ОБЪЕДИНЁННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
Лаборатория высоких энергий
НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
МОСКОВСКОГО ГОСУДАРСТВЕННОГО УНИВЕРСИТЕТА

На правах рукописи

РУДЬ
Вячеслав Иванович

ОДНОЧАСТИЧНЫЕ ИНКЛЮЗИВНЫЕ СПЕКТРЫ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ И ЭФФЕКТ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ ТОЖДЕСТВЕННЫХ π - МЕЗОНОВ В $\bar{p}p$ - ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ 22,4 ГэВ/с

Специальность 01.04.01. - экспериментальная физика

Диссертация на соискание
учёной степени кандидата
физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических
наук
Граменицкий И.М.

Дубна, 1979 г.

СОДЕРЖАНИЕ стр.

ВВЕДЕНИЕ 4

ГЛАВА I. Основные свойства процессов множественного рождения частиц и их теоретическая интерпретация. . . . . IO

I.I. Введение . . . . . IO
I.2. Упругое $\bar{p}p$ – рассеяние I5
I.3. Дифракционная диссоциация I8
I.4. Некоторые особенности недифракционных процессов. 28
I.5. Мультипериферическая и кластерная модели множественного рождения. 29
I.6. Кварковые модели множественного рождения. 32
I.7. Модели $\bar{p}p$ – аннигиляции при высоких энергиях. 37
I.8. Мюллер – реджевский подход к описанию инклюзивных реакций. 40
I.9. Интерференция тождественных частиц и пространственно-временная картина множественного рождения. 46
I.IO Заключение. 53

ГЛАВА 2. Постановка и методика $\bar{p}p$ – эксперимента при 22,4 ГэВ/с. 54

2.I. Основные характеристики пузырьковой камеры "Людмила". 54
2.2. Канал сепарированных частиц. 57
2.3. Просмотр и измерение событий. 6I
2.4. Программное обеспечение инклюзивной обработки данных с установки "Людмила" 62
2.4а Программы LINEX и DUMP 64
2.4б Программа THRIFT 7I
2.4в Программы GRDUMP и VINGO 76

стр.

2.4г. Программа выбора событий SPLITI 80
2.4д. Сервисные программы для работы с ЛСР 8I
2.4е. Особенности и общая схема инклюзивной обработки $\bar{P}P$ – эксперимента на ЭВМ БЭСМ-6 . . . . . 8I
2.5. Методика сравнения и анализа данных 83
2.6. Заключение. 84

ГЛАВА 3 Основные закономерности инклюзивного рождения заряженных частиц в $\bar{P}P$ – взаимодействиях при 22,4 ГэВ/с. 86

3.I. Введение. 86
3.2. Упругие $\bar{P}P$ – взаимодействия. 86
3.3. Импульсные спектры заряженных частиц в ЛС. 88
3.4. Дифракционная диссоциация пучка. 96
3.5. Полные инклюзивные сечения и распределения заряженных частиц по поперечным импульсам II0
3.6. Свойства x – и y^* – спектров $\pi^{\pm}$ – мезонов. I29
3.7. Энергетическая зависимость инвариантных сечений рождения $\pi^{\pm}$ – мезонов во фрагментационной и центральной областях. . . I46
3.8. Выводы. I58

ГЛАВА 4 Изучение эффекта интерференции тождественных π – мезонов. I6I

4.I. Введение. I6I
4.2. Анализ методических возможностей. I62
4.3. Экспериментальные результаты I64
4.4. Обсуждение результатов и выводы. I84

Заключение. I92

Приложение. I96

Литература. 200

ВВЕДЕНИЕ

Сильное взаимодействие элементарных частиц продолжает изучаться с нарастающей интенсивностью, обусловленной достижением новой области энергий с запуском ускорителей в Серпухове, ЦЕРНе (накопительные кольца и SPS) и Батавии. Основное внимание уделяется феномену множественного рождения частиц в адрон-адронных взаимодействиях, изучаемому в рамках инклюзивного подхода[1-3]. Полученные экспериментальные данные привели к развитию различных теоретических схем таких как мультипериферическая модель, кварк-партонная модель, квантовая хромодинамика, моллер-реджевский подход к инклюзивным реакциям и т.д.. Изучение адрон-адронных взаимодействий при высоких энергиях с привлечением информации о структуре нуклонов из глубоконеупругого рассеяния приближает нас к пониманию динамики сильных взаимодействий.

В то время как pp - взаимодействия изучены в широкой области энергий вплоть до ~ 2000 ГэВ, к началу нашего эксперимента не было данных о множественном рождении частиц в $\bar{p}p$ - взаимодействиях при энергиях >10 ГэВ. Изучение $\bar{p}p$ - взаимодействий при высоких энергиях представляет особый интерес для физики высоких энергий. Ибо если в неупругих pp - взаимодействиях вплоть до энергий накопительных колец ЦЕРН области фрагментации (пучка и мишени) и пионизации перекрываются, то выделенный процесс $\bar{N}N$ - аннигиляции в мезоны позволяет изучать процесс пионизации в чистом виде[4].

Поэтому 5-7 лет назад в крупнейших ускорительных лабораториях мира были начаты эксперименты с пучками антипротонов высоких энергий: пучки антипротонов

с импульсами 22,4 и 32 ГэВ/с были получены в Серпухове и 100-ГэВ-ный пучок - в Батавии.

Основной целью данной работы являлось получение основных характеристик одночастичных инклюзивных спектров заряженных частиц в $\bar{p}p$ - взаимодействиях при 22,4 ГэВ, сопоставление их с данными других экспериментов и с предсказаниями теоретических моделей. Ставилась задача получения оценок тех характеристик аннигиляционных процессов, которые могут быть определены из сравнения $\bar{p}p$- и pp - взаимодействий[5]. С целью определения пространственно-временной картины генерации π - мезонов ставилась задача измерения эффекта интерференции тождественных π - мезонов. Переход к инклюзивной обработке событий потребовал создания недостающего математического обеспечения эксперимента. Исходя из изложенного, в работе решались следующие вопросы:

- создание комплекса программ после - геометрической инклюзивной обработки событий с заряженными и нейтральными (V^0-) частицами, включающего программы получения лент суммарных результатов, сшивки двух измерений одного события, сшивки результатов геометрии для заряженных и V^0- частиц и некоторых других.

Изучались следующие аспекты неупругих $\bar{p}p$ - взаимодействий при 22,4 ГэВ/с:

- дифракционная диссоциация пучка;
- полное инклюзивное сечение рождения $\pi^{\pm}$ - мезонов;
- особенности одночастичных инклюзивных спектров $\pi^{\pm}$ - мезонов и протонов;
- инвариантные сечения рождения π^+ и π^- - мезонов

в центральной и фрагментационной областях;

- зарядовая асимметрия в центральной области;
- сечение, средняя множественность и средний поперечный импульс π - мезонов в аннигиляционном канале;
- эффект интерференции тождественных π - мезонов и пространственно-временные характеристики области генерации π - мезонов.

Экспериментальный материал, использованный в диссертации, содержит ~ 17 тыс. $\bar{p}p$ - взаимодействий, полученных на двухметровой водородной камере ЛВЭ ОИЯИ "Людмила", облучённой сепарированным пучком антипротонов с импульсом 22,4 ГэВ/с на ускорителе ИФВЭ (г.Серпухов). Настоящая диссертация состоит из введения, четырёх глав и заключения.

Во введении подчёркивается актуальность изучения $\bar{p}p$ - взаимодействий при высоких энергиях и сформулированы основная цель исследований и положения, вынесенные на защиту.

В первой главе дан обзор основных сведений о множественном рождении частиц во взаимодействиях адронов высоких энергий, полученных в предыдущих экспериментах. Рассматриваются теоретические модели, предсказания которых анализируются на основе полученного экспериментального материала.

Во второй главе излагаются методические особенности процесса получения и обработки данных $\bar{p}p$ - эксперимента при 22,4 ГэВ/с и описывается комплекс программ, созданный автором для инклюзивной обработки данных камерного эксперимента, приведены основные характеристики камеры "Людмила", системы фотографирования, магнитного поля и пучка антипротонов.

В третьей главе изучаются основные характеристики одночастичных инклюзивных спектров заряженных частиц в неупругих $\bar{p}p$ -взаимодействиях при 22,4 ГэВ/с. Определено сечение дифракционной диссоциации пучка и измерены спектры $\pi^{\pm}$ - мезонов в дифракционных и недифракционных событиях. Изучены спектры поперечных импульсов π - мезонов и инвариантные инклюзивные сечения в зависимости от переменных x и y^*. Определены инвариантные сечения рождения π - мезонов в центральной и фрагментационной областях и обсуждается их энергетическая зависимость. Путём сопоставления с данными по pp - взаимодействиям при 24 ГэВ/с получены оценки сечений, средней множественности и среднего поперечного импульса π - мезонов в аннигиляционном канале.

В четвёртой главе методом Копылова-Подгорецкого изучаются пространственно-временны́е характеристики области генерации $\pi^{\pm}$ - мезонов на основе измерения интерференции тождественных π - мезонов. Полученные пространственно-временны́е характеристики области генерации $\pi^{\pm}$ - мезонов интерпретируются в в модели движущихся источников, согласно которой наблюдаемые π - мезоны возникают от распада движущихся в СЦИ источников. В качестве источников могут выступать резонансы или кластеры.

В заключении сформулированы основные результаты работы, полученные на основе анализа данных, представленных в главах 3 и 4.

В приложении приведён формат инклюзивной ленты суммарных результатов, формируемой программой LINEX.

Практическая ценность результатов, полученных в данной диссертационной работе, заключается в следующем. Создан

универсальный комплекс фортранных программ для инклюзивной обработки данных, используемых целиком в ЛВЭ ОИЯИ, НИИЯФ МГУ, ТГУ (г.Тбилиси) и ИФВЭ Каз.АН ССР, а программы LINEX и DUMP используются также в сотрудничающих лабораториях ЧССР и Финляндии. Полученные данные по инвариантным сечениям рождения π - мезонов в центральной области сыграли важную роль в подтверждении мюллер-реджевских предсказаний об энергетической зависимости разности инвариантных сечений между $\bar{p}p$- и pp - взаимодействиями[6].

Результаты изучения эффекта интерференции тождественных π - мезонов явственно указывают на непрямой характер рождения значительной части π - мезонов в $\bar{p}p$- взаимодействиях высокой множественности. Вся совокупность полученных результатов может быть использована при планировании новых экспериментов по изучению адронных взаимодействий на ускорителях и для развития теоретических моделей.

На защиту выносятся следующие положения:

I. Создание универсального комплекса фортранных программ для ЭВМ БЭСМ-6, предназначенного для инклюзивной обработки данных камерного эксперимента.

2. Получение первых данных об основных инклюзивных характеристиках множественного рождения заряженных частиц в $\bar{p}p$- взаимодействиях при 22,4 ГэВ/с:

- изучение одночастичных инклюзивных спектров заряженных частиц и определение для $\pi^{\pm}$ - мезонов полных инклюзивных сечений, сечений рождения в центральной и фрагментационной областях;

- обнаружение и изучение зарядовой асимметрии π -

мезонных спектров в центральной области;

- изучение явления неупругой одиночной дифракции;

- получение оценок инклюзивного сечения, средней множественности и среднего поперечного импульса для π - мезонов аннигиляционного канала.

3. Первое в $\bar{p}p$ - взаимодействиях высоких (> 6 ГэВ) энергий наблюдение и изучение эффекта интерференции тождественных $\pi^{\pm}$ - мезонов, определение пространственно-временных характеристик области генерации $\pi^{\pm}$ - мезонов. Получение указаний на важную роль кластеров или резонансов в рождении $\pi^{\pm}$ - мезонов.

Основные результаты диссертации докладывались на международных конференциях в Варшаве (1975 г.), Тбилиси (1976 г.), Стокгольме (1976 г.) и опубликованы в работах /90,91,94-96,147, 148 /.

ГЛАВА I ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА ПРОЦЕССОВ МНОЖЕСТВЕННОГО РОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ И ИХ ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ.

I.I Введение

Настоящая глава посвящена описанию основных свойств процессов множественного рождения частиц при взаимодействиях адронов высоких энергий. Излагаются характерные черты теоретических моделей множественного рождения и те их предсказания, которые могут быть проверены в данном эксперименте. В силу сходства характеристик множественного рождения при взаимодействиях различных адронов, часто речь будет идти о данных, полученных для pp- взаимодействий. В конце главы описываются теоретические основы анализа интерференции тождественных частиц в применении к процессам множественного рождения. Большая множественность частиц, рождаемых при столкновении частиц высоких энергий, привела к появлению нового-инклюзивного-подхода[I-3] к изучению многочастичных реакций. Этот подход заключается в изучении инклюзивных реакций вида

$$a + b = c + X, \qquad (I)$$

где из всех конечных состояний, возникающих при взаимодействии частиц a и b, рассматриваются только те, которые содержат частицы типа c, причём производится суммирование по всем возможным сопутствующим состояниям X. Кроме одночастичных инклюзивных реакций типа (I), изучаются и двухчастичные инклюзивные реакции

$$a + b = c_1 + c_2 + X, \qquad (2)$$

где суммируются конечные состояния, содержащие выделенные частицы c_1 и c_2.

Кинематика реакции (I) характеризуется 4-импульсами p_a, p_b, и p (индекс при 4-импульсе частицы c опускаем), для компонент 4-импульсов используем обозначения (E, $\vec{p}$). Основной величиной, определяющей процесс (I), является энергия в системе центра инерции (СЦИ) $\sqrt{s}$:

$$s = (p_a + p_b)^2.$$

Для описания реакций (I) и (2) вводятся структурные функции (инвариантные сечения):

$$f(p,s) = E\frac{d^3\sigma}{d^3p}, \tag{3}$$

$$f_2(p_1,p_2,s) = E_1 E_2 \frac{d^6\sigma}{d^3p_1 d^3p_2}, \tag{4}$$

причём в случае реакции (2) часто используется корреляционная функция

$$C_2(p_1,p_2,s) = \rho_2(p_1,p_2,s) - \rho(p_1,s)\cdot\rho(p_2,s),$$

где $\rho_2(p_1,p_2,s) = f_2(p_1,p_2,s)/\sigma_{in}$, $\rho(p_{1,2},s) = f(p_{1,2},s)/\sigma_{in}$ (σ_{in} – полное неупругое сечение для взаимодействия частиц a и b).

Поскольку в дальнейшем нам понадобятся только свойства инвариантного сечения реакции (I), сосредоточим на ней своё внимание.

Интегрирование функции (3) приводит к соотношению

$$\int f(p,s)\frac{d^3p}{E} = \langle n_c\rangle \sigma_{in} = \sigma(c), \tag{5}$$

где $\langle n_c \rangle$ - средняя множественность частиц сорта c в неупругих взаимодействиях. Интеграл (5) называется полным инклюзивным сечением.

В экспериментах с неполяризованными частицами в силу азимутальной симметрии взаимодействия относительно оси реакции структурная функция $f(p, s)$ при фиксированном s зависит лишь от двух переменных (масса m частицы c определена). Наиболее часто используемые наборы переменных и соответствующие выражения для $f(p, s)$[7] приведены в табл.I.I.

Таблица I.I

Переменные	p_L, p_T^2	x, p_T^2	y, p_T^2	M_x^2, t
$f(p,s)$	$\frac{E}{\pi}\frac{d^2\sigma}{dp_T^2 dp_L}$	$\frac{E}{\pi p^*_{max}}\frac{d^2\sigma}{dp_T^2 dx}$	$\frac{1}{\pi}\frac{d^2\sigma}{dy\,dp_T^2}$	$\simeq \frac{s}{\pi}\frac{d^2\sigma}{dt\,dM_x^2}$

Здесь p_L и p_T - продольная и поперечная составляющие импульса $\bar{p}$ инклюзивной частицы, которые - так же, как и быстрота

$$y = 0{,}5\, \ln\left[\frac{E+p_L}{E-p_L}\right]$$

-могут быть определены как в СЦИ, так и в лабораторной системе (ЛС). Наряду с p_T часто используется поперечная масса $m_T = \sqrt{p_T^2 + m^2}$. Масштабная переменная $x = p_L^*/p^*_{max}$ определена в СЦИ (p^*_{max} -импульс первичной частицы в СЦИ, $p^*_{max} \to \sqrt{s}/2$ при $s \to \infty$). $M_x^2 = (p_a + p_b - p)^2$ - квадрат массы системы X в реакции (I), $t = (p_a - p)^2$ - квадрат передаваемого частице c 4-импульса.

В целом инклюзивный подход оказался весьма плодотворным при изучении наиболее общих свойств как сильных, так и слабых

и электромагнитных взаимодействий. Полученные результаты суммированы во многих обзорах - см., например, /7,8,I0-I4/.

Для описания основных свойств множественного рождения были предложены гипотеза масштабной инвариантности /I5/, согласно которой при высоких энергиях структурная функция процесса перестаёт зависеть от s и зависит только от масштабной переменной $x = 2p_L^*/\sqrt{s}$:

$$f(p_L^*, p_T^2, s) \xrightarrow[s\to\infty]{} f(x, p_T^2)$$

и $$f(p_L^*, p_T^2, s) \xrightarrow[\substack{s\to\infty \\ x\to 0}]{} f(p_T^2)$$

и гипотеза предельной фрагментации /I6/. В модели предельной фрагментации /I6/ взаимодействие между частицами при высоких энергиях сводится к взаимодействию между их составными частями. При взаимодействии частицы возбуждают друг друга, впоследствии распадаясь, причём распад (фрагментация) мишени имеет простые свойства в ЛС, формулируемые в виде гипотезы предельной фрагментации:

$$\frac{d^3\sigma}{d^3p}(s, \vec{p}) \xrightarrow[s\to\infty]{} \frac{d^3\sigma(\vec{p})}{d^3p},$$

$|\vec{p}|$ конечные

т.е. распределение фрагментов мишени с ростом s перестаёт зависеть от энергии. Суммарные квантовые числа фрагментов мишени те же, что и у частицы-мишени. Как известно, гипотеза Янга и др. /I6/ совпадает с гипотезой Фейнмана /I5/ для $|x| \geqslant 2m_T/\sqrt{s}$.

