

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Б-748

1-80-704

БОГУСЛАВСКИЙ
Игорь Викторович

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
ОБРАЗОВАНИЯ γ -КВАНТОВ (π^0 -МЕЗОНОВ)
В $\bar{p}p$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ ИМПУЛЬСЕ 22,4 ГэВ/с

Специальность: 01.04.01 - экспериментальная физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Дубна 1980

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук
старший научный сотрудник

Игорь Михайлович
Граменицкий.

Официальные оппоненты:
доктор физико-математических наук
старший научный сотрудник
кандидат физико-математических наук
старший научный сотрудник

Алексей Федорович
Писарев.

Александр Борисович
Фенк.

Ведущее научно-исследовательское учреждение:
НИИЯФ МГУ им. Ломоносова, Москва.

Автореферат разослан "___" _____ 1980 г.

Защита диссертации состоится "___" _____ 198 г. в
"___" час. на заседании Специализированного совета Д-047.01.02
при Лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных
исследований, г. Дубна, Московской области, Лаборатория высоких
энергий ОИЯИ, конференц-зал.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЛВЭ ОИЯИ.

Ученый секретарь
Специализированного совета

М. Ф. Лихачев

Общая характеристика работы

Актуальность проблемы. Изучение процессов множественного образования частиц в адрон-протонных соударениях является одной из важных проблем физики высоких энергий. Для детального исследования этих процессов необходимо получить экспериментальные данные о взаимодействии адронов разного сорта. Особое место среди них занимают антипротоны, поскольку наличие аннигиляционного канала, влияющего на различные характеристики \bar{p} -столкновений, может дать дополнительную информацию о природе сильных взаимодействий. Известно, что сечение аннигиляции убывает с ростом энергии, однако при средних энергиях (15-30 ГэВ) на долю аннигиляции приходится около 20% полного сечения и в этой области должны проявиться все основные черты аннигиляционных процессов.

Для получения полной информации об адрон-протонных соударениях необходимо исследовать процессы образования как заряженных, так и нейтральных частиц. Среди нейтральных частиц основную долю составляют P^0 -мезоны, поэтому изучение их образования, в частности в \bar{p} -взаимодействиях при 22,4 ГэВ/с является актуальной задачей.

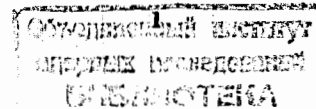
Используя метод сравнения $\bar{p}p$ и pp данных при близкой энергии, можно получить информацию о некоторых характеристиках процесса аннигиляции протона и антипротона.

Цель работы состояла в получении основных характеристик одночастичных инклюзивных спектров U -квантов (P^0 -мезонов) в $\bar{p}p$ -взаимодействиях при 22,4 ГэВ/с и сравнении результатов с предсказаниями различных моделей.

Новизна работы. Получены первые данные о множественном рождении $U(P^0)$ в $\bar{p}p$ -взаимодействиях при 22,4 ГэВ/с.

Научная ценность работы. Измерено большое число характеристик инклюзивных процессов образования U -квантов (P^0 -мезонов) в $\bar{p}p$ -взаимодействиях при 22,4 ГэВ/с.

Сравнение характеристик, полученных для $U(P^0)$ в $\bar{p}p$ - и pp -взаим-



модействиях при близких энергиях, позволило оценить значения полного и топологических инклюзивных сечений, средней множественности, коэффициента неупругости P^0 -мезонов для процессов аннигиляции с образованием P^0 -мезонов.

Изучение КНО скейлинга при образовании P^0 -мезонов в неупругих pp -взаимодействиях показало, что наличие корреляции между $\langle n_{p^0} \rangle$ и n приводит к нарушению КНО скейлинга. Подтверждена справедливость гипотезы "скейлинга в среднем" для спектров продольных и поперечных импульсов $Y(P^0)$. Показано, что распределение Y -квантов по быстрой согласуется с предсказанием модели слияния кварков, все параметры в которой были определены ранее при изучении других типов реакций.

Практическая ценность работы состоит в создании схемы контроля скорости охлаждения и градиентов температуры водородной камеры "Людмила", позволившей уточнить расположение элементов термостатирования и отработать оптимальный режим охлаждения камеры. Результаты измерения магнитного поля магнита МС-7 используются для обработки данных во всех институтах - участниках международного сотрудничества по обработке снимков с установки "Людмила". Вся совокупность полученных экспериментальных данных может быть использована для планирования новых экспериментов по изучению адронных взаимодействий.

