанные для той же реакции.

Для частиц из событий эксперимента были введены поправки /15/ на частицы с короткими следами, на пропущенные частицы. Всем положительно заряженным частицам с импульсом больше 0,5 ГэВ/с были присвоены две вероятности. По одной вероятности частица считалась протоном, а с другой вероятностью бралась π^+ - мезоном.

70 % взаимодействий на углеродной мишени от ожидаемого их числа выделялось по пяти признакам однозначно. Оставшиеся события разделялись на мишень углерод или протон с помощью введения статистических весов.

По модели кварк-глюонных струн было рассчитано 15 тысяч событий разной множественности, представляющие взаимодействия протонов с ядром углерода при импульсе 4,2 ГэВ/с.

В работе /16/ сравнение опытных данных Р С взаимодействий при импульсе 4,2 ГэВ/с и предсказаний МКГС выполнены по максимальному числу имеющихся физических характеристик вторичных частиц. Особое внимание уделено сравнению двумерных распределений. Для количественной оценки сравнения двух распределений были использованы два критерия : непараметрический критерий Колмогорова и параметрический χ^2 - критерий.

Для сравнения опыта и модели использовано 14676 протонов, 5857 π^+ - мезонов и 3410 π^- - мезонов от Р С взаимодействий в пропановой камере. Среди событий по модели было 28882 протона, 8979 π^+ - мезонов и 5225 π^- - мезонов.

Сравнение по числу частиц в событии.

Данные о сравнении приведены в таблице 2.

Таблица 2

№ рисунка	График	χ^2 на одну степ. своб.
8	$n(\pi^+)/n(p)$	35
8	$n(\pi^-)/n(p)$	7,2
8	$n(\pi^+)/n(\pi^-)$	26,5

Вероятность совпадения распределений данных из опыта и из модели по критерию Колмогорова равна единице. Величина χ^2 - критерия на одну степень свободы приводится в последней колонке таблицы 2.

Зависимость образования π^+ - мезонов от числа протонов, π^- - мезонов от числа протонов и π^- - мезонов от числа π^- - мезонов приведены на рисунке 8.

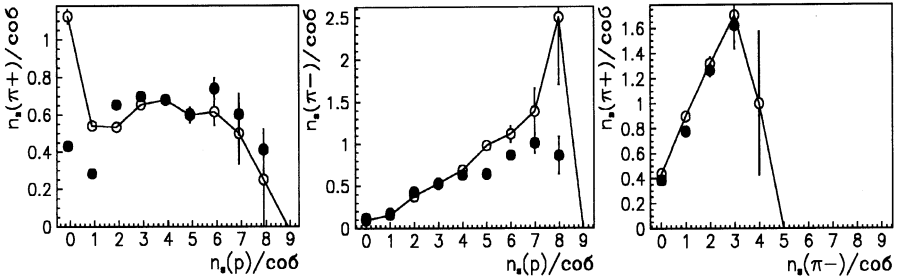


Рис. 8. ● РС 4,2 ○ МКГС

На этом рисунке видно качественное соответствие предсказаний модели и эксперимента по взаимному образованию пионов и протонов, а также π^+ - и π^- - мезонов.

Сравнение энергетических распределений.

Наряду с распределениями импульсов частиц (лабораторной система, система центра масс реакции) сравнение было сделано для распределений по полной быстройте и по переменной А.М.Балдина – четырехмерной скорости. (графики не приводятся). Другие характеристики приведены в таблице 3 и на рисунке 9.