Ниже будут рассмотрены основные особенности антипротон-протонных взаимодействий при высоких энергиях в сравнении с протон-протонными взаимодействиями.

Экспериментальное изучение $\bar{p}p$- взаимодействий представляет собой интерес для физики высоких энергий из-за наличия аннигиляционного канала. Полное сечение $\sigma_{tot}(\bar{p}p)$, продолжающее убывать в области средних энергий, всё ещё заметно превышает протон-протонное сечение $\sigma_{tot}(pp)$ за счёт значительного вклада аннигиляционного канала. В области первичных импульсов 2÷I2 ГэВ/с было установлено[5], что сечение $\bar{p}p$ – аннигиляции σ_A практически совпадает с разницей полных сечений ($\sigma_A \simeq \sigma_{tot}(\bar{p}p) - \sigma_{tot}(pp)$) и от импульса p налетающего антипротона зависит как $p^{-0,6I}$ [8]. Используя эту эмпирическую зависимость[9]

$$\sigma_A = I4,7 \text{ мбн} / (p / I0 \text{ ГэВ/с})^{0,6I} \qquad (6)$$

можно оценить, что при импульсе антипротонов p = 22,4 ГэВ/с $\sigma_A \simeq 9$ мбн, что составляет ~0,23 $\sigma_{in}(\bar{p}p)$. Столь большой вклад аннигиляции открывает интересные возможности в сопоставлении антипротон-протонных взаимодействий с протон-протонными.

С современной точки зрения неупругие протон-протонные взаимодействия подразделяются на три основных процесса: а) фрагментация пучка; б) фрагментация мишени; в) пионизация (дифракция включена во фрагментацию). Как указывалось в[4], в pp – взаимодействиях, видимо, вплоть до энергий $I\mathcal{S}'R$ области фрагментации и пионизации перекрываются, что затрудняет их раздельное изучение. Преимуществом процессов аннигиляции $\bar{N}N$ в мезоны является отсутствие фрагментационных процессов, позволяющее в чистом виде изучать процессы пионизации и производить отбор теоретических моделей[4]. В этом плане представляет особый интерес изучение $\bar{p}p$ – взаимодействий в области

средних энергий (от I0 до 50 ГэВ), где сечение аннигиляции $\sigma_A \sim$ I0÷5 мбн составляет заметную часть (от 25% до I3%) неупругого сечения. Но поскольку при энергиях выше ~ I5 ГэВ велики трудности экспериментального выделения аннигиляции в камерной методике, приходится использовать непрямые методы определения свойств аннигиляции.

Рассмотрим процессы, дающие основные вклады в $\sigma_{tot}(\bar{p}p)$ и известную о них информацию.

I.2. Упругое $\bar{p}p$ - рассеяние.

Сечение упругого $\bar{p}p$ - рассеяния $\sigma_{el}(\bar{p}p)$ при средних энергиях падает с ростом энергии аналогично $\sigma_{el}(pp)$ - см. рис.I.I, взятый из /I7/. Наклон дифференциального сечения

$$B(t) = \frac{d[\ln(d\sigma_{el}/dt)]}{dt}$$

при $t \sim 0$ в $\bar{p}p$ - рассеянии убывает с энергией (в отличие от pp - рассеяния), видимо, стремясь сверху к общему с pp - рассеянием пределу для $s \gtrsim 500$ ГэВ^2 (см. обзор /8/).

Известно (см. рис.I.I), что для s выше ~25 ГэВ^2 отношение упругого сечения к полному остаётся постоянным (с 5% точностью) и одинаковым для частиц и античастиц, причём для $\bar{p}+p$ и $p+p$ взаимодействий $\sigma_{el}/\sigma_{tot} \simeq 0{,}I8 \div 0{,}20$ /8/, но для $\bar{p}p$ - рассеяния этот режим устанавливается при меньшей энергии ($p \gtrsim$ I5 ГэВ/с). Аналогичным образом и отношения наклонов упругих сечений к σ_{tot} одинаковы для частиц и античастиц и не зависят от энергии /8,I8/, составляя для $\bar{p}p$ - (и pp^-) взаимодействий ~0,26. Указанные свойства реализуются в модели /I8-20/, привлекающей концепцию геометрического скейлинга

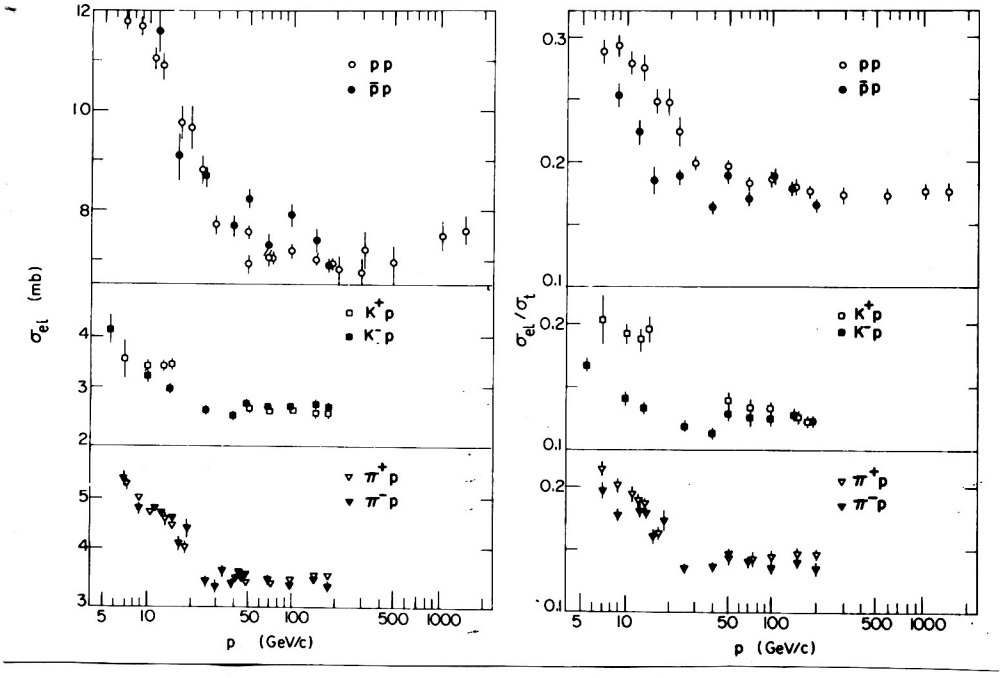


Рис.I.I. Зависимость сечений упругого рассеяния частиц и античастиц от первичного импульса p (слева) и аналогичная зависимость для отношения упругого сечения к полному (справа).

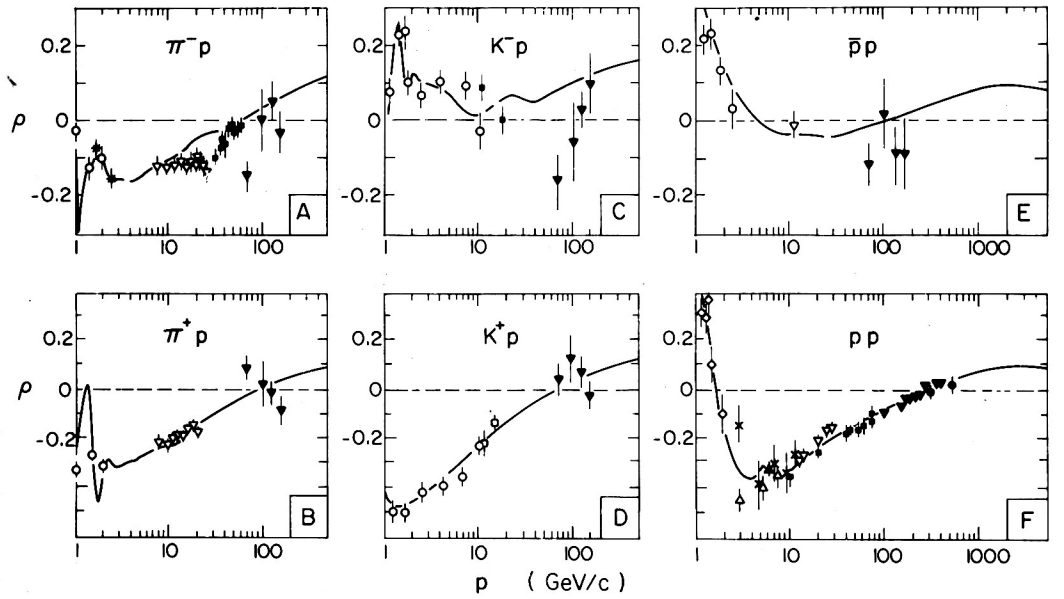


Рис.I.2. Отношение ρ реальной части амплитуды рассеяния к мнимой для различных частиц в зависимости от первичного импульса p .

(ГС) амплитуды рассеяния $A(b,s)$ по прицельному параметру b. Зависимость от энергии в этой модели полностью содержится в эффективном радиусе взаимодействия $R(s)$ и амплитуда не зависит от энергии, будучи выражена в функции от $b/R(s)$ /I9,20/. Вследствие ГС упругое, неупругое и полное сечения пропорциональны R^2, так же как и наклон $\frac{d\sigma_{el}}{dt}$ при малых t (последнее справедливо при чисто "теневом" характере рассеяния). Имеющиеся данные, представленные на рис.I.2 из/I7/, указывают, что для $p \gtrsim 5$ ГэВ/с в $\bar{p}p$ - рассеянии отношение действительной части амплитуды к мнимой $|\rho| \lesssim 0{,}I$, что позволяет рассматривать $\bar{p}p$ - рассеяние в указанной области энергий как преимущественно "теневое". Отметим, что при "теневом" рассеянии (амплитуда упругого рассеяния чисто мнимая) радиус взаимодействия R_{B3} следующим образом связан с наклоном дифференциального сечения ($\frac{d\sigma_{el}}{dt} \propto \exp(Bt)$): $R_{B3} = 2\sqrt{B}$.

Думается, что указанные свойства, связанные с геометрическим скейлингом, проявляющиеся в $\bar{p}p$ - взаимодействиях уже для $p \gtrsim 20$ ГэВ/с, свидетельствуют об установлении своеобразного асимптотического режима, что позволяет предположить проявление основных свойств высоко-энергетических $\bar{p}p$ - взаимодействий уже для $p \gtrsim 20$ ГэВ/с.

I.3 Дифракционная диссоциация.

Процессом, подобным по своим свойствам упругому рассеянию, является неупругая дифракция или дифракционная диссоциация пучка или мишени. Под дифракционной диссоциацией понимается класс неупругих процессов типа

$$a + b \to a + B, \quad (7)$$

$$a + b \to A + b, \quad (8)$$

$$a + b \to A + B, \quad (9)$$

где A (B) – группа частиц, обладающих следующими характерными свойствами.

I) A и a (B и b) имеют одинаковые внутренние квантовые числа такие как заряд, изоспин, барионное число, странность и т.д.. Спин и чётность могут отличаться в соответствии с изменением орбитального момента частиц a и A.

2) Наличие резкого переднего пика в угловом распределении, слабо меняющегося с ростом энергии. Полное сечение одиночной дифракции при фиксированной множественности в A (B) слабо зависит от энергии.

Процесс дифракционного рождения частиц впервые рассматривался Померанчуком и Фейнбергом[21] и в дальнейшем более детально изучался в работах[22] и[23], причём оказалось, что многие черты дифракционной диссоциации могут быть описаны без знания деталей сильных взаимодействий.

В предыдущие I0–I5 лет интенсивно исследовалась дифракционная диссоциация в эксклюзивные каналы, а в последние годы получены интересные результаты и по инклюзивной дифракции. Общее рассмотрение упругой и неупругой дифракции адронных волн дано в обзоре[17], в обзорах[24,25] суммированы результаты эксклюзивного изучения дифракционной диссоциации при высоких энергиях. Результаты изучения инклюзивной дифракции при высоких энергиях приведены в обзорах[26,27].

Перечисленные выше свойства дифракции I) и 2), установленные при изучении эксклюзивных каналов могут быть использо-

ваны для выделения процессов инклюзивной дифракции. Как примеры инклюзивной дифракции приведём процессы

$$\bar{p} + p \to \bar{p} + X, \qquad (10)$$

$$\bar{p} + p \to p + X, \qquad (11)$$

$$p + p \to p + X, \qquad (12)$$

где в конечном состоянии сохраняется невозбуждённым один из исходных адронов, а система X удовлетворяет упомянутым выше условиям I) и 2). Процесс одиночной дифракции принято рассматривать как квази-двухчастичный и характеризовать переменными M_X и t, где M_X - масса системы X, а t - изменение 4-импульса адрона, оставшегося невозбуждённым. В этих переменных инвариантное сечение процессов (10)-(12) записывается в соответствии с таб.I.I в виде

$$E\frac{d^3\sigma}{d^3p} \simeq \frac{s}{\pi}\frac{d^2\sigma}{dt\,dM_X^2},$$

причём M_X^2 следующим образом связано с фейнмановской переменной $x = p_L^*/p_{max}^*$ при $x \simeq 1$:

$$M_X^2 \simeq s(1-x) + \left[m^2 + 2(p_T^2+m^2)\left(x-\frac{1}{x}\right)\right] \xrightarrow[s\to\infty]{x\to 1} s(1-x).$$

В настоящее время существует два основных подхода к рассмотрению неупругой дифракции: t-канальный и s-канальный.

В t-канальном подходе /17/ неупругая дифракция при высоких энергиях рассматривается как процесс, идущий через обмен полюсом Померанчука. На рис.I.3 приведены диаграммы, сопоставляемые процессам одиночной дифракции пучка либо мишени и процессу двойной дифракции. Предполагая справедливость гипотезы факторизации померона, легко получить связь между сечением

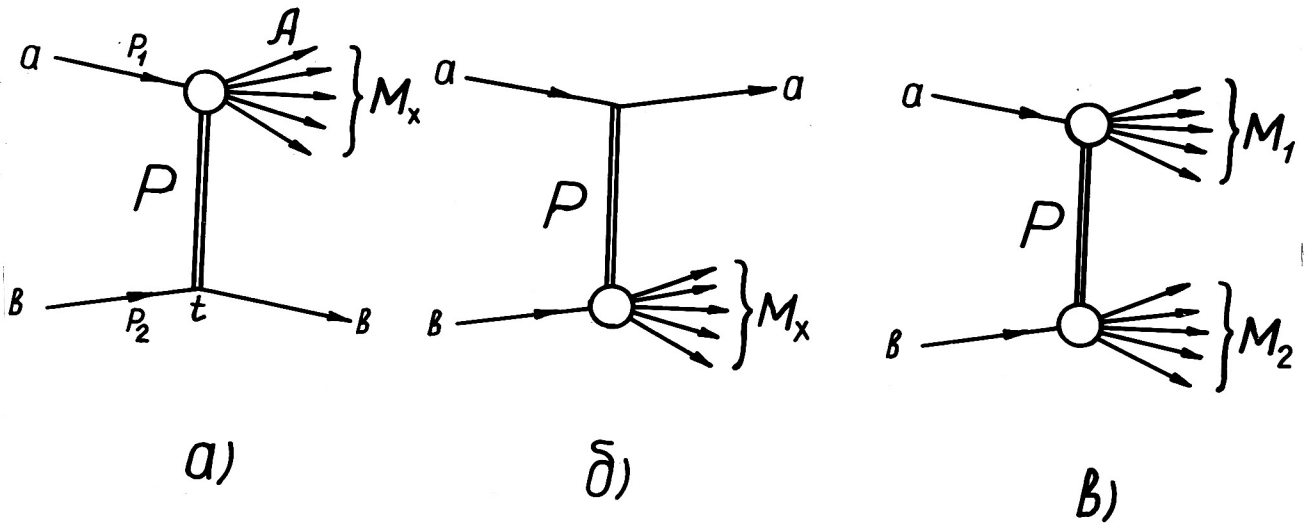


Рис.I.3. Реджевские диаграммы, описывающие процесс дифракционной диссоциации: а) и б) - одиночная дифракция; в) двойная дифракция.

$\frac{d\sigma(M_1,M_2)}{dt}$ процесса двойной дифракционной диссоциации в массы M_1 и M_2, сечениями $\frac{d\sigma(M_{1,2})}{dt}$ одиночной дифракции в массы M_1, M_2 и сечением упругого рассеяния $\frac{d\sigma_{el}}{dt}$ /8/:

$$\frac{d\sigma(M_1,M_2)}{dt} = \frac{d\sigma(M_1)}{dt}\cdot\frac{d\sigma(M_2)}{dt}\Big/\frac{d\sigma_{el}}{dt}. \qquad (13)$$

Обычно в силу ограниченности статистики сравниваются только полные сечения. Для этого случая, предполагая экспоненциальность всех $\frac{d\sigma}{dt}$ ($\propto e^{Bt}$), вместо (13) получим/8/ соотношение

$$\sigma_{DD} = \frac{\sigma_{SD}^2}{\sigma_{el}}\cdot\frac{B_{SD}^2}{B_{DD}\cdot B_{el}}, \qquad (14)$$

где индексы DD (SD) относятся к двойной (одиночной) дифракционной диссоциации и из (13) следует связь $B_{DD}=2B_{SD}-B_{el}$.