Объем диссертации. Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения и списка цитированной литературы.

Содержание диссертации

Во введении подчеркивается актуальность темы, сформулирована основная цель работы, приведены новые методические и научные результаты, полученные автором, и изложены основные положения, вынесенные на защиту.

Глава I содержит краткое описание двухметровой водородной пузырьковой камеры "Людмила" /1/ и канала № 9 сепарированных частиц ускорителя ИФВЭ.

Водородная камера - это крупная криогенная установка, в конструкции которой используются материалы с весьма различными характеристиками теплопроводности, теплоемкости, температурного коэффициента линейного расширения. Это требует большой осторожности и надежного контроля градиентов температуры при проведении процесса охлаждения камеры.

*) Неупругие события включают все аннигиляционные и неаннигиляционные неупругие события.

Для осуществления контроля скорости охлаждения и возникающих при этом градиентов температур была создана схема, в которой в качестве датчиков температуры использовались медь-константановые термопары, а регистрирующим прибором являлся многоточечный самопишущий потенциометр ЭПП-09. Такая схема контроля температуры применялась во время пробных азотных и водородных охлаждений как отдельных узлов камеры - корпуса, дьюарной изоляции /2/, механизма расширения, так и всей камеры в сборе. Наибольшее количество термопар располагалось в районе главного стекла, которое требует наиболее тщательного контроля градиентов температуры.

Проведенные испытания позволили исследовать распределение температур по различным узлам установки, выявить области с повышенным градиентом температур, уточнить расположение охлаждающих змеевиков и отработать приемлемый режим охлаждения /4/.

С помощью термопар, расположенных на разной высоте в конусе камеры, было измерено распределение температуры в столбе газообразного водорода, через который ведется фотографирование. Это позволило ввести значение коэффициента преломления газообразного водорода в программу геометрической реконструкции - *MDTHRESH*.

Для контроля температуры жидкого водорода в рабочем объеме камеры с точностью $0,001^\circ\text{K}$ использовались платиновые термометры сопротивления типа ТСПН. Градиент температуры между верхним и нижним слоями жидкого водорода не превышал $0,015^\circ\text{K}$.

В этой же главе описана методика градуировки датчиков Холла и измерения магнитного поля магнита МС-7, в котором находится рабочий объем камеры "Людмила".

Для измерения компонент вектора магнитной индукции в одной точке использовались три датчика Холла, расположенные во взаимно перпендикулярных плоскостях. Максимальная составляющая вектора магнитной индукции направлена вдоль оси Z .

Напряжение $U_{3,4}$ на холловских электродах, возникающее от воздействия на датчик магнитного поля B_{\perp} , перпендикулярного плоскости датчика, равно

$$U_{3,4} = U_0 + R_H \frac{I B_{\perp}}{d} \quad (I)$$

В выражении (I) U_0 - напряжение на холловских электродах в поле $B_{\perp} = 0$, R_H - постоянная Холла; I - ток возбуждения датчика, d - толщина датчика.

Измерение составляющих B_x и B_y происходит на фоне большой составляющей B_z , параллельной плоскости датчиков, измеряющих X - и

Y -компоненты вектора магнитной индукции B_y). При этом изменяется и U_0 -напряжение на холловских электродах в поле $B_z = 0$. Для определения величины U_0 датчик Холла помещался в однородное магнитное поле напряженностью 25 кГс параллельно вектору магнитной индукции. Величина магнитного поля B , в котором проводилась градуировка датчиков Холла, измерялась прибором, использующим эффект ядерно-магнитного резонанса. Величина U_0 вычислялась с использованием значений $U_{3,4}$ при двух противоположных направлениях магнитного поля: + B и - B . Напряжение на холловских электродах было равно

$$U_{3,4} = U_0 + R_H \frac{I B_z}{d} \quad \text{в поле } +B, \quad (2)$$

$$U_{3,4} = U_0 - R_H \frac{I B_z}{d} \quad \text{в поле } -B. \quad (3)$$

Отсюда

$$U_0 = \frac{U_{3,4}(+B) + U_{3,4}(-B)}{2}. \quad (4)$$

Датчики, измеряющие B_z -компоненту, были проградуированы в интервале 0+28 кГс с шагом 300 Гс. Датчики, измеряющие B_x - и B_y -компоненты, были проградуированы в интервале 0+3 кГс с учетом изменения U_0 .