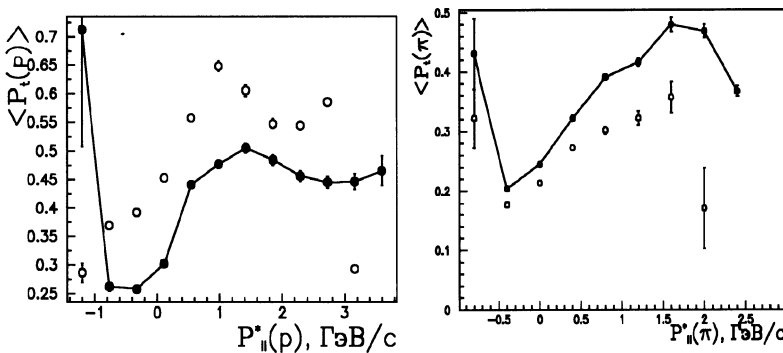


Рис. 9. ● РС 4,2 ○ МКГС

Таблица 3

№ рис.	График	χ^2 на одну степень свободы
9	$\langle p_i \rangle$ и $p_{ii}(p)$ с. ц. м.	274
9	$\langle p_i \rangle$ и $p_{ii}(\pi)$ с. ц. м.	242
10	⊙ глав. ось	28
11	$\langle p_i \rangle$ и $p_{ii}(p)$ глав. ось	76
11	$\langle p_i \rangle$ и $p_{ii}(\pi)$ глав. ось	73
	ξ и $\eta(p)$	47,9
	ξ и $\eta(\pi)$	3,6
	$\xi(p)$	87
	$\eta(p)$	17,5
	$\xi(\pi)$	10,8
	$\eta(\pi)$	3,1

Для распределений типа "чайки" в сцм реакции (двумерный график $\langle P_i \rangle$ – поперечный импульс и P_{ii}^* – продольная компонента импульса частицы) ожидался некий "провал" в сцм реакции вблизи значения $P_{ii}^* = 0$ из проведенных ранее экспериментов /17/ (рис. 9). Для протонов и пионов поведение экспериментальных данных можно трактовать как наличие "провала" (черные кружочки на обоих графиках).

Помочь прояснить ситуацию по поведению компонент импульса и возможному механизму образования частиц может переход в систему главной оси события /18/.

Для нахождения главной оси искали направление максимальной вытянутости события в импульсном пространстве с помощью переменной "сферисити" по формуле

$$S = \min \frac{3}{2} \frac{\sum_i (p_{ii})^2}{\sum_i (P_i)^2}$$

Переменная "сферисити" не зависит от механизма образования и распада резонансов. Зная направление максимальной вытянутости в каждом событии, можем вычислить угол с направлением первичного пучка. График распределения событий по этому углу приведен на рисунке 10.

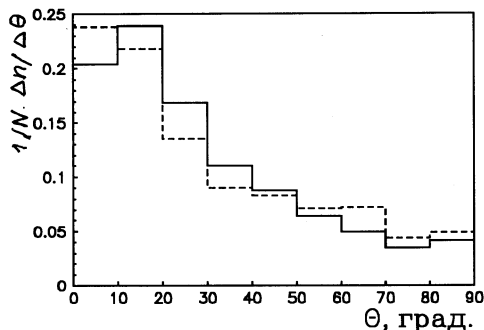


Рис. 10. ——— P С 4,2. - - - - МКГС

Направление максимальной вытянутости в импульсном пространстве назовем главной осью события. Эта ось является более естественной, т.е. не вносит кинематических искажений в углы и импульсы образованных частиц. Графики типа "чайки" относительно главной оси представлены на рисунке 11.

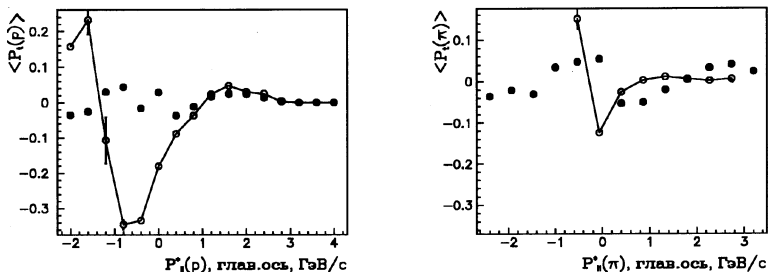


Рис. 11. . ● P С 4,2 ○ МКГС

Характер распределений $\langle P_t \rangle$ и P_{11}^* изменился. В направлении вперед (главная ось проходит через точку сдм реакции) величины поперечных импульсов частиц выравниваются около нуля по опытным данным и для модели после $P_{11}^* = 1,0$ ГэВ/с. Для направления назад в системе главной оси наблюдается существенное расхождение данных опыта и модели.