В силу трудности измерения σ_{DD} для оценки его величины часто используется соотношение (14) в виде $\sigma_{DD}\simeq\frac{4}{3}\frac{\sigma_{SD}^2}{\sigma_{el}}$, где учтено, что для малых масс $B_{SD}\simeq 2B_{el}$.

В t - канальном подходе естественным образом объясняется зависимость сечений процессов дифракционной диссоциации от энергии, свойство факторизации сечений, характер зависимости $\frac{d\sigma}{dM_x^2}$, зависимость наклона дифференциального сечения от массы и некоторые другие детали процессов/17,24,25,28/.

В S - канальном подходе/21,22/ дифракционная диссоциация рассматривается по аналогии с дифракцией волн в оптике. Именно, возникающая в результате поглощения мишенью (переход в неупругие недифракционные каналы) падающей волны вероятности дифракционная волна приводит не только к упругому рассеянию, но и в определённых случаях к рождению новых частиц, т.е.

к неупругим взаимодействиям. В конкретных расчётах[22] налетающая частица рассматривается как линейная суперпозиция так называемых собственных дифракционных состояний (СДС), которые по предположению испытывают лишь упругую дифракцию, связанную с поглощением в недифракционные неупругие каналы. В такой картине неупругая дифракция возникает в том случае, если в результате поглощения меняются относительные веса СДС, в противном случае будем иметь упругую дифракцию.

Анализ амплитуд дифракционной диссоциации в представлении прицельного параметра показал[29], что дифракции соответствует периферический профиль амплитуд.

Наибольшие успехи в попытках понять динамическую природу процессов дифракционной диссоциации на наш взгляд были достигнуты именно в S - канальном подходе, что будет видно ниже при рассмотрении соответствующих моделей.

Обратимся теперь к экспериментальным фактам, полученным при изучении дифракционной диссоциации протонов и π - мезонов.

Исследования на ISR показали, что дифракционное возбуждение не является феноменом, относящимся только к области малых масс M_X ядерных состояний. Теперь известно, что массы дифракционно возбуждаемых адронных систем растут с энергией, а полное дифракционное, существенно не зависящее от энергии, сечение (упругое, неупругое и вычисленное на основе факторизации дважды-дифракционное) составляет $\sim 0{,}4\ \sigma_{tot}$ для πp - и pp - взаимодействий в области энергий $FNAL$ и ISR [26], что и определяет важность изучения дифракционных процессов. При этом в области энергий $FNAL$-ISR в дифракции стала достижима новая область $M_X^2/s \ll 1$ и $M_X^2 \gg 1$ ГэВ^2,

не имевшая аналогий при низкой энергии. Эта область масс обычно рассматривается в 3-реджеонном подходе, причём лидирующий 3-померонный член даёт зависимость $\frac{d\sigma}{dM_x^2} \propto M_x^{-2}$ (см. подробности в [17]). Подобное поведение установлено для πp - и pp - взаимодействий начиная с энергии $\gtrsim$ 100 ГэВ [8], причём в pp - взаимодействиях зависимость $\sim M_x^{-2}$ выполняется в области $0{,}005 \lesssim \frac{M_x^2}{s} \lesssim 0{,}04$ для $s \gtrsim 500$ ГэВ^2 [25].

Изучение неупругой дифракции в pp - взаимодействиях при $s \gtrsim 500$ ГэВ^2 показало [25], что

а) с точностью 5-10% инвариантное сечение не зависит от s, причём дифракционный пик спадает по 3-померонной зависимости; доминирует обмен с изоспином $I = 0$;

б) вторичные обмены доминируют при $1-x \geq 0{,}05$;

в) наклон в $\frac{d\sigma}{dt}$ убывает с ростом M_x^2 для $M_x^2 \leq$ $\leq$ 10 ГэВ^2, выходя на плато при бо́льших M_x^2 ;

г) полное сечение неупругой дифракции, возможно, растёт с ростом s , ибо масса системы, которая может родиться дифракционным способом, растёт с s ($M_x^2 = \alpha s$, $\alpha \ll 1$);

д) факторизация справедлива для $|t| < 0{,}5$ ГэВ^2.

Отметим также, что множественность в распаде дифракционной системы X близка к множественности в адронных столкновениях при $\sqrt{s} \sim M_x$ [17,25].

Особое место занимают работы, в которых развивается динамический подход к дифракционной диссоциации адронов. Так в работах [30-32] было предложено рассматривать дифракцию как динамический процесс, идущий через две независимые стадии: 1) возбуждение одной или обоих первичных частиц в систему с массой M_x в бинарном процессе; 2) последующий распад возбуждённой

системы (дифракционного кластера). Причём распад дифракционного кластера рассматривался в моделях инвариантного[30,31] и продольного[31] фазового объёма и в модели статистического бутстрапа[32]. В работах[30,31] показано, что сечения эксклюзивной дифракции $\frac{d\sigma_n}{dM_x}$ (n – число частиц в распаде дифракционного кластера) простым образом связано с суммарным (инклюзивным) спектром $\frac{d\sigma}{dM_x}$:

$$\frac{d\sigma_n}{dM_x} = P_n(M_x) \cdot \frac{d\sigma}{dM_x},$$

где вероятность P_n равна произведению фазового объёма на изоспиновые статистические веса, а $\frac{d\sigma}{dM_x}$ является спектром масс дифракционных кластеров. Конкуренция открывающихся с ростом M_x каналов, описываемая факторами $P_n(M_x)$, приводит с ростом n к сдвигу максимума в $\frac{d\sigma_n}{dM_x}$ в сторону бо́льших M_x .

К интересным следствиям о связи процесса дифракционной диссоциации со структурой адронов пришли Фиалковский и Миеттинен[33], анализируя процесс неупругой дифракции протонов при высоких энергиях. Они показали, что измеренное в FNAL-ISR сечение неупругой дифракции $\sigma_D \simeq$ 6–8 мбн (причём $\sigma_D \simeq \sigma_{el}$) близко к максимальному значению, допускаемому унитарностью. Рассматривая совместно упругую дифракцию, определяемую поглощающими профилями собственных дифракционных состояний (СДС), и неупругую дифракцию, определяемую разностями этих профилей, они показали, что для объяснения наблюдаемой величины $\sigma_D \simeq \sigma_{el}$ требуется, чтобы СДС подразделялись на две группы: сильно поглощаемые и почти не возмущаемые при взаимодействии. Очевидно, что это требование свидетельствует о влиянии внутренней

структуры нуклона на процесс дифракции. Распространяя свой анализ на эйкональный подход, авторы[33] показали, что совместное рассмотрение упругой и неупругой дифракции приводит к более центральному виду эйконала $\Omega(b)$ как функции прицельного параметра b, чем в модели Чу-Янга, где эйконал определялся по измеренному формфактору протона. Этот результат интерпретируется[33] как сильное указание на то, что распределение материи в протоне может заметно отличаться от распределения зарядов, даваемого формфактором, причём нейтральная компонента структуры протона более важна в адронных взаимодействиях, чем заряженная.

Эта идея получила развитие в кварк-глюонной модели взаимодействия адронов, развиваемой Ван-Ховом с соавторами в ряде работ[34-38]. В этой модели адроны состоят из валентных кварков и связывающих их глюонов. В то время как слабое и электромагнитное взаимодействия действуют только на кварки, глюоны являются причиной неупругих адронных процессов с малыми p_T. При адрон-адронных столкновениях кварки пролетают через область взаимодействия, давая начало лидирующим частицам (или лидирующим кластерам), а глюоны дают центральные кластеры. В модели показано, что полученные из глубоко-неупругого рассеяния лептонов x - распределения кварков внутри нуклонов естественным образом связаны с x - распределением лидирующих частиц в адрон-адронных взаимодействиях. В рамках этой модели для pp - взаимодействий при высоких энергиях удалось провести[37] полуколичественное описание упругой и неупругой дифракции и упругого рассеяния при разумных предположениях о взаимодействии глюонов. При этом для объяснения наблюдаемого при высоких энергиях

сечения неупругой дифракции протонов необходимо положить, что глюоны взаимодействуют друг с другом максимальным образом, допускаемым унитарностью. Так как даже при центральном столкновении протонов имеется разброс прицельных параметров глюонов, то это объясняет, почему амплитуда упругого pp - рассеяния $A_{el}(b=0) \simeq 0{,}75$, а не I,0 . В рамках этой модели находит объяснение факт наблюдения геометрического скейлинга при энергиях, где $A_{el}(0)$ ещё не достигла унитарного предела. Объяснение состоит в том, что унитарный предел уже достигнут в глюон-глюонном рассеянии. В этом случае $A_{el}(0)$ в модели имеет вид $A_{el}(0) = 1 - \frac{a^2}{R^2}$, $a = const$, а R - радиус взаимодействия. Максимально допустимый по Фруассару рост $R \propto \ln s$ даёт следующее слабое изменение для $A_{el}(0)$:

$$1 - A_{el}(0) \propto (\ln s)^{-2},$$

что согласуется с экспериментальными данными.

Резюмируя обсуждение свойств и моделей дифракционной диссоциации адронов, отметим следующее:

а) при высоких энергиях дифракционная диссоциация оказывается одним из наиболее важных каналов, вклад которого в полное сечение соизмерим со вкладом упругого рассеяния, причём $\sigma_{el} + \sigma_D \simeq 0{,}4\,\sigma_{tot}$ в pp - взаимодействиях в области энергий $FNAL\text{-}ISR$;

б) детальный анализ дифракционной диссоциации показал, что хотя этот процесс, идущий с малыми передачами импульса, связывается обычно с большими радиусами взаимодействия, тем не менее его полное описание не может быть получено без привлечения информации о структуре адронов. Это обстоятельство тесно

связано с "теневым" характером неупругой дифракции при высоких энергиях. Если установление режима геометрического скейлинга действительно связано с насыщением глюон-глюонного взаимодействия, как это показано в[37], то для $\bar{p}p$ - взаимодействий это могло бы означать установление в каком-то смысле предасимптотического режима начиная с импульсов $\geq$ I5÷20 ГэВ/с.

I.4 Некоторые особенности недифракционных процессов

Основной вклад в неупругое сечение множественного рождения дают недифракционные процессы, подразделяемые условно на фрагментацию, центральное рождение и аннигиляцию (для $\bar{N}N$ - взаимодействий). Наиболее общими свойствами процесса множественного рождения являются: медленный (логарифмический) рост числа вторичных частиц с энергией, ограниченность поперечных импульсов частиц и наличие лидирующих частиц в конечном состоянии. В целом зависимость структурной функции $f(x, p_T^2)$ π - мезонов от поперечного импульса p_T в разных процессах подобна и приближённо описывается выражением

$$f(x, p_T^2) \simeq A \cdot \exp(-\alpha p_T) \qquad (I5)$$

для $0{,}2 \leq p_T \leq 1$ ГэВ/с с наклоном $\alpha \simeq 6$ (Гэв/с)$^{-1}$, а при больших p_T убывание $f(x, p_T^2)$ становится степенным. Форма p_T - зависимости слабо меняется с энергией, что приводит к слабому же ($\sim \ln s$) росту $\langle p_T \rangle$ с энергией и этот рост связан с более быстрым ростом инклюзивного сечения в области больших p_T. Для более тяжёлых частиц p_T - зависимости более пологи и $\langle p_T \rangle$ увеличиваются с массой частиц.

Для рождения нестранных мезонных резонансов в различных

реакциях установлено поведение

$$\frac{d\sigma}{dp_T^2} \simeq A \cdot \exp(-B p_T^2) \qquad (16)$$

во всём p_T - интервале с наклоном $B = 3{,}40 \pm 0{,}06$ (ГэВ/с)$^{-2}$ /39/, что соответствует $\langle p_T^2 \rangle \simeq 0{,}3$ (ГэВ/с)^2, в то время как для π - мезонов $\langle p_T^2 \rangle \simeq 0{,}11 \div 0{,}15$ (ГэВ/с)^2. Распределение $\frac{d\sigma}{dp_T^2}$ для π - мезонов более резко возрастает при $p_T^2 \to 0$, чем для резонансов. Подобное различие объясняется образованием значительного числа π - мезонов в результате распада резонансов, рождающихся в процессе взаимодействия /39/.

Изучение процессов аннигиляции $\bar{p}p \to n\pi$ при $p \leq 9{,}1$ ГэВ/с показало /40/, что аннигиляционные π - мезоны имеют бо́льшие поперечные импульсы, чем π - мезоны из неаннигиляционного канала.

Ниже будут рассмотрены некоторые модели, вобравшие в себя опыт экспериментального и теоретического изучения процессов множественного рождения.

I.5 Мультипериферическая и кластерная модели множественного рождения

Модели мультипериферического типа являются одной из наиболее разработанных феноменологических схем для описания процессов множественного рождения. Мультипериферическая (МП) модель множественного рождения основана на обобщении представлений о периферическом взаимодействии адронов, установленных для бинарных процессов. В МП модели предполагается, что процесс множественного рождения описывается диаграммой рис.I.4, где все инвариантные переданные импульсы $t_i = (p_a - \sum_{k=1}^{i} p_k)^2$ (или парные квадраты энергий $S_{i,i+1} = (p_i + p_{i+1})^2$)

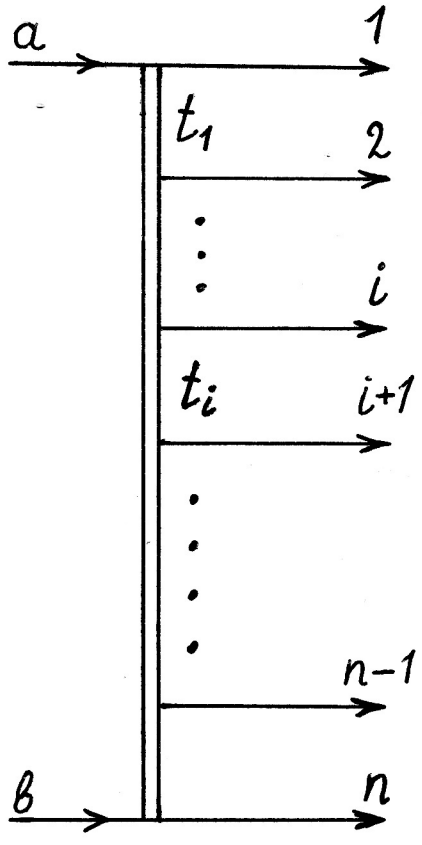


Рис.I.4. Диаграмма мультипериферической модели, описывающая рождение n частиц при взаимодействии частиц a и $в$.

не растут с ростом начальной энергии $\sqrt{s}$, т.е. $|t_i| \lesssim m^2$ (см. обзор[41]). Это свойство периферичности процесса обеспечивает ограниченность поперечных импульсов всех образующихся частиц, что находится в соответствии с существующими экспериментальными данными.

В МП-кинематике продольные импульсы p_L частиц последовательно убывают, так что $p_L^{i+1}/p_L^i \approx \gamma$, где γ - константа, меньшая единицы. Различные варианты МП моделей отличаются тем, что в каналах t_i диаграммы рис.I.4 происходит обмен различными виртуальными частицами (или реджеонами) π, ρ, A_2 и т.д. и в каждом звене МП-цепочки образуются частица, резонанс или кластер[42].

На шкале быстрот y частицы в МП модели равномерно заполняют весь кинематически допустимый интервал $\ln(s/m_T^2)$, а расстояние между y_{i+1} и y_i имеет порядок единицы. Это приводит к логарифмическому росту с энергией среднего числа частиц: $\langle n \rangle = a \cdot \ln(s/s_0) + b$.

Важным достоинством МП модели является возможность вычисления распределения частиц по поперечному импульсу[43,44].

Интересные выводы о динамике центрального рождения частиц были получены при анализе pp - данных $FNAL-ISR$ в рамках кластерной модели[45,46]. Анализировались корреляционные данные: полуинклюзивные корреляции $C_n(y_1, y_2)$, распределения по быстротным интервалам, средние характеристики центральных зон, корреляции в переносе заряда. Анализ проводился в рамках одномерной кластерной Монте-Карло-модели, построенной в духе мультипериферизма, и учитывающей эффект лидирующих частиц и закон сохранения энергии-импульса. Рассматриваемые в модели

мезонные кластеры с зарядами 0, $\pm$ I равномерно распределены в быстротном интервале между лидирующими частицами и распадаются изотропно в среднем на $\bar{n}_c$ заряженных частиц. Число кластеров распределено по закону Пуассона. Распределение зарядов кластеров подчиняется гипотезе обмена ограниченным зарядом (*LCEX*) между кластерами. Поперечным импульсом в модели пренебрегается, но его среднее значение входит в поперечные массы кластеров.

В работах[45,46] показано, что эта кластерная модель успешно описывает большой набор корреляционных данных для pp - взаимодействий в области энергий *FNAL-ISR* с независящими от энергии свойствами кластеров. Для описания данных требуется, чтобы кластеры имели поперечную массу $M_{cel} \simeq$ I,35 ГэВ, распадались в среднем на две заряженные частицы ($\bar{n}_c = 2$) в быстротном интервале $\delta \sim$ 0,6-0,7, причём внутреннее распределение по множественности для кластеров должно быть уже пуассоновского. Также требуется значительное (около 50-60%) образование заряженных кластеров. По мнению авторов[45,46], найденные свойства кластеров свидетельствуют в пользу того, что значительная часть наблюдаемых эффектов кластеризации может объясняться рождением известных мезонных резонансов.

I.6 Кварковые модели множественного рождения

В кварковых моделях утверждается, что определяющую роль при взаимодействии адронов высоких энергий играет их структура.