Для определения топографии магнитного поля использовались четыре измерительные головки, каждая из которых содержала три датчика Холла. Измерения проводились внутри объема дьюара камеры. Результаты вычисления составляющей B_z в плоскости $z = 0$ вдоль оси X приведены на рис. 1а; на рис. 1б - составляющая B_z в той же плоскости вдоль оси Y .

Магнитное поле в рабочем объеме камеры имеет величину в пределах 24+26 кГс, максимальная неоднородность магнитного поля равна 12%. В процессе вычислений получена точность в определении величины магнитного поля $\Delta B/B = 0,1\%$ и направления \vec{B} в пространстве - $15'/3'$. Чтобы контролировать величину магнитного поля в рабочих условиях, один датчик Холла был проградуирован при криогенных температурах и установлен в непосредственной близости от рабочего объема камеры. Контрольные замеры показали, что охлаждение камеры не приводит к искажению магнитного поля.

В процессе обработки событий с образованием нейтральных странных частиц были получены следующие значения эффективных масс странных частиц для нефитированных событий: $M_{K^0} = 497,2 \pm 0,4$ (МэВ), $M_{\Lambda^0} = 1115,7 \pm 0,2$ (МэВ). Оба значения масс хорошо совпадают с табличными,

*) Величина $B_z \approx 25$ кГс.

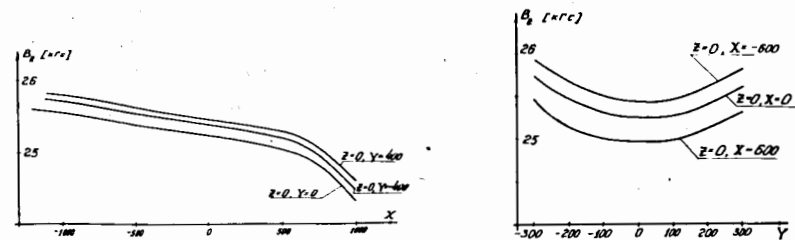


Рис. 1. а) Изменение B_z вдоль оси X при разных значениях Y .
б) Изменение B_z вдоль оси Y при разных значениях X .

что указывает на достаточно высокую точность определения величины магнитного поля.

В этой же главе рассмотрены методические вопросы отбора, измерения и обсчета событий с образованием Y -квантов. Обработка событий с образованием Y -квантов включала следующие основные этапы: предварительный отбор и измерение, обсчет по программам геометрической реконструкции и кинематического анализа, проверка совместимости данных разных лабораторий, запись окончательных данных на ленту суммарных результатов. Важным этапом такой обработки является вычисление веса. Вероятность регистрации Y -кванта в рабочем объеме камеры - P вычислялась по методу потенциальных длин. Для каждого Y -кванта вычислялся вес W_1 - величина, обратная P . Для учета потерь Y -квантов вблизи первичной вершины было введено обрезание по минимальной проекционной длине $l_{\text{мин}}$ между вершиной первичного взаимодействия и вершиной Y -кванта. Вес W_1 вычислялся по формуле

$$W_1 = \frac{1}{\exp(-l/D) - \exp(-L/D)}. \quad (5)$$

$D = 1/N_A \cdot \rho \cdot \sigma_T$ - средний свободный пробег Y -кванта до конверсии; N_A - число Авогадро; ρ - плотность жидкого водорода; σ_T - сечение образования e^+e^- -пар, зависящее от энергии Y -кванта; l - расстояние между первичной вершиной и вершиной e^+e^- -пар, на котором введено

*) Проекционная длина - проекция расстояния между вершинами первичного взаимодействия и вилки на плоскость, параллельную плоскости главного стекла.

обрезание; Δ – потенциальный пробег γ -кванта в рабочем объеме.

Для уменьшения дисперсии величины W_2 проводилось усреднение по азимутальному углу вылета γ -кванта и по координате X вершины первичного $\bar{p}p$ -взаимодействия (пучок антипротонов входит в камеру вдоль оси X). На рис.2 показано изменение распределения W_2 в результате этих усреднений.