Для сравнения данных опыта и модели в пространстве скоростей Лобачевского /19/ была подготовлена двумерная таблица по переменным

$$\xi = \arctg(p_t / m_0) \quad \text{и} \\ \eta = 0,5 \ln [(E+p_{11}) / (E-p_{11})],$$

где ξ - поперечная компонента быстроты,
 η - продольная компонента быстроты.

Использование пространства скоростей Лобачевского имеет особую специфику. Она характеризуется тем, что величины ξ и η , вычисленные для одной частицы, определяют точку в пространстве скоростей Лобачевского, положение которой никак не зависит от параллельного переноса системы отсчета вдоль базовой прямой, соединяющей точки налетающей частицы и мишени. Результаты срав-

нения данных опыта и модели по совместному распределению ξ и η приведены в таблице 3. Получено удовлетворительное (протоны) и хорошее (пионы) согласие.

Сравнение угловых распределений

Величины критерия согласия опыта и модели приведены в таблице 4.

Таблица 4

График	χ^2 на одну степень свободы
$\cos \Theta (p)$	13,6
$\cos \Theta (\pi^+)$	3,7
$\cos \Theta (\pi^-)$	1,3
$\cos \Theta^*(p)$	75
$\cos \Theta^*(\pi^+)$	4,6
$\cos \Theta^*(\pi^-)$	1,45
$\varphi(p)$	2,0
$\varphi(\pi)$	0,60

Сравнивались угловые распределения в лабораторной системе ($\cos \Theta (p)$, $\cos \Theta (\pi^+)$, $\cos \Theta (\pi^-)$), в системе центра масс ($\cos \Theta^* (p)$, $\cos \Theta^* (\pi^+)$, $\cos \Theta^* (\pi^-)$), азимутальные распределения ($\varphi (p)$, $\varphi (\pi)$). За исключением $\cos \Theta^* (p)$ совпадение результатов по угловому распределению частиц удовлетворительное.

Сравнение распределений эффективных масс различных частиц.

С помощью этой физической характеристики затрагиваются параметры двух частиц и их взаимное энергетическое расположение. Распределение по эффективной массе можно видеть на рисунке 12.

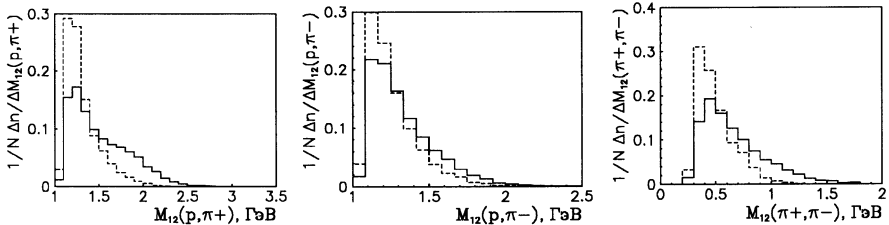


Рис. 12 ——— РС 4,2. - - - - МКГС

Наряду с величиной эффективной массы имеет смысл рассмотреть поведение другой физической величины, называемой быстротой, между двумя частицами В выражении для квадрата эффективной массы :

$$M_{12}^2 = m_1^2 + m_2^2 + 2(E_1 E_2 - P_1 P_2 \cos \Theta_{12})$$

содержание внутри скобок можно эквивалентно заменить на $m_1 m_2 \text{ch} \rho_{12}$, где ρ_{12} является быстротой между частицами 1 и 2.

Новый вид выражения для квадрата эффективной массы будет такой :

$$M_{12}^2 = m_1^2 + m_2^2 + 2m_1 m_2 \text{ch} \rho_{12}.$$

Величины m_1 и m_2 являются массами покоя, т. е. константами. Видно, что ρ_{12} является аргументом для M_{12}^2 . Гиперболический косинус является сильно нелинейной функцией. Неудивительно, что распределение M_{12} деформирует распределение величины ρ_{12} (аргумента всего выражения). Искажения на графике M_{12} проявляются в том, что в левой стороне (для примера) распределение $M_{12}(p, \pi)$ "сжимается", а в правой стороне графика "растягивается". Такие нарушения формы распределения могут привести к возможному появлению ложного максимума в левой части графика и к исчезновению истинного максимума в правой части графика. Распределение по быстроте между двумя частицами (назовем его "эффективной быстротой") не подвержено искажениям.