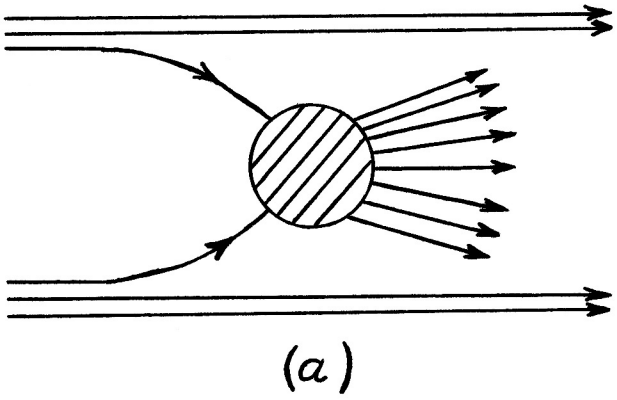
В работе Анисовича и Шехтера[47] определены относительные выходы частиц в адрон-адронных взаимодействиях в рамках наивной кварковой модели. Предполагается, что при столкновении

адронов большинство валентных кварков пролетают без взаимодействия (спектаторы), а взаимодействуют один кварк из пучка с одним кварком из мишени, давая центральный кварковый сгусток- см. рис. I.5а. Рождение кварков в центральном сгустке предполагается независящим от их квантовых чисел и от типа сталкивающихся кварков. Предполагается, что адроны образуются после установления статистического равновесия в центральном сгустке. Полагается, что во множественном рождении доминирует образование низших мезонных и барионных мультиплетов, а $SU(6)$ симметрия нарушена подавлением вероятности рождения странных кварков на фактор $\lambda \approx 1/3$.

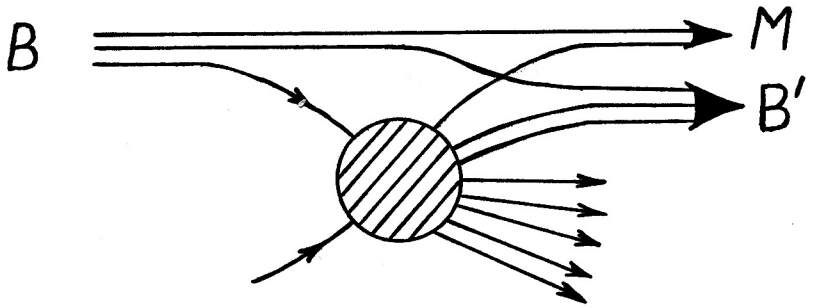
При рассмотрении рождения адронов в центральной области ($|x| \lesssim 1/3$) предполагается, что все они происходят из центрального сгустка. Кварковая модель позволяет вычислить относительные вероятности рождения различных частиц в предположении, что динамический фактор в инвариантном сечении одинаков для всех частиц. Рождение частиц в области фрагментации идёт через подхват спектатором недостающего кварка (антикварка) из центрального сгустка (см. типичную диаграмму на рис. I.5б). Характерной чертой модели Анисовича-Шехтера было предсказание обильного рождения резонансов во множественных процессах, что получило экспериментальное подтверждение.

Динамику процессов рождения адронов при высоких энергиях описывают кварк-партонные модели. В работе Голдберга[48] было указано, что для адронных реакций в области фрагментации протона наиболее вероятны такие два механизма образования мезонов с большим $|x|$:

а) фрагментация одного из валентных кварков - сечение



(а)



(б)

Рис.I.5. Кварковые диаграммы модели Анисовича-Шехтера:
а) барион (антибарион) - нуклонное взаимодействие;
б) диаграмма фрагментации бариона B в мезон M .

пропорционально $F_p(x)$, где $F_p(x)$ - распределение валентных кварков в протоне;

б) рекомбинация валентного кварка протона-мишени с медленным ($x \sim 0$) кварком из пучка - сечение пропорционально $F_p(x) \cdot F_g(0)$, где $F_g(x)$ - распределение кварков в пучковой частице.

В обоих процессах сечение рождения $\pi^{\pm}$ - мезонов с большим $|x|$ в области фрагментации протона пропорционально распределению соответствующих валентных кварков в протоне, определяемому функцией $\nu W_{2p}(x)$, измеренной в электророждении:

$$f(x) \sim \nu W_{2p}(x) \sim (1-x)^3 \Big|_{x \to 1} .$$

Имевшиеся в то время pp - данные подтверждали, что $f(x) \sim (1-x)^n$ при $x \to 1$, причём

$n = 3.3 \pm 0,3$ для π^+ - мезонов,

$n = 4,1 \pm 0,5$ для π^- -мезонов.

Описать рождение мезонов во всей кинематической области удаётся в модели слияния кварков /49/, основной механизм которой представлен диаграммой на рис. I.6. В результате слияния кварка q из одного начального адрона с антикварком $\bar{q}$ из другого адрона образуется мезон $M(q\bar{q})$, по предположению являющийся членом низшего мезонного 36 - плета. Распределение кварков в адронах задаётся структурными функциями, известными из глубоко-неупругого рассеяния. Такая модель хорошо описывает данные по рождению π-, K- и ρ - мезонов в πp- и pp - взаимодействиях в широкой области энергий (для $\bar{p}p$ - взаимодействий описаны только спектры ρ^0 - мезонов).

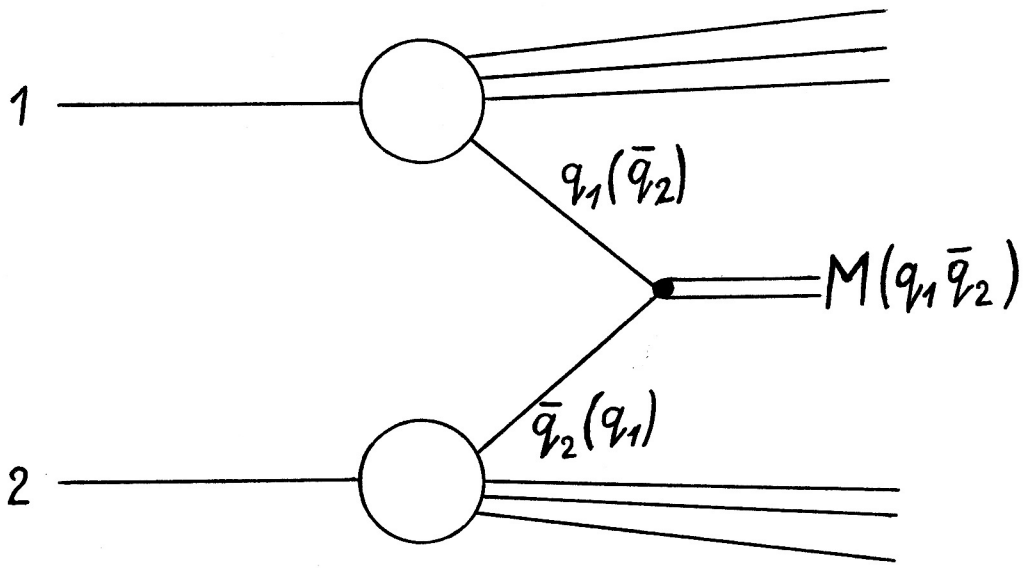


Рис.I.6. Диаграмма модели слияния кварков, описывающая рождение мезона M в результате слияния кварков q_1 и $\bar{q}_2$ при взаимодействии частиц I и 2.

В нынешнем её виде модель не включает рождение барионов.

I.7 Модели $\bar{P}P$ – аннигиляции при высоких энергиях

Рассмотрим имеющиеся для области высоких энергий модели $\bar{P}P$ – аннигиляции, начав с таких, которые описывают глобальные характеристики процесса.

В мультипериферической модели Голдберга[50] $\bar{P}P$ – аннигиляция в π – мезоны описывается диаграммой рис. I.4, где испускаемыми частицами являются π – мезоны, а обмен идёт нуклонной траекторией. В модели сохраняется изоспин, но нет рождения странных частиц и резонансов. Основными вычисляемыми величинами в модели являются сечения эксклюзивных каналов, откуда могут быть получены средняя множественность заряженных и нейтральных π – мезонов и зависимость среднего числа π^0 от числа π^-. Для средней множественности π^+ – мезонов $\langle n(\pi^+)\rangle$ в модели получено выражение

$$\langle n(\pi^+)\rangle = \frac{1}{3} g^2 \ln (s/M^2) + 2/3 ,$$

где $g^2 \simeq 1{,}68$, а M – нуклонная масса.

В работе[51] модель некоррелированной струи была применена к процессу $\bar{P}P$ – аннигиляции в пионы для вычисления зависимости корреляционного параметра f_2 от среднего числа π^- – мезонов $\langle n_- \rangle$. Для средней множественности $\langle n_- \rangle$ предсказывается логарифмическая зависимость от энергии.

В статистической модели Орфанидиса и Риттенберга[52] $\bar{P}P$ – аннигиляция рассматривается идущей через образование мезонного файербола, последовательно распадающегося на более лёгкий файербол плюс один пион. На каждой стадии сохраняется заряд

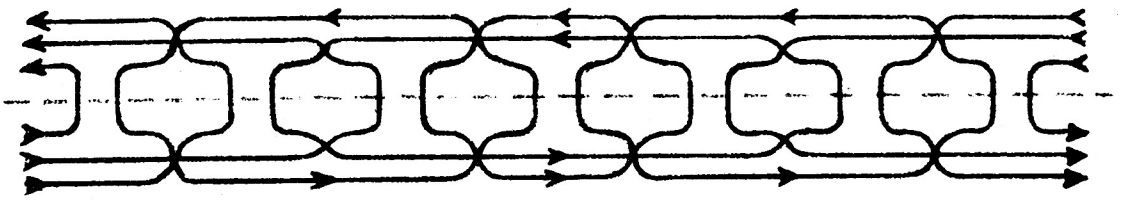
и запрещены дважды – заряженные файерболы. Модель описывает относительные веса эксклюзивных каналов в зависимости от энергии, распределение по множественности и его моменты. Подбор четырёх параметров модели обеспечивает описание экспериментальных данных для $\sqrt{s} \lesssim 4$ ГэВ. Число π – мезонов даётся выражением

$$\langle n(\pi^+) \rangle = 1{,}51 \cdot (s/4M^2)^{1/3}$$

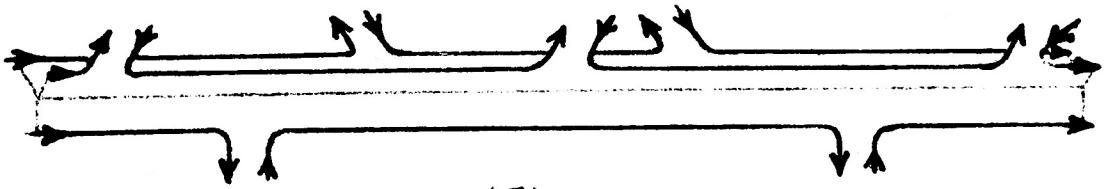
В модели статистического бутстрапа[53], образующийся при аннигиляции мезонный файербол распадается не только на π – мезоны, но и на резонансы ρ, ω, η (также допустимо испускание K и K^*). В модели сохраняется изоспин. В области $\sqrt{s} \lesssim 4{,}5$ ГэВ модель удовлетворительно описывает зарядовые и полные множественности, топологические сечения. Из теоретических соображений[53] область применимости модели ограничена малыми $\sqrt{s}$ (несколько ГэВ).

Общим недостатком моделей[50-53] является то, что они не дают описания инклюзивных спектров частиц и не принимают во внимание структуру адронов.

Этих недостатков лишена дуальная мультипериферическая модель Веббера[54], ныне являющаяся наиболее развитой моделью $\bar{p}p$ – аннигиляции при высоких энергиях. Амплитуда в этой модели представляется кварковой дуальной диаграммой рис. I.7. Аннигиляция валентных $q\bar{q}$ – пар даёт три последовательности быстротно-упорядоченных мезонных кластеров, в качестве которых с равными весами берутся векторные и тензорные мезоны (ρ, ω, f и A_2), выбранные по аналогии с центральным рождением в pp – взаимодействиях (ср. с[45,46]). Модель имеет одномерный



(а)



(б)

Рис.I.7. а) Дуальная диаграмма, представляющая аннигиляционный вклад в полное $\bar{B}B$ -сечение в модели /54/. б) Диаграмма, представляющая амплитуду аннигиляции, полученная разрезанием диаграммы а) вдоль пунктира. Υ - подобный объект представляет аннигилирующую $\bar{B}B$ -пару, а выходящие $q\bar{q}$ -пары образуют векторные и тензорные мезоны.

характер (поперечные импульсы включаются только в поперечные массы) и обеспечивает точное сохранение внутренних квантовых чисел частиц. Топология доминирующей диаграммы рис.I.7 приводит к эффекту лидирования, проявляющемуся в сдвиге максимумов спектров $d\sigma(\pi^{\pm})/dy^*$ в направлении движения первичных зарядов. С пятью свободными параметрами модель описывает следующие характеристики аннигиляции: распределение по множественности и его моменты, зависимость $\langle n(\pi^0)\rangle$ от $n(\pi^-)$, распределение по быстроте для кластеров и π - мезонов. К недостаткам модели следует отнести пренебрежение рождением K - мезонов и прямых π - мезонов и невыяснённость вопроса о вкладе нелидирующих диаграмм.

I.8 Мюллер-реджевский подход к описанию инклюзивных реакций

Понимание многих особенностей инклюзивных реакций было достигнуто после обобщения Мюллером[55] техники полюсов Редже на случай инклюзивных процессов.

Для инклюзивной реакции (I) в области фрагментации (где $u = (p_b - p)^2$ мало) инвариантное инклюзивное сечение в соответствии с рис.I.8а может быть представлено[56,57] суммой отдельных редже-обменов между системой $b\bar{c}$ и частицей a :

$$E\frac{d^3\sigma}{dp^3} = \beta_{aP} F_{bcP}(y - y_b, p_T)\, s^{\alpha_P(0)-1} + \sum_R s^{\alpha_R(0)-1} \tau_R \cdot F_{bcR}(y - y_b, p_T), \quad (I7)$$

где $F_{bcR}(y - y_b, p_T)$ - инклюзивные вершины, описывающие связь реджеонов с $b\bar{c}$ - системой при определённых p_T и y, β_{aR} есть константы связи реджеонов R с частицей a при

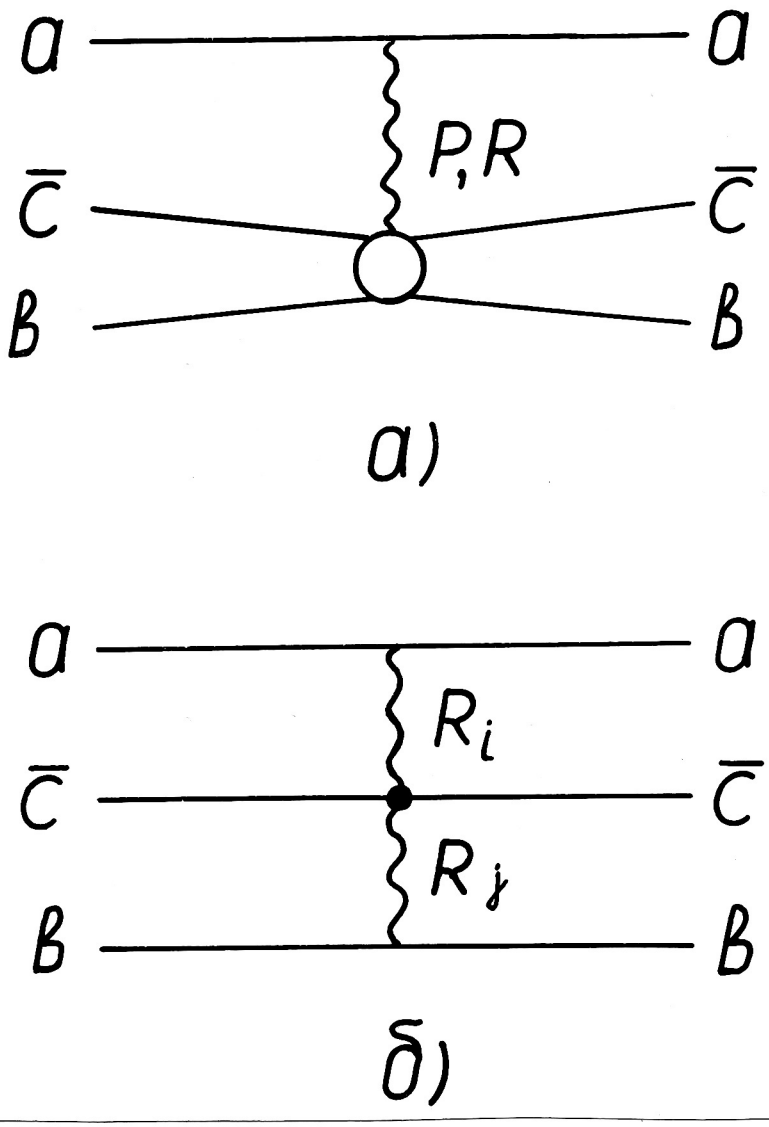


Рис. I.8. Мюллер-реджевские диаграммы, сопоставляемые инклюзивной реакции $a+b \to c+X$: а) в области фрагментации частицы b ; б) в центральной области.

нулевом переданном импульсе, R – перечисляет реджеоны. При феноменологическом анализе обычно полагается для померона P $\alpha_P(0) = I$, а в качестве R рассматриваются только лидирующие $\rho-$, $\omega-$, A_2- и f-траектории с интерсептами $\alpha_R(0) \simeq 0{,}5$. Тогда (I7) даёт следующую энергетическую зависимость инклюзивного сечения в области фрагментации /56/:

$$E\frac{d^3\sigma}{d^3p} = A(y-y_B, p_T) + B(y-y_B, p_T)\cdot s^{-\frac{1}{2}}. \qquad (I8)$$

Это значит, что инвариантное сечение в области фрагментации становится постоянным при $s \to \infty$ в соответствие с гипотезой предельной фрагментации /I6/.