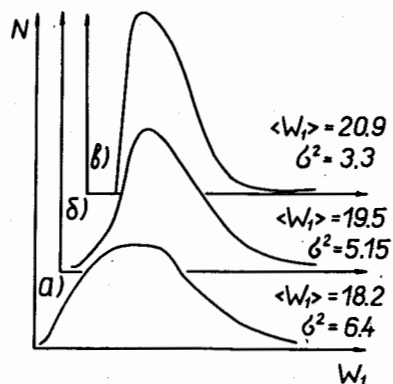


Рис.2. Изменение распределения W_2 .

- вес W_2 , вычисленный по методу потенциальных длин;
- вес W_2 , вычисленный по методу потенциальных длин с усреднением по азимутальному углу вылета;
- вес W_2 , вычисленный по методу потенциальных длин с усреднением по координате X вершины первичного взаимодействия и с усреднением по азимутальному углу.

Небольшая часть γ -квантов оказывается идентифицирована неоднозначно или может быть связана с несколькими вершинами. Это учитывается при вычислении полного веса, который равен:

$$W = \frac{W_2 \cdot W_2 \cdot W_d}{V_1 \cdot V_2} \quad (6)$$

W_2 – топологический вес первичного $\bar{p}p$ -взаимодействия, к которому относится γ -квант; W_d – вес, учитывающий потери γ -квантов при изме-

рениях и эффективность просмотра; V_1 – число вершин, с которыми может быть связан γ -квант; V_2 – число неразделенных гипотез.

Средний полный вес γ -квантов оказался равным $\langle W \rangle = 25,5 \pm 0,3^{6/6}$

Для вычисления веса γ -квантов и нейтральных странных частиц и записи данных различных лабораторий на ленту суммарных результатов была написана программа RECOR. При обработке 37000 $\bar{p}p$ -взаимодействий было найдено 2151 событие с образованием γ -квантов.

В главе 2 исследуются интегральные характеристики образования γ -квантов (Π^0 -мезонов) в $\bar{p}p$ -взаимодействиях при импульсе 22,4 ГэВ/с.

Полные $\sigma(\Pi^0)$ и топологические $\sigma_n(\Pi^0)$ сечения образования Π^0 -мезонов определялись с использованием соотношений

$$\sigma(\Pi^0) = \frac{1}{2} \sigma(\gamma) \quad , \quad \sigma_n(\Pi^0) = \frac{1}{2} \sigma_n(\gamma) \quad (7)$$

и приведены /7/ в таблице I. Оказалось, что полные сечения образования нейтральных и положительных Π -мезонов совпадают. В таблице I также приведены оценочные значения полного и топологических сечений образования Π^0 -мезонов в аннигиляционных событиях, полученные из сравнения данных о $\bar{p}p$ - и pp - (при 24 ГэВ/с) взаимодействиях.

Таблица I

Топол.	0	2	4	6	8	10	12	14	все
$\sigma_n(\Pi^0)$	1,06 $\pm 0,18$	14,05 $\pm 0,75$	23,50 $\pm 0,99$	20,69 $\pm 0,97$	9,75 $\pm 0,70$	2,34 $\pm 0,35$	0,47 $\pm 0,18$	0,034 $\pm 0,034$	71,89 $\pm 1,78$
$\sigma_n^A(\Pi^0)$		1,77 $\pm 0,22$	4,57 $\pm 0,18$	9,20 $\pm 0,03$	5,90 $\pm 0,74$	2,12 $\pm 0,36$	0,47 $\pm 0,18$	0,034 $\pm 0,18$	24,69 $\pm 2,2$

Средняя множественность Π^0 -мезонов в аннигиляционных событиях равна $\langle n_{\Pi^0}^A \rangle = 2,95 \pm 0,29$ и заметно превышает величину средней множественности Π^0 -мезонов ($\langle n_{\Pi^0} \rangle = 1,84 \pm 0,06$) для всех неупругих событий.

Изучение зависимости среднего числа Π^0 -мезонов – $\langle n_{\Pi^0} \rangle$ от множественности отрицательно заряженных частиц – n_- показало, что имеются корреляции между $\langle n_{\Pi^0} \rangle$ и n_- в области $0 \leq n_- \leq 4$ для всех неупругих $\bar{p}p$ -взаимодействий. Зависимость $\langle n_{\Pi^0} \rangle$ от n_- описывается линейной функцией вида

$$\langle n_{\Pi^0} \rangle = a + \beta n_- \quad (8)$$

Величина параметра β равна $0,26 \pm 0,06$ и согласуется с результатами, предсказываемыми моделью жидкости в критической точке. В аннигиляционных событиях $\langle n_{\Pi^0}^A \rangle$ практически не зависит от n в интервале $4 \leq n \leq 12$.