Для Р С взаимодействия при 4,2 ГэВ/с распределение эффективной быстроты показано на рисунке 13.

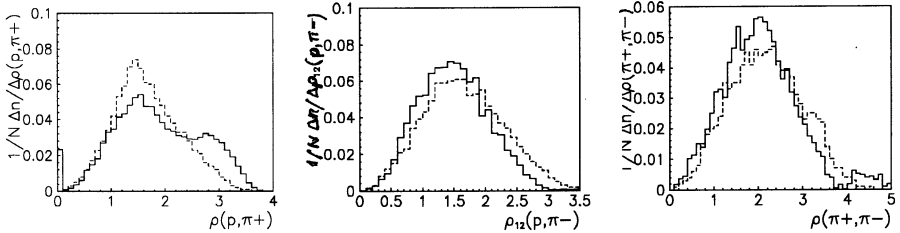


Рис. 13. ——— Р С 4,2. - - - - МКГС

Результаты сравнения опыта и модели для эффективной массы и эффективной быстроты приведены в таблице 5.

Таблица 5		
№ рис.	График	χ^2 на одну степень свободы
12	$M_{12}(p, \pi^+)$	370
12	$M_{12}(p, \pi^-)$	92
12	$M_{12}(\pi^+, \pi^-)$	88
13	$\rho_{12}(p, \pi^+)$	38
13	$\rho_{12}(p, \pi^-)$	14,7
13	$\rho_{12}(\pi^+, \pi^-)$	5

Число пар (p, π^+) составило 23055 (опыт) и 17019 (модель). Для пар (p, π^-) – 11215 (опыт) и 13790 (модель). Для пар (π^+, π^-) имели 6173 (опыт) и 5219 (модель).

Из сопоставления графиков опыта и модели для величин эффективной массы видно расхождение для комбинаций (p, π^+) , (p, π^-) , (π^+, π^-) . Для распределений по эффективной быстрой несовпадение имеется для системы (p, π^+) . Для системы (p, π^-) и (π^+, π^-) согласие опыта и модели по форме распределения эффективной быстрой удовлетворительное.

Отметим, что на всех трех распределениях по эффективной быстрой нет явных пиков. В районе $p_{12} = 1,5$ для (p, π^+) имеется указание на проявление изобары $\Delta^{++}(1232)$.

В распределении экспериментальных событий по эффективной быстрой пар (p, π^+) (рис. 13) виден избыток величин правее значения $p_{12} = 2,5$. Для выяснения причин расхождения опыта и модели был проведен тщательный анализ кинематики образования пар (p, π^+) . Было выяснено, что часть протонов группируется со средним значением $\langle P_t \rangle = 0,653 \pm 0,078$ ГэВ/с, пионы в одной группе имеют P_t от 0,431 до 1,256 ГэВ/с (при углах от 54 до 74⁰) и в другой группе P_t от 0,130 до 0,570 ГэВ/с (при углах от 98 до 166⁰).

Такие тонкие детали эксперимента, по-видимому, не были заложены в МКГС, и они вызвали расхождение с опытом, т.е. в модели не были учтены особенности вторичных взаимодействий в ядре углерода.

Итоги. Двумерные распределения характеристик частиц предъявляют повышенные требования для хорошего совпадения экспериментальных данных и предсказаний модели, чем одномерные распределения. Это положение проявилось при рассмотрении двумерных распределений на рисунках 9 и 11 (большое расхождение).

По качеству совпадения все графики (включая имеющиеся в диссертации и не помещенные в автореферате) разделились на две группы. За критерий разделения была использована количественная мера $\ln(\chi^2 / nd)$, где χ^2 / nd – величина χ^2 на одну степень свободы. Все графики разделились при величине $\ln(\chi^2 / nd)$, равной 3,5.