Под влиянием этих идей в работе /58/ была проанализирована энергетическая зависимость рождения $\pi^{\pm}$- мезонов в области фрагментации протона для реакций $a + p \to c + X$, где $a = \gamma, p, \pi^{\pm}$ и $K^{\pm}$, а $c = \pi^{\pm}$. Проверялось также предположение о факторизуемости вычетов всех полюсов, фигурирующих в (I7), приводящие к тому, что асимптотическое сечение изучаемых реакций, нормированное на σ_{ap}^{∞} (померонный вклад в полное сечение) не должно зависить от типа налетающей частицы a.

Анализ экспериментальных данных в /58/ для области импульсов от 3,7 до 400 ГэВ/с показал, что величина

$$G(s) = \frac{1}{\sigma_{ap}^{\infty}} \int_{-0,4}^{0,2} dp_L \int dp_T^2 \frac{Ed^3\sigma}{d^3p}$$

ведёт себя различно в разных процессах, не показывая скейлингового поведения вплоть до энергий в сотни ГэВ. Большинство данных свидетельствовало, что если общий предел существует, то он достигается лишь при бесконечной энергии, причём достигается

он сверху. По-видимому, и факторизация вычетов может осуществляться лишь при $s \to \infty$.

Отсутствие у авторов[58] $\bar{p}p$ - данных при высоких энергиях не дало возможности сравнить их с данными по другим реакциям.

В рамках рассмотренного подхода легко понять[59,60] экспериментальный факт более простого энергетического поведения разности полных сечений

$$\Delta \sigma_{tot}(a^{\mp}b) = \sigma_{tot}(a^{-}b) - \sigma_{tot}(a^{+}b) = \gamma_{ab} s^{\alpha-1} \qquad (19)$$

по сравнению с поведением самих полных сечений. В мюллер-реджевской картине в зарядово-нечётных амплитудах, дающих вклад в (19), доминируют простые полюса - в отличие от зарядово-чётных амплитуд[60]. В разности (19) также выпадает вклад померона, чья структура ныне представляется достаточно сложной. Среди зарядово-нечётных полюсов, которые могут доминировать в $\Delta \sigma_{tot}(a^{\mp}b)$ наиболее вероятны ρ и ω с пересечениями $\alpha(0) \simeq 0{,}5$ (φ - полюс с $\alpha_\varphi(0) \simeq 0$ слабо связан с нуклонами, обычно фигурирующими в качестве мишеней). Более точно $\alpha_\omega(0) = 0{,}40$[60].

В предположении факторизации реджевских вычетов и используя гипотезы ω- и ρ - универсальности и $SU(3)$ симметрию в[60] для $p^{\mp}p$ - процессов получено

$$\Delta \sigma_{tot}(p^{\mp}p) = 5\beta^2 s^{\alpha-1}, \qquad (20)$$

где $\beta = \beta_{\pi^+\rho} = 2\beta_{\rho\rho} = \frac{2}{3}\beta_{\rho\omega}$ и $\alpha = \alpha_\omega(0) = \alpha_\rho(0)$.

Как показано в[56], из (18) следует, что разности

фрагментационных сечений между процессами $\bar{a}+b$ и $a+b$ пропорциональны $s^{-\frac{1}{2}}$.

Более подробно для разности фрагментационных сечений в процессах $\bar{a}+b$ и $a+b$ в /60/ из (I7) получено

$$\Delta f_c(a^{\mp}b\to c+X)=E\frac{d^3\sigma(\bar{a}+b\to c+X)}{d^3p}-E\frac{d^3\sigma(a+b\to c+X)}{d^3p}= \tag{2I}$$

$$=2\sum_{R=\rho,\omega}s^{\alpha_R(0)-1}\cdot\beta_{aR}F_{bcR}(y-y_b,p_T).$$

Для $\pi^{\pm}$ - мезонов в $p^{\mp}p$ - процессах это даёт

$$\Delta f_{\pi^+}(p^{\mp}p)=2\left(\beta_{p\omega}F_{p\pi^+\omega}+\beta_{pp}F_{p\pi^+p}\right)s^{\alpha-1},$$

$$\Delta f_{\pi^-}(p^{\mp}p)=2\left(\beta_{p\omega}+\beta_{pp}\right)F_{p\pi^-R}\cdot s^{\alpha-1};\ F_{p\pi^-R}=F_{p\pi^-\omega}=F_{p\pi^-p}. \tag{22}$$

При анализе экспериментальных данных обычно используются величины Δf, полученные интегрированием (2I) по p_T^2 и малой области продольных импульсов в ЛС:

$$\Delta f_c(a^{\mp}b)=\int_{-0,4}^{0,2}dp_L\int dp_T^2\,\Delta f_c(a^{\mp}b\to c+X).$$

Анализ экспериментальных данных в /58,60/ показал, что $\Delta f_{\pi^{\pm}}$ в об[illegible] и [illegible]оких энергий действительно демонстрируют поведение типа s^{α} для процессов $\pi^{\pm}p$, $K^{\mp}p$. Для процессов $p^{\mp}p$ для π^+ - мезонов в области высоких энергий в /60/ использовалась лишь одна точка при I00 ГэВ, что не позволяло уверенно оценить s - зависимость; для рождения π^- - мезонов имелись точки при 9 и I00 ГэВ, позволявшие предположить вклад типа $s^{-\frac{3}{2}}$ от нижележащих траекторий, но не дававшие возможности определения области, где доминирует зависимость вида $s^{-\frac{1}{2}}$.

Поскольку $\Delta\sigma_{tot} \sim s^{-\frac{1}{2}}$, то при установлении для Δf режима $\sim s^{-\frac{1}{2}}$ отношение $\Delta f/\Delta\sigma_{tot}$ перестаёт зависеть от энергии, определяясь инклюзивными вершинами и вычетами (сравни (I9) и (2I)).

Для центральной области инвариантное сечение в прежних обозначениях и в соответствие с рис.I.8б записывается в виде

$$E\frac{d^3\sigma(a+b\to c+X)}{d^3p} = \beta_{aP}\beta_{bP}g_{cPP} + s^{-\frac{1}{4}}\sum_i\left(\beta_{aP}\beta_{bi}e^{-\frac{y^*}{2}} + \right. \tag{23}$$

$$\left. + \tau_i\beta_{ai}\beta_{bP}e^{\frac{y^*}{2}}\right)\cdot g_{cPi} + s^{-\frac{1}{2}}\sum_{i,j}\tau_i\beta_{ai}\beta_{bj}g_{cij},$$

где β - константы связи, g - внутренние реджеон-реджеон-частица вершины, а $i,j = f,\rho,\omega,A_2$ (для простоты предположены $\alpha_R(0) = 1/2$). В разности инвариантных сечений кроме членов $\sim s^{-\frac{1}{2}}$ остаются и члены типа $s^{-\frac{1}{4}}$, обусловленные $\rho-$ и ω - обменами, которые можно исключить, беря в конечном состоянии комбинацию $(c+\bar{c})$. Тогда останется для разности при $y^* = 0$:

$$\Delta f_{(c+\bar{c})}(a^{\mp}b) = 4s^{-\frac{1}{2}}\sum_{i,j=\rho,\omega}\beta_{ai}\beta_{bj}g_{cij} = \tag{24}$$

$$= 4s^{-\frac{1}{2}}\left(\beta^2_{P\omega}g_{\pi\omega\omega} + \beta^2_{P\rho}g_{\pi\rho\rho}\right),$$

причём последнее равенство написано для $c=\pi$ в $p^{\mp}p$ - процессах, ибо комбинация обменов $\rho-\omega$ не даёт вклада для π по C - чётности. При нормировке на разность полных сечений получается из (24)[60]

$$\Delta\frac{d\sigma(\pi^{\mp}p)}{dy}\Big|_{y^*=0}\Big/\Delta\sigma_{tot}(\pi^{\mp}p) = 2g_{\pi\rho\rho},$$

$$\Delta\frac{d\sigma(p^{\mp}p)}{dy}\Big|_{y^*=0}\Big/\Delta\sigma_{tot}(p^{\mp}p) = \frac{9}{5}g_{\pi\omega\omega} + \frac{1}{5}g_{\pi\rho\rho}. \tag{27}$$

Последние соотношения позволяют получить из эксперимента оценки соответствующих вершин.

I.9 Интерференция тождественных частиц и пространственно-временна́я картина множественного рождения

Двухчастичные корреляции как правило более чувствительны к динамике процесса генерации частиц, чем одночастичные спектры. Интерференция тождественных частиц приводит к специфическим двухчастичным корреляциям, содержащим информацию об области генерации частиц.

Первое указание на возможное влияние эффекта интерференции на спектры тождественных частиц было получено при анализе угловых корреляций вторичных π – мезонов во множественном рождении – так называемый $GGLP$– эффект[61]. В дальнейшем эта проблема получила основательную разработку в цикле работ Копылова и Подгорецкого[62-65, 68-70] (см. также[66,67]), что привело к постановке серии новых экспериментов. Ими было показано, что интерференция двух тождественных частиц I и 2 с 4-импульсами p_1 и p_2 существенна только при $p_1 \simeq p_2$ и что эффект в основном зав[illegible] о[illegible]зности 4-импульсов $q = p_1 - p_2$.

Рассматрив[illegible] [illegible]нтерференцию тождественных частиц, будем иметь в виду $\pi^{\pm}$ – мезоны, образуемые в процессах множественного рождения.

Рассмотрим следствия интерференции тождественных частиц, испускаемых движущимся источником, следуя работе[64]. Амплитуда регистрации детектором частицы с 4-импульсом ($\vec{p}$, ε), испущенной тяжёлым точечным осциллятором с собственной частотой $E^*/\hbar$ и временем жизни $\tau^* = \hbar/\Gamma^*$ (в ЛС соответственно

$E/\hbar$ и $\tau = \hbar/\Gamma$), движущимся равномерно со скоростью $\bar{v}$, имеет вид

$$A(\varepsilon, \bar{r}) \sim \frac{\exp(ipr/\hbar) \cdot \exp(i\varepsilon t_0/\hbar)}{\varepsilon - \bar{p}\cdot\bar{v} - E + i\hbar/2\tau} , \qquad (26)$$

где t_0 – момент возбуждения источника, $p = |\bar{p}|$, а r – расстояние от источника до детектора.

Пусть теперь имеется два достаточно тяжёлых осциллятора I и 2, испускающих тождественные частицы (бозоны) и обладающие в ЛС энергетическими характеристиками E_1 , E_2 , Γ_1 и Γ_2 . Они движутся со скоростями $\bar{v}_1$, $\bar{v}_2$. Первый осциллятор "включается" в момент t_1 , когда он находится в точке $\bar{r}_1$, второй – в момент t_2 и в точке $\bar{r}_2$. Испускаемые частицы регистрируются двумя неподвижными детекторами, расположенными в точках $\bar{r}_3$, $\bar{r}_4$. Расстояние между источниками $r_{12} = |\bar{r}_1 - \bar{r}_2|$ предполагается очень малым по сравнению со всеми расстояниями r_{13} , r_{14} , r_{23} и r_{24} между источниками и детекторами.

В этих условиях амплитуда $A(\varepsilon_3, \varepsilon_4)$ того, что детектор 3 зарегистрирует частицу с энергией ε_3 , а детектор 4 – частицу с энергией ε_4 , слагается из двух частей, ибо указанное событие может осуществиться двумя путями:

а) частица, попавшая в детектор 3, испущена источником I, другая частица – источником 2. Соответствующая амплитуда пропорциональна выражению

$$A_1 = \frac{\exp[i(p_{13} r_{13} + \varepsilon_3 t_1)/\hbar] \cdot \exp[i(p_{24} r_{24} + \varepsilon_4 t_2)/\hbar]}{(\varepsilon_3 - \bar{p}_{13}\cdot\bar{v}_1 - E_1 + i\Gamma_1/2)\cdot(\varepsilon_4 - \bar{p}_{24}\bar{v}_2 - E_2 + i\Gamma_2/2)} , \qquad (27)$$

в котором индексы при импульсах $\bar{P}_{13}$ и $\bar{P}_{24}$ и их модулях P_{13}, P_{24} указывают номера источников и детекторов;

б) частица, попавшая в детектор 3, испущена источником 2, другая частица – источником I. В этом случае амплитуда имеет структуру

$$A_2 = \frac{\exp[i(P_{14}r_{14} + \varepsilon_4 t_1)/\hbar] \cdot \exp[i(P_{23}r_{23} + \varepsilon_3 t_2)/\hbar]}{(\varepsilon_4 - \bar{P}_{14}\cdot\bar{V}_1 - E_1 + i\Gamma_1/2)\cdot(\varepsilon_3 - \bar{P}_{23}\cdot\bar{V}_2 - E_2 + i\Gamma_2/2)} . \qquad (28)$$

Суммарная амплитуда $A(\varepsilon_3, \varepsilon_4)$ равна сумме выражений (27) и (28):

$$A(\varepsilon_3, \varepsilon_4) = A_1 + A_2 .$$

Вероятность регистрации двух тождественных частиц

$$\mathcal{P} = |A(\varepsilon_3, \varepsilon_4)|^2 . \qquad (29)$$

Усреднив (29) по ненаблюдаемым энергиям E_1 и E_2, получим для вероятности

$$\mathcal{P}(\bar{r}_1, \bar{r}_2, t_1, t_2, \bar{V}_1, \bar{V}_2, \bar{P}_3, \bar{P}_4) \sim 1 + \frac{(1+y_1y_2)\cdot\cos\alpha + (y_1 - y_2)\cdot\sin\alpha}{(1+y_1^2)\cdot(1+y_2^2)} , \qquad (30)$$

где

$$\alpha\hbar = \bar{q}\cdot\bar{r}_{12} - q_0 t_{12} , \quad y_{1,2} = (q_0 - \bar{q}\cdot\bar{V}_{1,2})/\Gamma_{1,2} ,$$

а дополнительный к единице член в (30) возник в результате интерференции амплитуд A_1 и A_2. Выше $t_{12} = t_1 - t_2$, $\bar{r}_{12} = \bar{r}_1 - \bar{r}_2$, $q_0 = \varepsilon_1 - \varepsilon_2$, $\bar{q} = \bar{P}_1 - \bar{P}_2$. Поскольку α и $y_{1,2}$ являются скалярными произведениями 4-векторов, выражение (30) является лоренц-инвариантным /64/.

Если тождественные частицы испускаются одинаковыми неподвижными источниками ($\bar{v}_1 = \bar{v}_2 = 0$), то $y_1 = y_2 = q_0\tau$ и (30) переходит в

$$\mathcal{P} \sim 1 + \frac{\cos\alpha}{1+\tau^2 q_0^2} \cdot \qquad (31)$$

В том случае, когда частицы испускаются источниками, распределёнными в пространстве, необходимо усреднить выражения (30) или (31) по распределениям источников. Это приводит к двухчастичной плотности W в фазовом пространстве для тождественных частиц вида

$$W(p_1, p_2) = [1 + \lambda \cdot f(q,P)] \cdot W_0(p_1, p_2), \qquad (32)$$

где W_0 – плотность в фазовом пространстве в отсутствие интерференции (о параметре $\lambda \neq 1$ в общем случае, будет сказано ниже). Конкретный вид функции $f(q,P)$ зависит от механизма рождения частиц, но она обладает следующими общими свойствами: а) $f(0,P) = 1$; б) $f(q,P) \to 0$ при увеличении абсолютного значения любой из компонент 4-вектора q . Скорость этого убывания зависит от пространственно-временных характеристик источников тождественных частиц. Из перечисленных свойств функции $f(q,P)$ и (32) следует, что интерференция приводит к удвоению двухчастичной плотности тождественных частиц при $q = 0$ по сравнению с плотностью вдали от $q = 0$.

Если излучатели распределены в области вблизи начала координат по закону

$$U(\bar{r}) \sim \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{x^2}{A^2} + \frac{y^2}{B^2} + \frac{z^2}{C^2}\right)\right],$$

то

$$f(q)=\frac{\exp\left[-\left(q_x^2A^2+q_y^2B^2+q_z^2C^2\right)\right]}{1+(\tau q_0)^2}\,. \tag{33}$$

При наблюдении в направлении $\bar{n}$ частиц, излучённых с поверхности шара радиуса R и в предположении $c\tau \gg R$ (c - скорость света)

$$f(q)=\left[\frac{2J_1(Rq_T)}{Rq_T}\right]^2\cdot\frac{1}{1+(\tau q_0)^2} \tag{34}$$

(где $J_1(x)$ - функция Бесселя первого порядка), что совпадает с аналогичным выражением для диска, излучающего в направлении $\bar{n}$ ($\bar{q}_T=\bar{q}-(\bar{q}\cdot\bar{n})\bar{n}$).

В экспоненциальном приближении (для $Rq_T \ll 1$ и $\tau q_0 \ll 1$) выражение (34) можно записать в виде

$$f(q)\approx \exp\left(-\frac{R^2q_T^2}{4}-\tau^2q_0^2\right). \tag{35}$$

В этом приближении учёт кривизны излучающей поверхности шара достигается заменой в (35) $\tau^2\to\tau^2+R^2/18v_0^2$, где v_0 - скорость пары частиц /7I/.

Выражения (33) - (35) служат примером зависимости функции $f(q)$ от раз[illegible] [illegible]ол[illegible] [illegible]енерации частиц. Поскольку в большинстве случаев фу[illegible] $f(q,p)$ наиболее резко зависит от q , а зависимостью от p можно пренебречь*), выражение (32) описывает эффект в пространстве 4-х измерений. Однако связь $q\cdot p=0$ уменьшает число независимых компонент 4-вектора q до трёх.