Был определен коэффициент неупругости при образовании Π^0 -мезонов в $\bar{p}p$ -взаимодействиях - η_{Π^0} , который в пределах ошибок совпадает с коэффициентом неупругости при образовании Π^+ -мезонов - η_{Π^+} . Из сравнения данных о $\bar{p}p$ - и pp -взаимодействиях определен коэффициент неупругости - η_{Π^0} в аннигиляционных событиях: $0,30 \pm 0,03$. В отличие от процессов e^+e^- -аннигиляции в событиях $\bar{p}p$ -аннигиляции с ростом энергии взаимодействия не наблюдается увеличения доли энергии, уносимой Π^0 -мезонами (см. рис.3).

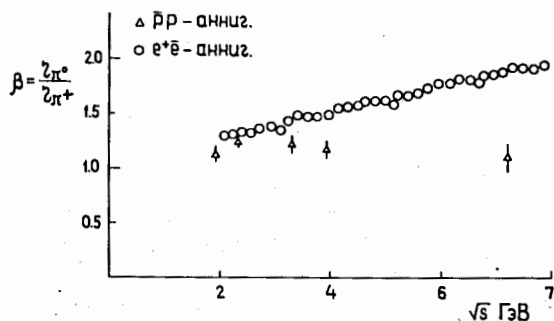


Рис.3. Изменение с ростом энергии коэффициента $\beta = \eta_{\Pi^0} / \eta_{\Pi^+}$ для событий e^+e^- - и $\bar{p}p$ -аннигиляции.

Информация о среднем числе Π^0 -мезонов в событии использовалась для определения среднего числа нейтронов, образующихся в $\bar{p}p$ -взаимодействиях, - $\langle n_n \rangle$. Из соотношения между сечениями аннигиляционного и неупругого каналов, средней множественностью протонов, нейтронов и Λ^0 -частиц [5]

$$\sigma^A = \sigma^{inel} (1 - \langle n_p \rangle - \langle n_n \rangle - \langle n_{\Lambda^0} \rangle) \quad (9)$$

можно определить

$$\langle n_n \rangle = 1 - \frac{\sigma^A}{\sigma^{inel}} - \langle n_p \rangle - \langle n_{\Lambda^0} \rangle. \quad (10)$$

Для σ^A берется значение, полученное разностным методом: $\sigma^A = \sigma_{\bar{p}p} - \sigma_{pp}$. Считая, что в $\bar{p}p$ -взаимодействиях среди положительно заряженных частиц образуются в основном протоны, Π^+ - и K^+ -мезоны и что $\langle n_{\Pi^+} \rangle = \langle n_{\Pi^0} \rangle$, $\langle n_{K^+} \rangle = \langle n_{K^0} \rangle$, можно определить $\langle n_p \rangle$ из данных о средней множественности заряженных частиц - $\langle N_{ch} \rangle$:

$$\langle n_p \rangle = \frac{\langle N_{ch} \rangle}{2} - \langle n_{\Pi^0} \rangle - \langle n_{K^0} \rangle. \quad (11)$$

Среднее число нейтронов, образующееся в $\bar{p}p$ -взаимодействиях при энергиях 22,4; 32; 100 ГэВ, было определено по формуле (10) и приведено в таблице 2.

Таблица 2

P (ГэВ/с)	22,4	32	100
$\langle n_n \rangle$	$0,28 \pm 0,03$	$0,32 \pm 0,03$	$0,34 \pm 0,02$

Как видно из данных таблицы 2, с ростом энергии среднее число нейтронов - $\langle n_n \rangle$, образующихся в $\bar{p}p$ -взаимодействиях, увеличивается, что связано с уменьшением доли аннигиляционных событий. Величина $\langle n_n \rangle$ в неаннигиляционных событиях при 22,4 ГэВ/с равна $0,36 \pm 0,04$ и в пределах ошибок совпадает с данными о pp -взаимодействиях при 24 ГэВ/с ($1/2 \langle n_n^{pp} \rangle = 0,33 \pm 0,01$).