В первой группе с удовлетворительным качеством совпадения оказались характеристики частиц с $\ln(\chi^2 / nd) < 3,5$ и во второй группе при неудовлетворительном качестве согласия с $\ln(\chi^2 / nd) > 3,5$.

В первую группу попали 15 характеристик пионов, 4 от протонов и 5 двумерных распределений из 24 всех имеющихся в первой группе. Во второй группе имеется 20 характеристик частиц. В ней 9 характеристик, связанных с двумя частицами, 7 характеристик, связанных с протонами, и 4, связанные с пионами. Таким образом, заметно, что характеристики пионов моделируются явно лучше, чем характеристики протонов.

По общей совокупности проанализированных распределений можно заключить, что в количественном отношении предсказания модели не согласуются с опытом (по критерию χ^2). Однако общая картина формы физических распределений модели близка к форме распределений опытных данных.

Модель кварк - глюонных струн, разработанная в первую очередь для больших энергий, вполне может применяться как первое приближение в области меньших энергий, т.е. в районе десяти ГэВ. Другие проверки модели с целью выяснения ее универсальности желательно делать в области больше 500 ГэВ.

Основные результаты проведенной работы заключаются в следующем :

1. При непосредственном активном участии автора диссертации получен большой объем экспериментальной информации (несколько сот тысяч снимков) при облучении 2 м пропановой пузырьковой камеры в пучках протонов с импульсом 2 - 10 ГэВ/с и легких ядер с импульсом 2 - 5 ГэВ/с на нуклон на синхрофазотроне ОИЯИ. Этот материал позволил ученым из стран-участниц ОИЯИ и других стран получить важные научные результаты для развития теории сильных взаимодействий и создания современной теории атомного ядра.

2. Автор принял личное участие в просмотре, обработке и анализе этой информации. Им проведена большая работа по проведению расчетов по геометрической программе ГЕОФИТ взаимодействий в камере на ЭВМ CDC6500, что позволило создать основу базы суммарных данных (DST) международного сотрудничества.

3. Автором разработан и создан новый комплекс программ для определения оптических параметров 2 м пропановой пузырьковой камеры. Все физические результаты сотрудничества за много лет получены на основе расчетов оптических параметров с использованием этого комплекса программ и личного участия автора.

В последнем эксперименте по определению оптических параметров в 1987-1988 годах автором успешно реализован новый подход к нахождению оптических параметров с помощью рабочих снимков с камеры.

4. Проведены теоретические расчеты импульсного спектра испарительных протонов из возбужденного ядра - мишени углерода с учетом "охлаждения" ядра. Расчет сделан для конкретной реакции С С взаимодействия при импульсе 4,2 ГэВ/с на нуклон в пропановой пузырьковой камере. Результаты расчета позволяют оценить долю выделения испарительных частиц при введении различных критериев их отбора.

5. Предложена и рассчитана зависимость импульс - угол протонов-спектаторов ядра-снаряда углерода при импульсе 4,2 ГэВ/с на нуклон. Результаты расчета позволяют оценить число выделенных протонов-спектаторов при использовании различных критериев для "очистки" физических распределений от них.

6. Впервые в условиях пропановой пузырьковой камеры получены и проанализированы подробные физические характеристики частиц-спектаторов (p, d, t) из ядра-снаряда углерода при импульсе 4,2 ГэВ/с на нуклон :

а) Определены граничные значения импульсов p-, d-, t- спектаторов при их изотропном угловом распределении в системе покоя ядра-снаряда углерода (0,15 ГэВ/с, 0,16 ГэВ/с, 0,18 ГэВ/с соответственно).

б) Используя полученные величины граничных импульсов, впервые предложена новая процедура выделения частиц-спектраторов. По новому способу выделения частиц-спектраторов потери протонов-участников сильных взаимодействий уменьшаются с 27 % до 0,6 % от их числа.