---

*) В работе /65/ показано, что при стационарном движении точечных источников функция $f(q,p)$ в (32) зависит только от q .

Переход к меньшему числу измерений (интегрирование по каким-либо переменным) как правило ослабляет проявление эффекта, уменьшая отношение эффект/фон при $q = 0$, равное 2:I для (32) при $\lambda = 1$. Однако такое отношение ещё сохраняется на двумерном распределении для простых моделей при специальном выборе переменных, как было показано Копыловым /70/. Для этого надо использовать переменные

$$q_0 = |\varepsilon_1 - \varepsilon_2| \qquad \text{и}$$

$$q_T^2 = \bar{q}^2 - (\bar{q}\cdot\bar{n})^2 \quad ,$$

где $\bar{n} = \bar{P}/|\bar{P}|$ – вектор направления движения пары. Видно, что выражения (34) и (35) зависят только от этих двух переменных.

Следует подчеркнуть, что в общем случае q_0 – зависимость функции $f(q)$ определяется тремя параметрами: временем жизни источников τ, разбросом моментов их включения T и "продольным" временем R_L/v_0 (R_L – размер системы источников частиц вдоль направления наблюдения $\bar{n}$)/64,69/. Характер q_T^2-зависимости определяется размером системы источников, перпендикулярным к направлению наблюдения $\bar{n}$ и лежащим в плоскости компланарности. Таким образом, меняя направление наблюдения и ориентацию плоскости пары, можно определять продольный ($R_{\parallel}$) и поперечный ($R_{\perp}$) размеры области генерации частиц /63/.

Для случая излучения частиц двумя движущимися протяжёнными источниками в /64/ получено выражение

$$\frac{W(q_0,\bar{q})}{W_0(q_0,\bar{q})} \simeq \sigma_1^2\left(1+\frac{I^2(\rho_1)}{1+y_1^2}\right)+\sigma_2^2\left(1+\frac{I^2(\rho_2)}{1+y_2^2}\right)+ \qquad (36)$$

$$+ 2\sigma_1\sigma_2\left[1+\frac{I(p_1)\,I(p_2)\,(1+y_1y_2)}{(1+y_1^2)(1+y_2^2)}\right],$$

где $\sigma_{1,2}(\bar{n},\bar{V}_{1,2})$ описывают вероятность вылета частиц из данной области в данном направлении, а функции $I(p_{1,2})$ связаны с пространственным распределением осцилляторов внутри источников. Член, пропорциональный $\sigma_1\sigma_2$, описывает интерференцию частиц, излучённых разными источниками.

Возвращаясь к общему выражению (32), отметим, что параметр $\lambda = 1$ в большинстве рассматривавшихся моделей. Однако наличие интерференции в многочастичных бозонных состояниях приводит к тому, что в двухчастичных распределениях (32) параметр $\lambda \geq 1$, причём отличие от единицы тем больше, чем меньше фазовый объём[72].

К значениям $\lambda < 1$ могут приводить процессы, в которых рождение пар тождественных частиц с близкими 4-импульсами подавлено. Подобное явление предсказывается в моделях типа мультипериферических[73], где для соседних частиц в мультипериферической цепочке наиболее вероятно иметь разные знаки. На основе предст[illegible]ственном рождении как процессе, идущем че[illegible]варковых струй, в[73] предсказывается, что параметр $\lambda \sim 0$ в e^+e^- - аннигиляции в адроны (одна струя), отличен от нуля, но <1 для πp-, Kp - и pp - взаимодействий (две струи) и максимален для $\bar{p}p$ - аннигиляции (три струи). Поэтому в дальнейшем при анализе экспериментального материала в формулы из работ Копылова-Подгорецкого будет вводится свободный параметр λ.

В работе[67] было указано, что интерференция должна про-

являться и в спектре эффективных масс пар тождественных π - мезонов. Там же обращено внимание на то, что при обильном рождении резонансов наблюдаемые π - мезоны образуются в основном на расстоянии пробега резонансов от области взаимодействия.

I.IO Заключение

Из изложенного материала следует, что для описания многих аспектов взаимодействия адронов при высоких энергиях (дифракционная диссоциация, фрагментация, центральное рождение и аннигиляция) необходимо привлекать представления о структуре адронов. Имеются также указания на то, что многие процессы протекают через образование кластеров, в значительной мере отождествляемых с известными резонансами. Определённую информацию о рождении кластеров может дать изучение интерференционных корреляций тождественных π - мезонов.

ГЛАВА 2 ПОСТАНОВКА И МЕТОДИКА $\bar{p}p$ - ЭКСПЕРИМЕНТА ПРИ 22,4 ГЭВ/С

2.I Основные характеристики пузырьковой камеры "Людмила"

Двухметровая жидководородная пузырьковая камера ОИЯИ "Людмила" используется для проведения экспериментов на пучках частиц с импульсами $\leq$ 40 ГэВ/с. Общий вид камеры приведён на рис.2.I, взятом из /74/.

Камера имеет объём ~ 0,86 м^3. Она помещена в магнитное поле с напряжённостью ~ 2,5 тесла. Топография поля была измерена в 2000 точек /75/.

В камере используется автоколлимационная система освещения /74/. Фотографирование объёма производится четырьмя стереофотокамерами, расположенными в верхней части установки по вершинам квадрата со стороной 460 мм. Средний масштаб фотографирования I/I5. Принятая система маркировки плёнки позволяет вести обработку снимков как на полуавтоматических устройствах типа ПУОС, [illegible] HPD .

В плос[illegible]афирования XY рабочий объём камеры имеет размеры ~ 200x60 см^2. Длина рабочей области в разных экспозициях варьировалась от 85 до 67,5 см. При максимальной длине рабочей области для обработки отбирались события с X-, Y - координатами вершин (ось X - вдоль пучка), лежащими в пределах: $-55 \leq X \leq 30$ (см), $-8 \leq Y \leq 10$ (см). На рис.2.2 приведены распределения координат вершин событий для части статистики.

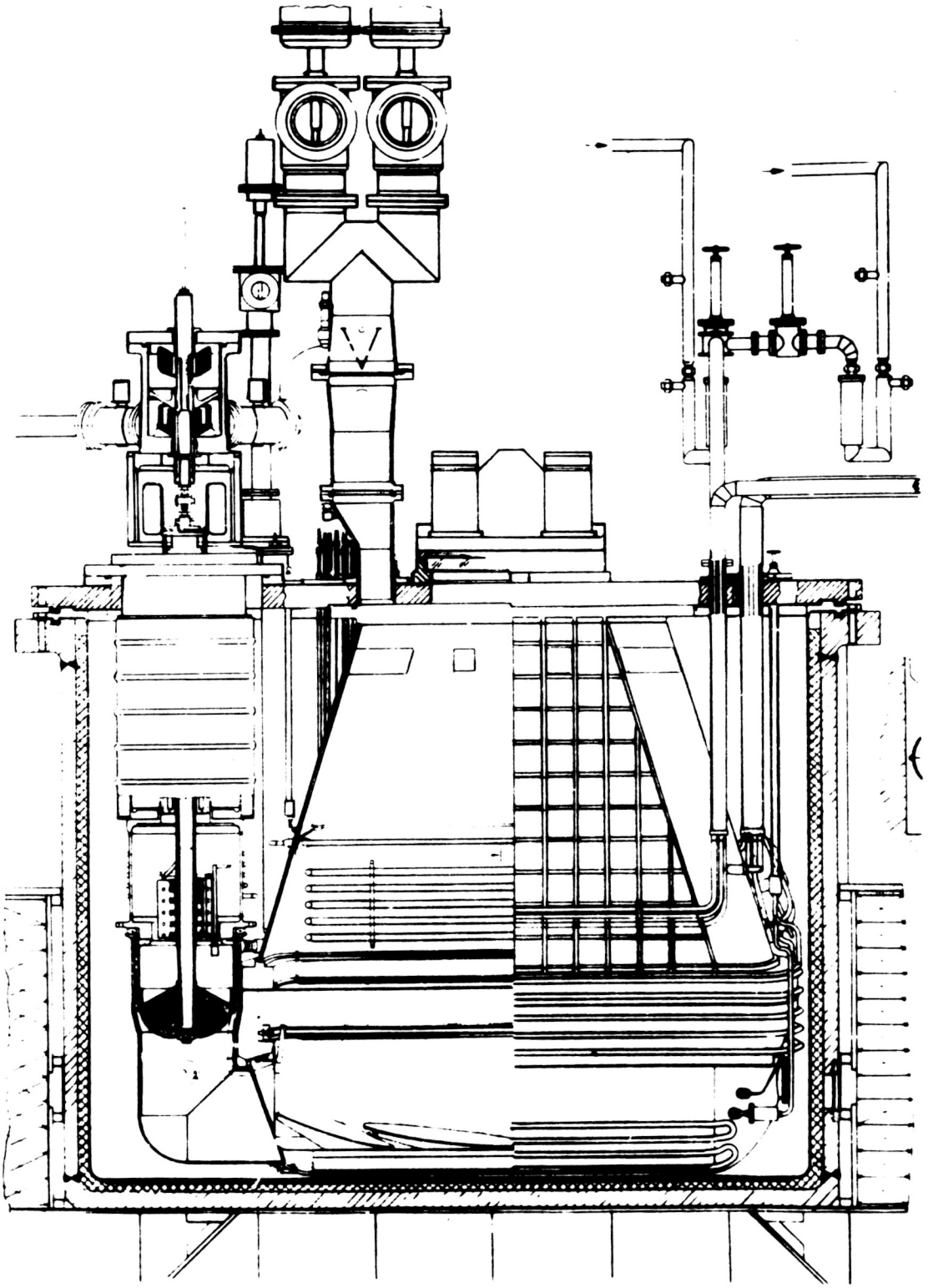


Рис. 2.I. Общий вид камеры "Людмила".

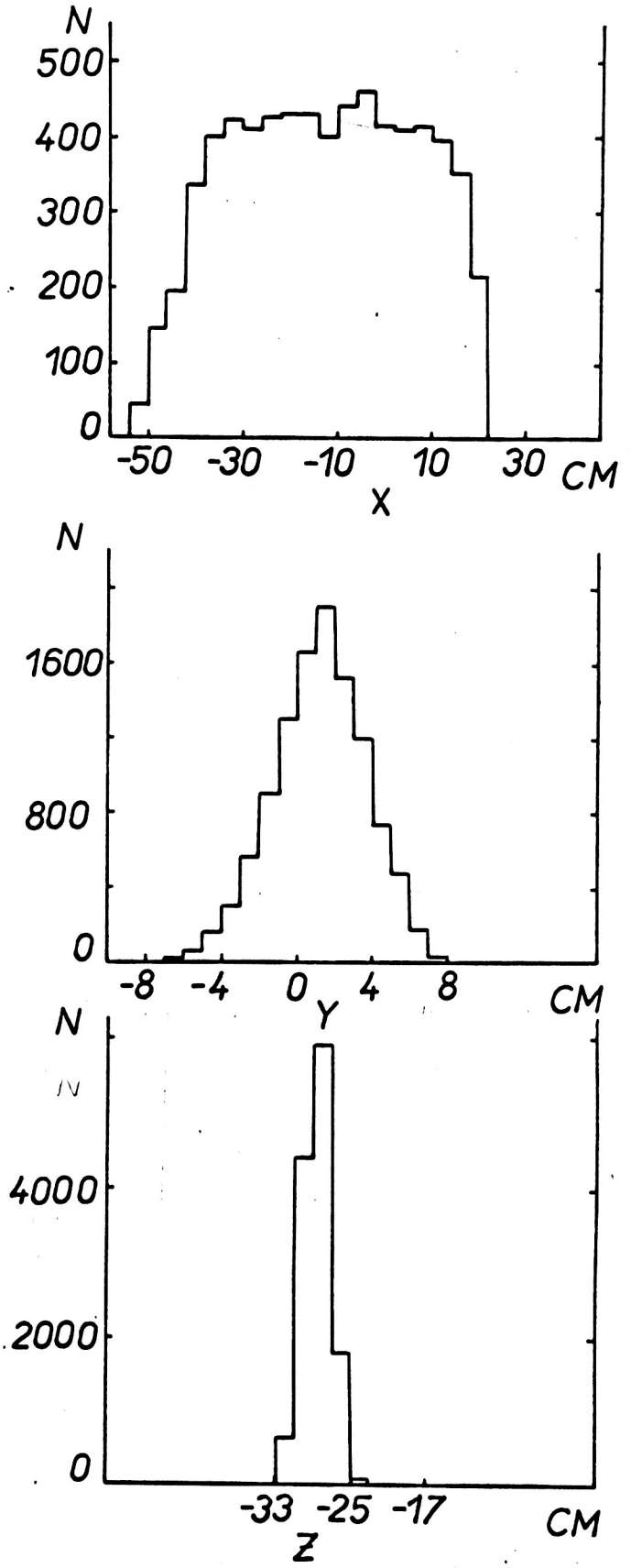


Рис. 2.2. Распределение X -, Y - и Z -координат вершин событий в объеме камеры.

Камера "Людмила" установлена в специальном павильоне на 76 Гэв ускорителе ИФВЭ. Различные системы камеры описаны в работах[74-81].

2.2 Канал сепарированных частиц

Для обеспечения экспериментов на камере "Людмила" чистым пучком заряженных частиц в ИФВЭ был создан канал № 9[82-85]. Универсальный канал № 9 с трёхдефлекторным ВЧ-сепаратором позволяет получать чистые $\pi^{\pm}$, $K^{\pm}$, $\bar{p}$-, d- и $\bar{d}$ - пучки в области энергий 10-25 ГэВ. План и оптическая схема канала приведены на рис.2.3, взятом из[82].

Общая длина канала от мишени T до камеры BC составляет 194 м. Пучок частиц транспортируется по каналу в вакууме. Вторичные заряженные частицы, рождённые под углом 0° в мишени T под действием пучка протонов с энергией $\gtrsim$50 ГэВ, захватываются в канал. Отработанный протонный пучок магнитом M_1 отворачивается в ловушку. Сепарация частиц осуществляется с помощью ВЧ-дефлекторов RF_1-RF_3. Основные характеристики канала и схема сепарации частиц приведены в работах[82,83].

В $\bar{p}p$- [illegible]ните при 22,4 ГэВ/с использовалась двухдефлекторная [illegible] сепарации[83].

В рабочих условиях при сбросе на мишень $\sim 3.10^{10}$ протонов в камеру вводилось 4-5 антипротонов. Хотя в исходном несепарированном пучке частиц отношение числа $\bar{p}$ к числу π^- - составляло $\sim 3{,}6.10^{-3}$, на камеру после сепарации направлялся пучок, на 96% состоявший из антипротонов (примесь пучковоподобных мюонов $\sim$2% и доля π^-/K^- не более 2% от числа $\bar{p}$). Напомним, что 100 ГэВ-ный $\bar{p}$ - пучок в ФНАЛ содержит всего $\sim$ 20% анти-

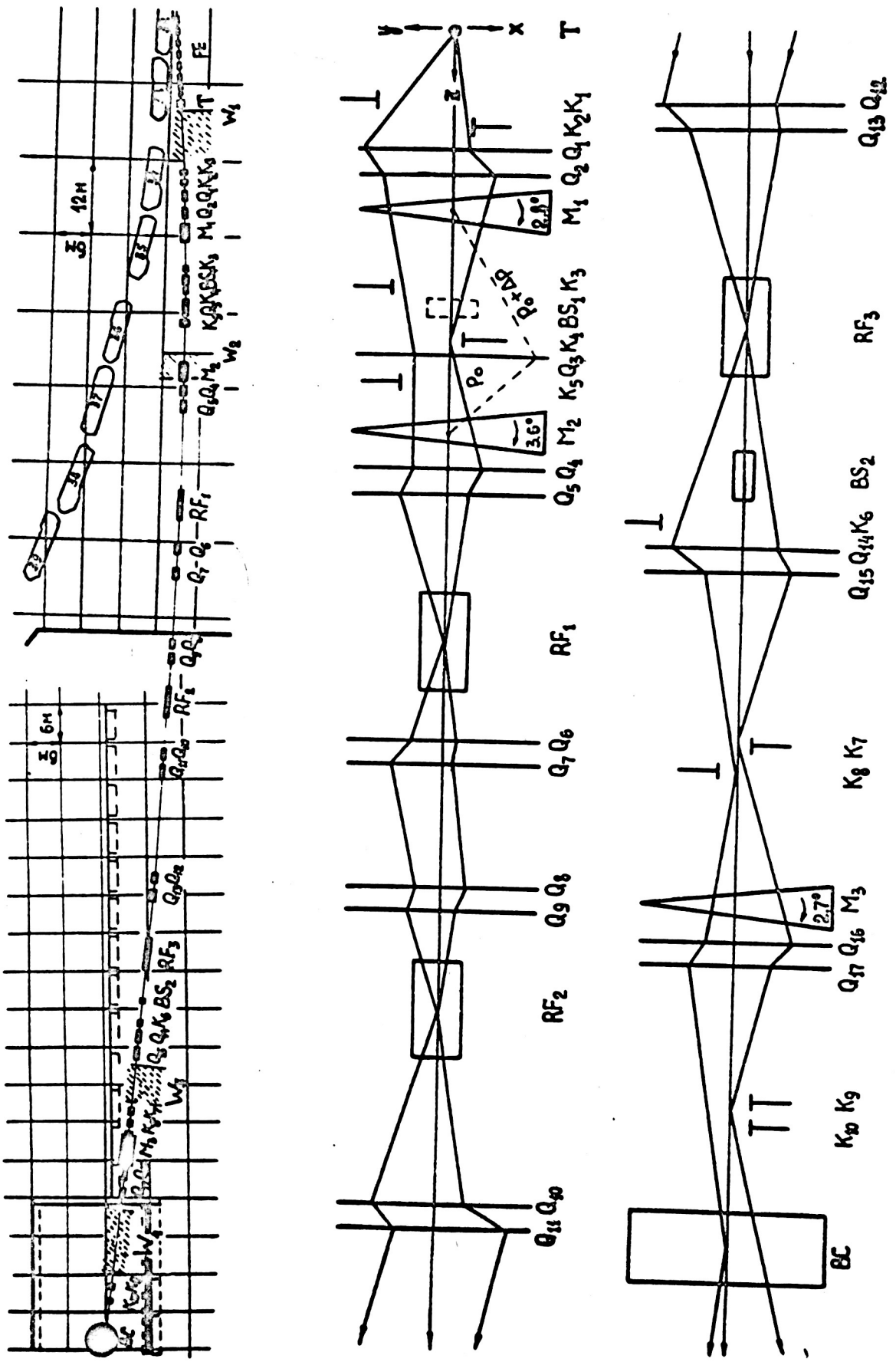


Рис. 2.3. План и оптическая схема канала № 9 ИФВЭ.