В главе 3 проводилось исследование дифференциальных сечений процессов образования γ -квантов и Π^0 -мезонов.

На рис.4 показано распределение инвариантной структурной функции $F_2(x)$ для γ -квантов, образующихся в $\bar{p}p$ -взаимодействиях при различных энергиях.

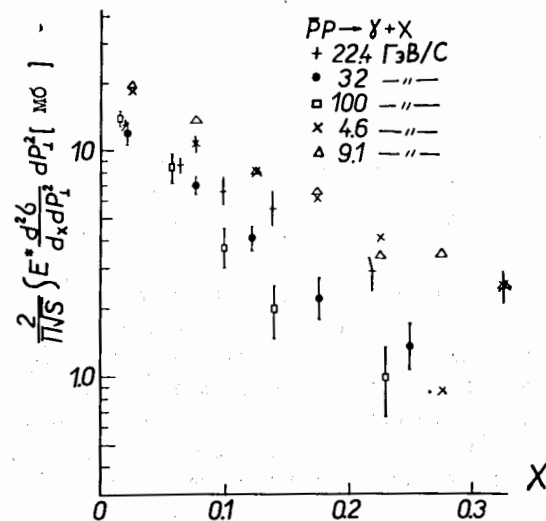


Рис.4. Распределение инвариантной структурной функции $F_2(x)$.

В центральной области ($x < 0,1$) $F_2(x)$ уменьшается с ростом энергии от 4 до 20 ГэВ, а в интервале энергий 20-100 ГэВ значение $F_1(x)$ в пределах ошибок остается постоянным.

Распределение γ -квантов по быстрой в с.ц.м. (Y^*), приведенное на рис.5, согласуется с теоретической зависимостью, полученной в модели слияния кварков, в которой учитывается поперечное движение кварков внутри адрона и вероятность выхода частиц зависит от их масс^{18/}. Относительный выход мезонов разного типа, рассчитанный по этой модели, совпадает с экспериментальными данными.

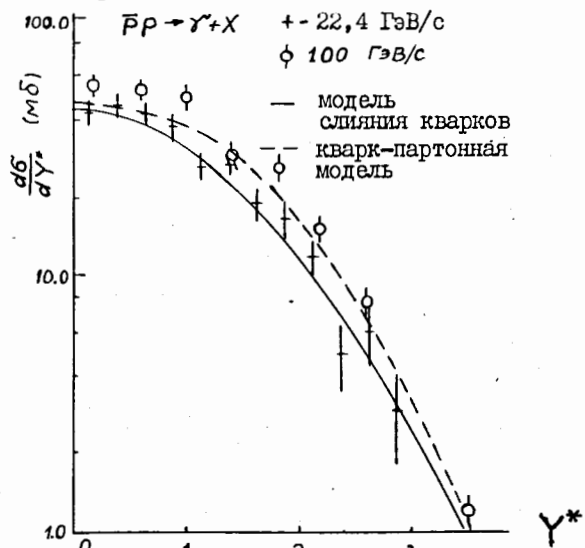


Рис.5, Экспериментальное и полученные в рамках различных моделей распределения γ -квантов по быстрой в с.ц.м.

На этом же рисунке показано распределение по Y^* γ -квантов, полученных в кварк-партоновой модели генерации событий по методу Монте-Карло. В этой модели отношение вероятностей возникновения мезонов или барионов из разных мультиплетов определяется отношением $SU(6)$ спиновых факторов, что приводит к завышенному образованию резонансов и, как следствие, к завышенному образованию Π^0 -мезонов. На рис.5 данные кварк-партоновой модели лежат систематически выше экспериментальных точек.

Наблюдаемая для γ -квантов корреляция среднего квадрата поперечного и продольного (в с.ц.м.) импульсов ("эффект чайки") не описывается полностью кварк-партоновой моделью. Это может служить указанием на многоструйный характер процесса $\bar{p}p$ -взаимодействий.

Исследовалась гипотеза КНО скейлинга для γ -квантов, в рамках которой предполагается универсальная зависимость

$$\frac{\langle n \rangle}{\langle n_{\Pi^0} \rangle} \frac{\sigma_n(\Pi^0)}{\sigma_{in}} = \phi_2(z), \quad z = \frac{n}{\langle n \rangle}, \quad (12)$$

где $\langle n \rangle$ - средняя множественность заряженных частиц; $\langle n_{\Pi^0} \rangle$ - среднее число Π^0 -мезонов на одно неупругое взаимодействие; σ_{in} - неупругое сечение.