7. На основе 8,4 тысячи P C взаимодействий (опыт) и 15 тысяч (модель кварк-глюонных струн) проведена подробная проверка пригодности теоретической модели кварк-глюонных струн для описания важнейших характеристик механизма взаимодействия протонов с ядрами углерода при импульсе 4,2 ГэВ/с. Впервые для оценки сходства формы физических распределений использованы два количественных критерия (Колмогорова и χ^2 - критерий) и максимальное число кинематических переменных. Особое внимание уделено двумерным распределениям.

В частности, детально проведено сравнение : числа частиц в событиях, энергетических распределений, импульсных распределений в системе главной оси события (впервые), угловых распределений, распределений по эффективной массе и эффективной скорости (сравнение сделано впервые), оценка доли событий с образованием нейтральных частиц (сравнение сделано впервые).

8. Для оценки качества итогового сравнения опыта и модели предложен новый количественный подход $\ln(\chi^2 / nd)$, позволивший выявить деление характеристик частиц по качеству сравнения на две группы. Для конкретных событий опыта и модели граничным значением оказалась величина $\ln(\chi^2 / nd) = 3,5$.

9. Показано, что общепринятая форма распределения эффективных масс искажает картину взаимодействий, что может привести к возникновению ложных максимумов и к исчезновению истинных. В связи с этим предложен новый метод поиска резонансов с помощью распределений по эффективной скорости, которые свободны от искажений.

10. Модель кварк-глюонных струн (разработанная в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ для больших энергий взаимодействия адронов и ядер) удовлетворительно предсказывает (на качественном уровне) форму важнейших распределений кинематических переменных в области энергий порядка десяти ГэВ. По совокупности результатов сравнения модели с экспериментом (и при других энергиях) можно заключить о ее универсальности в физике высоких энергий.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах /2,3,4,6,7,8,12,13,16.17/.

Литература

1. Нгуен Дин Ты и др.. Сообщение ОИЯИ, 13-5942, Дубна, 1971.
 2. Беляков В.А. Депонированное Сообщение ОИЯИ, Б2 - 1 - 92 - 550, Дубна, 1992.
 3. Беляков В.А. и др. Сообщение ОИЯИ, P13-11045, Дубна, 1977.
 4. Абдурахимов А.У. Сообщение ОИЯИ, 1-6967, Дубна, 1973.
 5. Ангелов Н., Беляков В.А. и др. Сообщение ОИЯИ, 1-12424, Дубна, 1979.
 6. Беляков В.А. Депонированное Сообщение ОИЯИ, Б2-1-92-561, Дубна, 1992.
 7. Беляков В.А., Фадеев Н.Г. Сообщение ОИЯИ, P1-92-560, Дубна, 1992.
 8. Беляков В.А., Богданович Е. Сообщение ОИЯИ, P1-95-516, Дубна, 1995.
 9. Le Couter K. Proc. Phys. Soc., 1950, v.63, p. 498.
 10. Garron J.P. et al. Nucl. Phys., 1962, v.37, p.126.
 11. Шабратова Г.С. и др. Сообщение ОИЯИ, P-13055, Дубна, 1980.
 12. Беляков В.А., Богданович Е. Сообщение ОИЯИ, P1-96-238, Дубна, 1996.
 13. Беляков В.А., Богданович Е. Сообщение ОИЯИ, P1-98-289, Дубна, 1998.
 14. Amelin N.S. et al. Phys. Rev. C, 1995, v.52, p.362.
 15. Бондаренко А.И. и др. Сообщение ОИЯИ P1-98-292, Дубна, 1998.
 16. Беляков В.А. Сообщение ОИЯИ, P1-2001-14, Дубна, 2001.
 17. Баля Е., Баля О., Беляков В.А. и др. Сообщение ОИЯИ P-2773, Дубна, 1966.
 18. Brandt S. et al. Phys. Lett., 1964, v.12, p.57.
 19. Черников Н.А. ЭЧАЯ, 1973, т.3, с.773.
- Бубелев Э.Г. Acta Phys. Polonica, 1964, v.26, p.279.

Получено 8 октября 2002 г.

Макет Н. А. Киселевой

Подписано в печать 10.10.2002.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 1,37. Уч.-изд. л. 1,6. Тираж 100 экз. Заказ № 53555.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.