протонов[86]. При центральном импульсе антипротонов 23 ГэВ/с канал пропускает частицы в интервале $\frac{\Delta P}{P} \simeq 0{,}5\%$[82].

Средний импульс антипротонов в пучке определялся тремя методами: I) расчётом по отклоняющим силам магнитов[82]; 2) по разности фаз ВЧ-колебаний, соответствующих минимальным размерам профилей пучков π^+ - мезонов и протонов на поглотителе[83]; 3) по измерению пучковых треков в пузырьковой камере. Все три метода давали согласующиеся результаты, но метод (2) обладает наибольшей точностью ($\frac{\Delta P}{P} \sim 0{,}004$), поэтому для каждой экспозиции в программе LINEX (см. ниже) использовался импульс пучка, измеренный методом (2). В таблице 2.I даны значения импульса антипротонов в разных экспозициях.

Таблица 2.I

Номер экспозиции	Импульс пучка, ГэВ/с	Число кадров (в тысячах)
20I	22,4	20
202	22,7	36
203	22,9	I6
204	22,5	65
205	22,6	I05
206	22,4	62
207	23.0	77

На рис.2.4 приведены импульсные и угловые характеристики пучковой частицы, восстановленные по измерениям в камере. Относительная точность определения импульса пучка по измерениям в камере составляла 0,04.

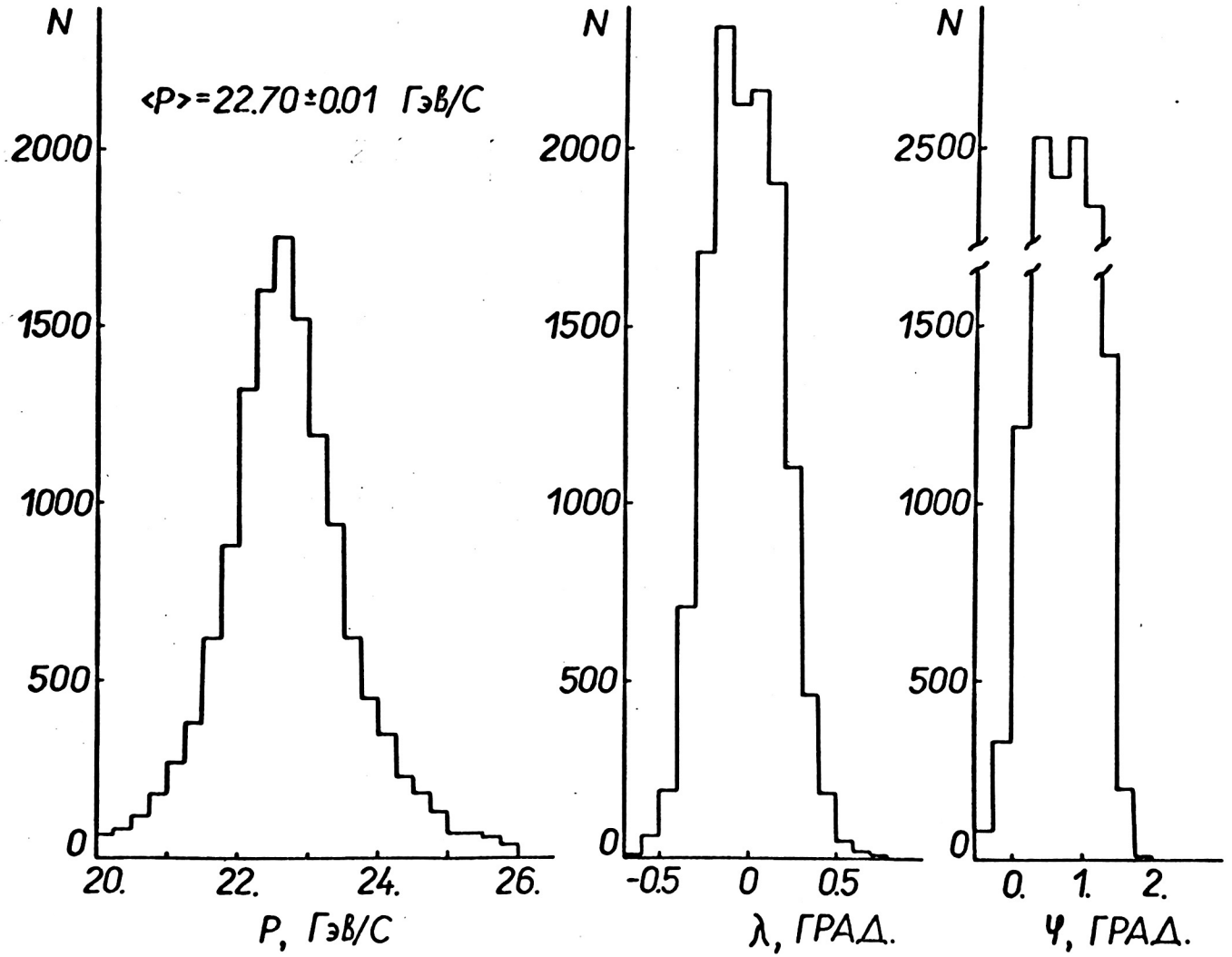


Рис. 2.4. Распределения по импульсу p , углу погружения λ и азимутальному углу φ .

2.3 Просмотр и измерение событий

Проявленный фильмовый материал с установки "Людмила" распространялся для обработки по лабораториям Сотрудничества. Данные, накопленные на лентах суммарных результатов, сопоставлялись и объединялись.

Так как процедура обработки событий была единой во всех лабораториях, то ниже мы опишем систему обработки данных на примере ЛВЭ ОИЯИ.

События, найденные в результате двойного независимого просмотра, измерялись в отделе обработки фильмовой информации ЛВТА на полуавтоматах типа ПУОС. Данные просмотра анализировались с помощью специальной системы программ /87/. Эффективность просмотра для разных экспозиций составляла 0,990÷ 0,997 (для 2-лучевых событий - не ниже 0,985). Обсчёт измеренных событий проводился на ЭВМ БЭСМ-6.

К результатам геометрической реконструкции событий предъявлялись следующие требования. Для исключения вторичных взаимодействий и плохих измерений пучка на восстановленный импульс пучка P накладывалось условие: $20 \leq P \leq 26$ ГэВ/с. Качество восстановления вторичных треков определялось следующими критериями: средне-квадратичный разброс точек трека должен быть $<50\mu$ и для каждого трека должен быть результат массового фита.

Относительная точность измерения импульсов P, азимутальных углов φ и глубинных углов λ для вторичных заряженных треков характеризуется следующими величинами:

$$\langle \Delta P/P \rangle = 0{,}011, \quad \langle \Delta\varphi/\varphi \rangle = 0{,}0052 \text{ и } \langle \Delta\lambda/\lambda \rangle = 0{,}027.$$

2.4 Программное обеспечение инклюзивной обработки данных с установки "Людмила"

Обычная процедура обработки камерного эксперимента при низких энергиях в эксклюзивном подходе состоит в обсчёте измеренных событий по цепочке программ

THRESH - GRIND - SLICE - SUMX .

Программа THRESH производит геометрическую реконструкцию событий, GRIND осуществляет кинематический фит гипотез, а программа SLICE для принятых гипотез готовит ленту суммарных результатов (ЛСР) в необходимом формате. Окончательный анализ данных осуществляется с помощью программы статистического анализа SUMX . При этом на стадии подготовки ЛСР наибольшего времени на ЭВМ требует кинематический анализ гипотез по GRIND .

Особенность инклюзивного анализа экспериментальной информации заключается в том, что изучаются кинематические характеристики отдельных вторичных частиц, без учёта кинематического баланса событий.

Поэтому при инклюзивной обработке данных с "Людмилы" нами был принят новый подход, заключавшийся в отказе от расчётов по кинематической программе GRIND (и SLICE). Это позволило резко сократить время расчётов на ЭВМ и ускорить получение физических результатов.

Одновременно это привело к необходимости создания нового комплекса программ после-геометрической обработки. Все обсуждающиеся ниже программы были написаны на языке ФОРТРАН для машины БЭСМ-6.

При инклюзивной обработке на ЕЭСМ-6 данных с установки "Людмила" по pp - эксперименту при 36 ГэВ/с и по $\bar{p}p$ - эксперименту при 22,4 ГэВ/с использовался вариант геометрической программы THRESH-MD /88,89/, в котором параметры треков определяются с учётом потерь энергии и неоднородности магнитного поля, причём для каждого трека делается массовый фит как с массой пиона, так и с массой протона. В результате для каждого трека кроме геометрических параметров имеется ещё и кинематическая информация о каждой прошедшей массовой гипотезе.

В связи с отмеченными обстоятельствами возникла задача разработать формат инклюзивной ленты суммарных результатов, содержащий необходимый набор инклюзивных переменных, и создать программы для формирования инклюзивной ЛСР, используя на входе результаты программы THRESH-MD . ЛСР должна также удовлетворять требованиям программы статистического анализа SUMX .

Относительно природы вторичных заряженных частиц было принято соглашение выделять на данной стадии только идентифицированные протоны (с $P_{лаб.} \leqslant 1{,}5$ ГэВ/с), а все остальные частицы в расчётах считать π - мезонами. О влиянии этого предположения на инклюзивные спектры см. в гл. 3.

Для решения поставленной задачи была создана программа LINEX /90/.

В процессе обработки выяснилось, что в определённой доле событий (~30% в среднем) программе THRESH либо вовсе не удаётся восстановить часть измеренных треков, либо результаты реконструкции оказываются неудовлетворительными, причём доля таких событий растёт с ростом множественности. Для уменьшения числа перемеров многолучевых событий в нашем эксперименте была

принята процедура перемера только вершины, пучкового и бракованных и недостающих вторичных треков. Результаты таких домеров также обсчитываются по программе THRESH , но выходная информация копится на отдельных лентах.

В связи с принятой процедурой домеров появилась необходимость в создании программы сшивки двух измерений одного события - THRIFT /90/.

При обработке $\bar{P}P$ - взаимодействий при 22,4 ГэВ для уменьшения числа перемеров событий с V° - частицами была принята процедура отдельного (от заряженных треков первичной вершины) измерения V° - частиц. При такой постановке задачи возникает необходимость сшивки просчитанных по программам THRESH - GRIND V° - частиц с информацией о заряженных треках. Для реализации этой процедуры автором была написана программа VINGO /91/.

В итоге схема инклюзивной обработки $\bar{P}P$ - эксперимента при 22,4 ГэВ/с приобрела вид, изображённый на рис.2.5, где программы, написанные автором, показаны прямоугольниками со сплошным контуром.

В дальнейшем будет описана работа отдельных программ, а затем и всей системы в целом.

2.4.а. Программы LINEX и DUMP.

LINEX является достаточно универсальной программой подготовки инклюзивной ЛСР/90,92/ и может быть использован в любом эксперименте, где результаты геометрической реконструкции представляются в формате THRESH-MD.

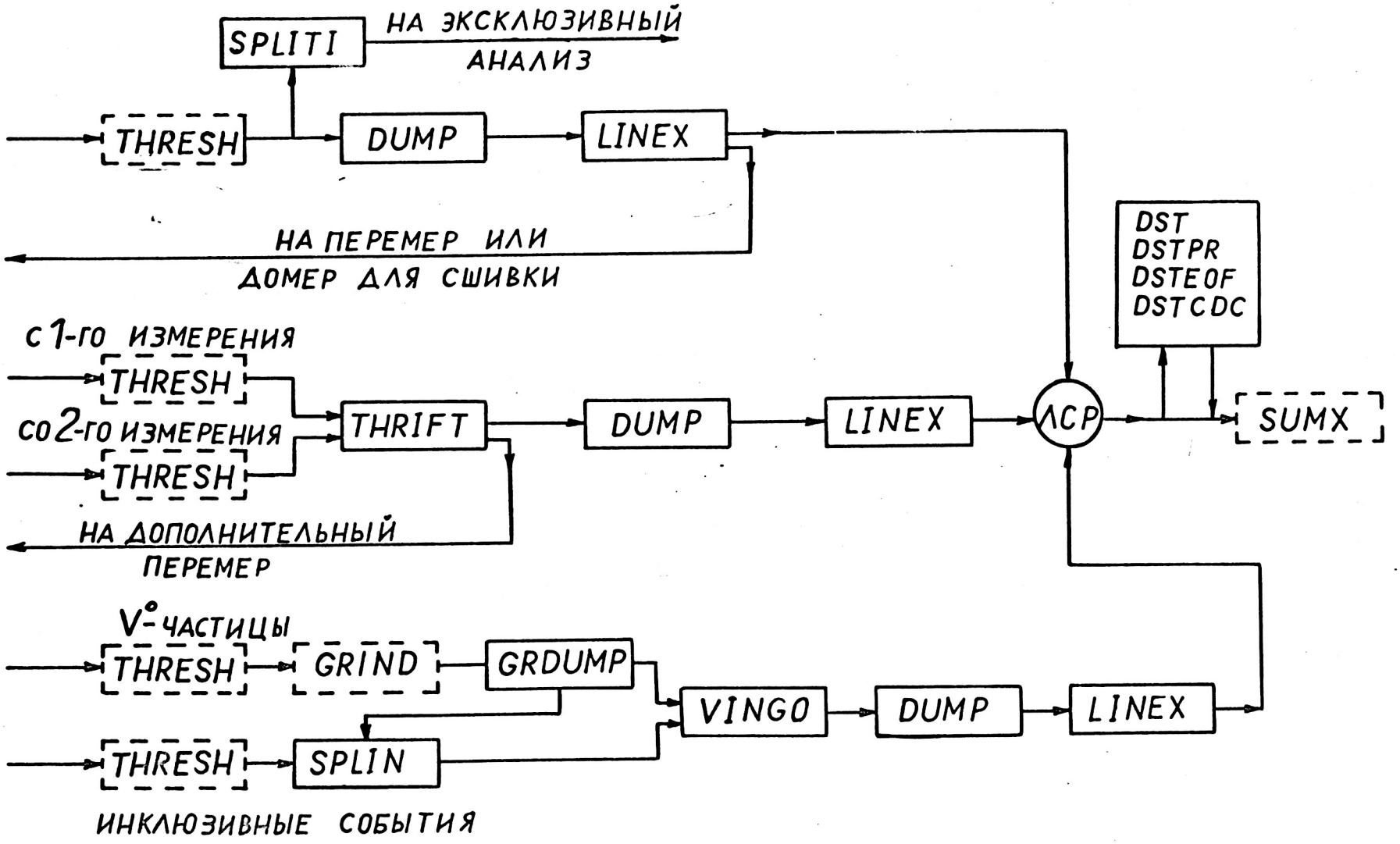


Рис. 2.5. Схема программной обработки данных с "Людмилы" в инклюзивном $\bar{p}p$-эксперименте при 22.4 ГэВ/с.

Так как при работе LINEX используются информационные перфораторы (ИПК), перфорируемые программой DUMP, то остановимся сначала на функциях DUMP /90,92/.

Уже отмечалось, что в нашем эксперименте на стадии подготовки ЛСР заряженные частицы подразделяются только на протоны и π - мезоны, поэтому задача DUMP (в режиме PUNCH) состоит в поиске на ленте результатов THRESH (ЛРТ) всех кандидатов в протоны в каждом событии и в перфорации масс - карт для каждого кандидата. Кандидатами считаются треки с $P_{лаб.} \leq$ I,5 ГэВ/с, для которых либо есть результат массового фита (фит-банк) с протонной массой, либо трек измерен как останавливающийся. Кроме масс-карт для каждого события DUMP перфорирует карту события. Масс-карты и карты событий в дальнейшем именуются linex - картами.

В режиме LIST программа DUMP распечатывает список событий, находящихся на ЛРТ, а в режиме LISPUN этот список выдаётся на перфокарты в нужном формате.

Во всех режимах DUMP может работать как с ЛРТ, так и с выходной лентой VINGO.

Из всех отперфорированных DUMP масс-карт отбираются только те, что соответствуют идентифицированным протонам (для событий без протонов берутся карты событий).

Таким образом, исходным материалом для LINEX служат ЛРТ и ИПК. За один прогон LINEX может обработать до пяти ЛРТ и записать до пяти ЛСР. Для управления работой программы используются три вида ИПК: а) блок данных, содержащий константы эксперимента и ключи отбора; б) RUN - карты, определяющие режим работы программы в данном прогоне; в) linex -

карты, задающие гипотезы для вторичных частиц и определяющие отбор событий. Среди linex - карт могут присутствовать далитц-карты, указывающие, какие вторичные треки надо отбросить как относящиеся к паре Далица.