Выражение (12) можно записать в следующем виде:

$$\frac{\langle n \rangle}{\langle n_{\Pi^0} \rangle} \frac{\sigma_n(\Pi^0)}{\sigma_{in}} = \frac{\langle n \rangle \sigma_n}{\sigma_{in}} \frac{\langle n_{\Pi^0} \rangle_n}{\langle n_{\Pi^0} \rangle} = \phi_2(z) \frac{\langle n_{\Pi^0} \rangle_n}{\langle n_{\Pi^0} \rangle} \quad (13)$$

где $\langle n_{\Pi^0} \rangle_n$ - среднее число Π^0 -мезонов для событий данной топологии; $\phi_2(z)$ - КНО функция образования заряженных частиц, зависящая только от $z = n/\langle n \rangle$. Из выражения (13) видно, что при наличии корреляции между $\langle n_{\Pi^0} \rangle_n$ и n КНО скейлинг для Π^0 -мезонов будет нарушаться.

Для полуинклюзивных процессов образования γ -квантов (Π^0 -мезонов) установлена справедливость гипотезы "скейлинга в среднем"; для которой предполагается справедливость соотношений

$$\frac{1}{\sigma_n} \frac{d\sigma_n}{d\xi} = \phi_{II}(\xi), \quad \xi = \frac{P_{II}^*}{\langle P_{II}^* \rangle_n} \quad (14)$$

$$\frac{1}{\sigma_n} \frac{d\sigma_n}{dk} = \phi_I(k), \quad k = \frac{P_{\perp}}{\langle P_{\perp} \rangle_n} \quad (15)$$

где σ_n - топологическое сечение γ -квантов (Π^0 -мезонов). Было показано^{19/} (рис.6а,б), что соотношения (14,15) не зависят от множественности вторичных частиц, от начальной энергии, а также от типа сталкивающихся частиц.

На рис.6(а,б) сплошной линией показан результат аппроксимации соответствующих распределений для реакции $\Pi^+p \rightarrow \gamma + X$ при 5 ГэВ/с. Используя соответствующие преобразования, можно от распределения γ -квантов по продольной скейлинговой переменной перейти к аналогичному распределению для Π^0 -мезонов. Оказалось, что и для Π^0 -мезонов выполняется гипотеза "скейлинга в среднем". Распределение Π^0 -мезонов по продольной скейлинговой переменной хорошо описывается кварк-партоновой моделью.

В заключении сформулированы основные результаты работы:

I. Разработана схема контроля скорости охлаждения водородной камеры "Людмила" и градиентов температуры в рабочем объеме, позволя-

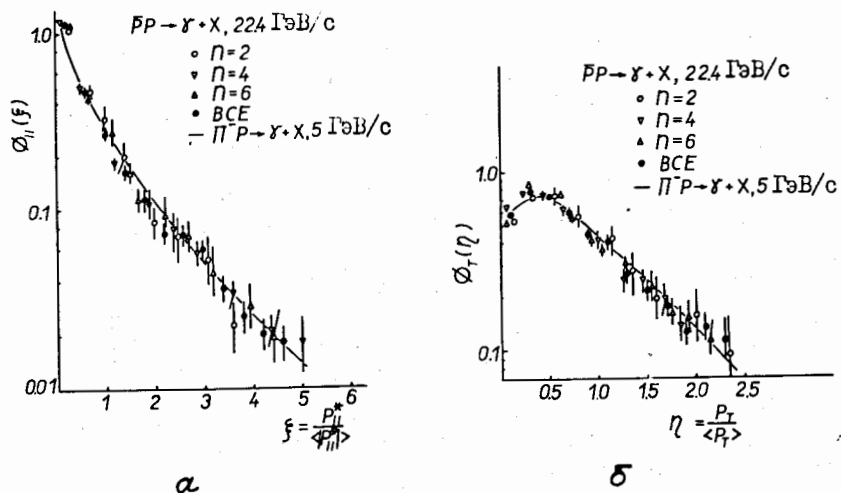


Рис.6 Распределения а) $\Phi_z(z)$ в зависимости от z , б) $\Phi_\eta(\eta)$ в зависимости от η для событий разной топологии с образованием γ -квантов.

шая уточнить расположение элементов термостатирования и отработать оптимальный режим охлаждения камеры.

2. Проведены измерения трех компонент вектора магнитной индукции в рабочем объеме камеры с точностью в определении величины $B = 0,1\%$ и направления \vec{B} в пространстве - 15. Показано, что охлаждение камеры до 25°K не приводит к искажению магнитного поля.

3. Создана программа для расчета весов γ -квантов и компоновки ленты суммарных результатов.

4. Определены полные сечения образования π^0 -мезонов в неупругих и аннигиляционных взаимодействиях, которые равны $71,89 \pm 1,78$ и $23,62 \pm 2,20$ мб соответственно. Определены также топологические сечения образования π^0 -мезонов в неупругих и аннигиляционных взаимодействиях. Средняя множественность π^0 -мезонов в аннигиляционных событиях равна $2,95 \pm 0,29$ и превышает аналогичные данные ($\langle n_{\pi^0} \rangle = 1,84 \pm 0,06$) для неупругих $\bar{p}p$ -взаимодействий.

5. Получены данные о коэффициенте неупругости при образовании π^0 -мезонов. Установлено, что в отличие от процессов e^+e^- аннигиляции в событиях $\bar{p}p$ -аннигиляции с ростом энергии взаимодействия не наблюдается увеличения доли энергии, уносимой π^0 -мезонами.

6. Определена средняя множественность протонов и нейтронов. Среднее число нейтронов - $\langle n_n \rangle$, образующихся в неупругих неанни-

гиляционных $\bar{p}p$ -событиях, равно $0,36 \pm 0,04$ и совпадает с величиной $\frac{1}{2} \langle n_n \rangle$, полученной в pp -взаимодействиях.

7. Изучена корреляция между средним числом π^0 -мезонов и числом заряженных частиц:

- для неупругих событий величина параметра корреляции δ равна $0,26 \pm 0,06$ и совпадает с предсказаниями модели жидкости в критической точке;

- в аннигиляционных событиях корреляции между $\langle n_{\pi^0} \rangle$ и n практически отсутствуют.

Результаты расчетов по кварк-партонной модели качественно описывают корреляцию между π^0 -мезонами и заряженными частицами в неупругих и аннигиляционных взаимодействиях.

8. Проведена проверка гипотезы КНО скейлинга для полунклюзивных реакций с образованием π^0 -мезонов. Показано, что наличие корреляций между $\langle n_{\pi^0} \rangle_n$ и n приводит к нарушению скейлинга.

9. Установлено, что распределение γ -квантов по быстрой в с.ц.м. хорошо описывается моделью слияния кварков, в то время как результаты расчетов по кварк-партонной модели расположены систематически выше экспериментальных данных.

10. Показано, что для полунклюзивных реакций образования γ -квантов (π^0 -мезонов) выполняется гипотеза "скейлинга в среднем". Распределение π^0 -мезонов по продольной скейлинговой переменной хорошо описывается кварк-партонной моделью.

Основные результаты диссертации докладывались на международных конференциях в Тбилиси (1976 г.), Страсбурге (1978 г.), Брессаноне (1980 г.) и опубликованы в работах /1-9/.

Литература

1. И.В.Богуславский и др. Материалы рабочего совещания по технике пузырьковых камер, Дубна, I3-4466 (1969), 43.
2. И.В.Богуславский и др. Препринт ОИЯИ, I3-6178, Дубна (1971).
3. Ю.Бетко, И.В.Богуславский и др. Препринт ОИЯИ, I-6769, Дубна (1972).
4. И.В.Богуславский и др. Препринт ОИЯИ, I-7649, Дубна (1973).
5. I. V. Boguslavsky et al. Preprint JINR, E1-9368, Dubna (1975).
6. Б.В.Батюня, И.В.Богуславский, А.Г.Зайкина. Препринт ОИЯИ, I-III94, Дубна (1978).

7. E.G.Boos, I.V.Boguslavsky et al. Proc. of the IV European antiproton conf., Strusbourge (1979), 177.
8. Э.Г.Боос, И.В.Богуславский и др. ЯФ, т.29 (1979), 1216.
9. B.V.Batyunya, I.V.Boguslavsky et al. Preprint JINR, E1-80-262, Dubna (1980).

Рукопись поступила в издательский отдел
31 октября 1980 года.