LINEX в процессе счёта производит сортировку событий. Полностью приемлемые события (допускаемые либо SELECT - картами, либо linex - картами, либо проверкой на число вторичных треков и сохранение заряда и отсутствием арифметических ошибок при счёте) записываются на ЛСР, а отбраковываемые события могут быть записаны на BAD - ленту (в формате THRESH) для дальнейшей обработки.

Рассмотрим блок-схему LINEX , приведённую на рис. 2.6. Работа LINEX начинается с вызова подпрограммы (п/п) LINIT , читающей, расшифровывающей и запоминающей ИПК. Далее п/п STARTL вычисляет величины, зависящие от эксперимента и постоянные для данного прогона. После этого вызывается п/п CONTR для приведения входных лент в исходное положение, требуемое RUN - картами. Далее для каждого события осуществляется следующий цикл. Событие считывается с ЛРТ п/п TAPERD . В п/п IFGOOD определяется, допускается ли данное событие к обработке RUN - картами SELECT , и для принятого события находятся адреса соответствующих linex - карт. Отбрасываемое на этой стадии событие может быть записано на BAD - ленту п/п GEOMWR . Для приемлемого события формирование выходного массива начинается с области заголовка (п/п HEADST). Сначала HEADST обращается к LISMAD , которая создаёт основные списки вторичных частиц, управляющие дальнейшей работой программы, используя

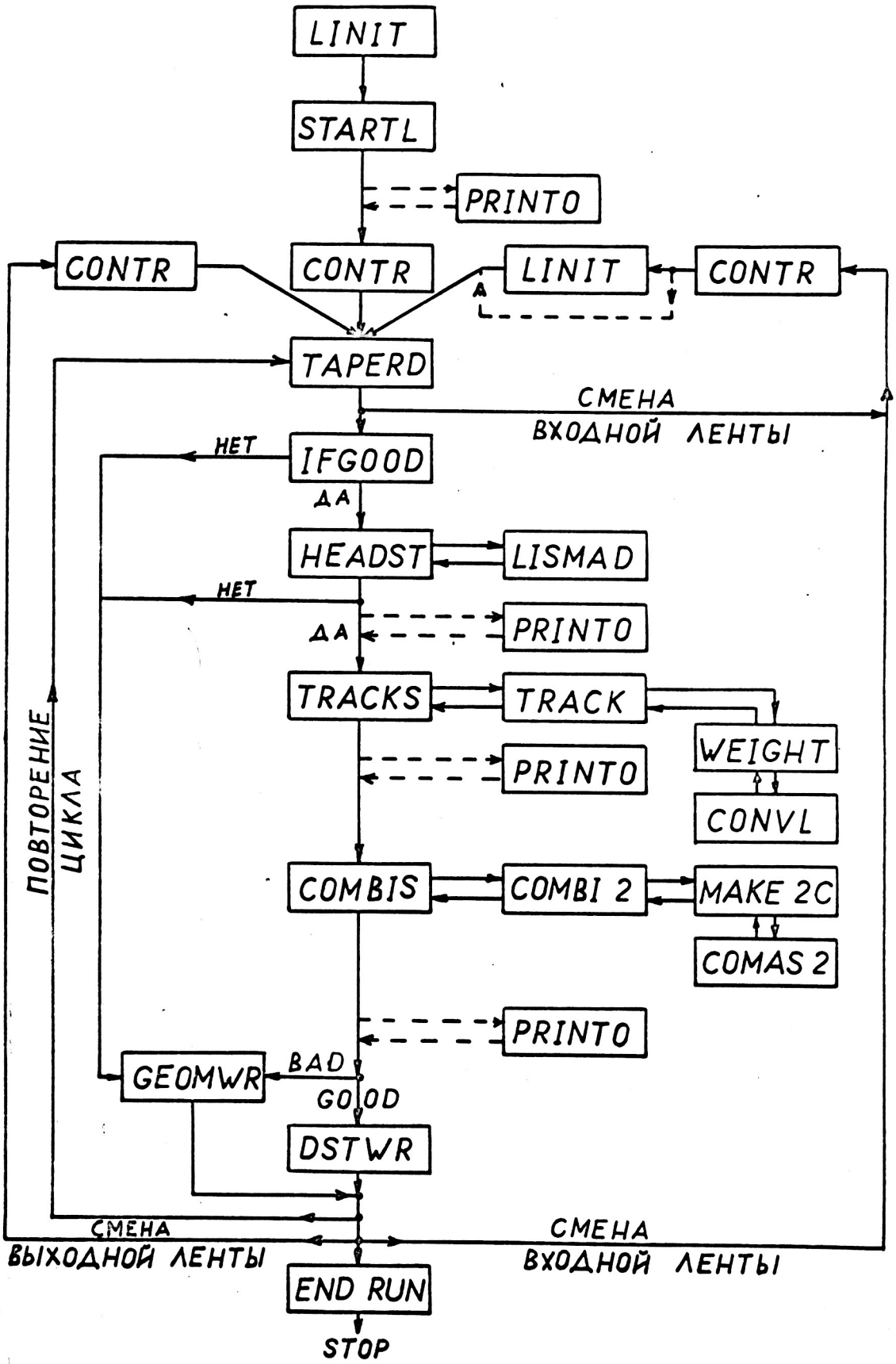


Рис. 2.6. Блок-схема программы LINEX.

информацию с linex - и далиц-карт и из области заголовка THRESH (VINGO) - массива. В LISMAD делается присваивание зарядов трекам неопределённого заряда, осуществляется проверка соответствия числа восстановленных треков числу измеренных, проверяется закон сохранения заряда. В случае отрицательного результата проверок событие бракуется. LISMAD также присваивает массы вторичным частицам, используя информацию с linex - карт. Списки вторичных частиц упорядочиваются по зарядам и массам таким образом, что в выходном массиве частицы располагаются в следующей последовательности: π^-, $\bar{p}$, π^+, p, треки от распада V°, сами V°. Если LISMAD не отбраковала событие, то HEADST заполняет область заголовка в выходном массиве.

Для заполнения трековой информации в соответствие с упорядоченным списком вторичных частиц из TRACKS для каждого трека вызывается п/п TRACK. Обсчёт заряженных треков I-й вершины TRACK начинает с поиска фит-банка, соответствующего заданной массе. Если такого фит-банка нет, то берётся фит-банк с другой массой и только в случае полного отсутствия фит-банков генерируется его подобие на основе результатов чисто геометрической реконструкции. Далее все вычисления TRACK проделывает, исходя из информации в фит-банке. Нужные физические величины вычисляются в лабораторной системе, системе центра масс и в антилабораторной системе. В особых режимах обсчитываются пучковый трек и V° - частицы. Для V° - частиц дополнительно вызывается п/п WEIGHT, рассчитывающая вес V° - частицы методом потенциальной длины, исходя из заданной формы рабочей области. Для γ - квантов предварительно в CONVL

определяется конверсионная длина.

После обсчёта всех треков TRACKS считает недостающий 4-импульс для события (и связанные с ним величины), размещая их в области заголовка и пучкового трека.

Далее п/п COMBIS организует вызов программ, заполняющих массивы 2-частичных комбинаций. Так как в процессе обработки было признано нецелесообразным записывать на ЛСР массивы 3-х частичных комбинаций, то на рис.2.6 показана только ветвь счёта 2-частичных комбинаций (COMBI2 - MAKE2C - COMAS2).

Сформированный выходной массив записывается на ЛСР п/п DSTWR . Если при обсчёте события были арифметические ошибки (из-за плохой информации на ЛРТ), то событие записывается на BAD - ленту. От авостов по арифметическим ошибкам LINEX защищён системной функцией IFOVFL , благодаря чему наличие плохих событий на входе программы не прерывает обсчёт большого массива данных.

Вызываемая на разных стадиях работы LINEX п/п PRINTO используется в случае необходимости для распечатки промежуточных результатов.

Смена входных (выходных) лент в процессе работы LINEX осуществляется обращением к п/п CONTR .

Заканчивается работа LINEX обращением к п/п ENDRUN .

Отметим, что VINGO - ленту LINEX обсчитывает в особом режиме, включаемом RUN - картой OLD и особой меткой, которую имеет лента VINGO /9I/.

Формат ЛСР приведён в Приложении . В случае необходимости он может быть легко преобразован внесением изменений в п/п HEADST (заголовок), в п/п TRACK (трековый массив),

либо в COMAS2 (массив 2-частичных комбинаций).

Для LINEX требуется $5447I_8$ ячеек в памяти БЭСМ-6. Скорость счёта составляет в среднем 650 событий за I час компьютерного времени.

2.4.6. Программа THRIFT.

Как уже упоминалось, для сшивки результатов I-го измерения полностью либо неудовлетворительно восстановленных событий с результатами домеров (перемеров) была создана программа THRIFT /90,92/. Блок-схема программы приведена на рис.2.7.

Исходной информацией для THRIFT служат две ЛРТ: первая - с результатами реконструкции I-го измерения и вторая - с результатами 2-го измерения (домера). Программа работает следующим образом (см. рис.2.7). Сначала в MINIT вводятся, расшифровываются и запоминаются УПК, задающие режим работы программы и указывающие, какие события необходимо обработать. На УПК также могут задаваться признаки принудительного соответствия треков и список номеров событий на ЛРТ. После приведения лент в исходное положение (CONTR), THRIFT для каждого события совершает следующий цикл.

После считывания события (TAPERD) со второй ленты, SHERSH начинает поиск на I-й ленте события с тем же номером. Поиск начинается с просмотра списка номеров событий, находящихся на I-й ленте. Этот список либо вводится с перфокарт, либо накапливается в процессе работы. Если список полный и события в нём нет, то SHERSH сигнализирует об отсутствии дополнения и THRIFT бракует текущее событие и переходит к следующему событию ЛРТ. Если в неполном списке нет нужного

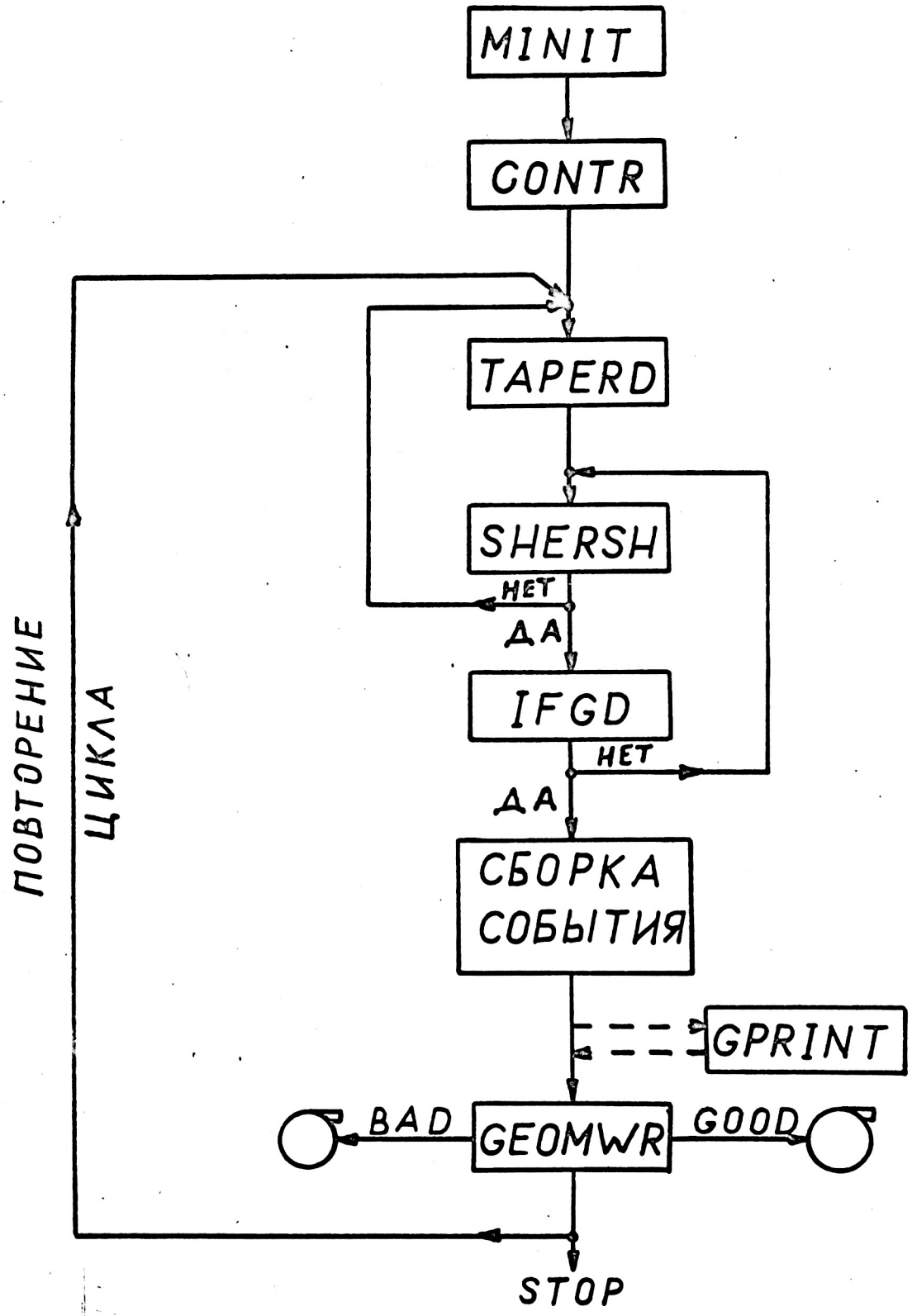


Рис. 2.7. Блок-схема программы THRIFT.

события, то SHERSH читает ЛРТ в прямом направлении, пока не встретится либо нужное событие, либо конец информации. При этом список дополняется и по достижении конца информации устанавливается признак полноты списка. В дальнейшем SHERSH работает с полным списком как описано выше. После того как SHERSH найдёт событие с нужным номером, IFGD проверяет совпадение двух измерений координат вершин. Допустимое расхождение за счёт ошибок измерения определяется величинами, задаваемыми на УПК и подбираемыми экспериментально. Если координаты вершин не совпали, то SHERSH даётся задание искать на ЛРТ следующее событие с того же кадра. При "совпадении" вершин THRIFT переходит к сборке события.

Заголовок выходного массива берётся из I-го измерения, но по ходу сборки в него вносятся изменения. Точечные банки берутся из I-го измерения и дополняются в случае необходимости теми точечными банками из домера, которые не совпали ни с одним банком из I-го измерения. Точечные банки считаются совпадающими, если разность координат точек удовлетворяет допускам, принятым в IFGD . После компоновки выходного массива точечных банков THRIFT переходит к сопоставлению трековых банков двух измерений. В выходном массиве сохраняются трековые банки I-го измерения, за исключением тех треков, которые совпадают с треками в домере. Проверка совпадения треков осуществляется в IFTREK . Треки 2-х измерений считаются совпадающими, если у них одинаковый знак кривизны (заряд) и не более чем на $k_i \sigma_i$ отличаются глубинный угол (λ), азимутальный угол (φ) и кривизна ($1/\rho$). (Здесь $i = \lambda, \varphi, 1/\rho$, σ_i -

ошибка в соответствующей величине, k_i - параметры, подобранные значения которых задаются на УПК.).

При обсуждении процедуры отбора совпавших треков удобно назвать А - треками треки I-го измерения и В-треками - треки второго измерения.

Для совпавших треков проводится следующий анализ. Если у В-трека, совпавшего с каким-либо А-треком, импульс P больше импульса пучка P_s или средне-квадратичное отклонение точек $(Res) > 50\mu$, то этот В-трек бракуется. Если же и у соответствующего А-трека $P > P_s$ или $Res > 50\mu$, то "судьба события" IBAD увеличивается на 1. Если же В-трек удовлетворил предыдущему критерию, то из А-, В-треков отбрасывается тот, для которого нет фит-банков. Если оба трека (не) имеют фит-банки, то выбирается трек с меньшим Res. Для всех проверяемых на совпадение треков вычисляется и для совпавших треков печатается "качество совпадения"

$$\chi = \sum_{i=1}^{3} \frac{|A_i - B_i|}{\langle \sigma_i \rangle} = \frac{|1/p' - 1/p''|}{\langle \sigma_{1/p} \rangle} + \frac{|\lambda' - \lambda''|}{\langle \sigma_\lambda \rangle} + \frac{|\varphi' - \varphi''|}{\langle \sigma_\varphi \rangle},$$

где $i = 1/p$, λ , φ , а $\langle \sigma_i \rangle$ - средняя по двум измерениям ошибка i - го параметра. Отобранный таким образом трековый банк помещается в выходной массив, а связанные с ним фит-банки маркируются.

В тех случаях, когда в одном из измерений имеются плохо измеренные трека (параметры которых отличаются от истинных значений на большое число стандартных отклонений), при первой сшивке для этих треков не удаётся программно найти партнёров в другом измерении. Тогда после просмотра соответствующего

события физиком принимается решение, каким треком Т2 из 2-го измерения должен быть заменён трек Т1 из первого измерения. Эта информация вместе с номером события задаётся на УПК TRACKS. Аналогично можно задать перенос из домера трека, отсутствующего в I-м измерении. После этого делается повторная сшивка измерений и для треков, упомянутых в картах TRACKS , устанавливается принудительное соответствие.

Если мы имеем дело с событием, в котором после I-го измерения отсутствует часть треков, то предполагается, что потерянные треки имеются в домере. Так как в общем случае число треков в домере больше числа потерянных треков, то кандидаты на дополнение I-го измерения выбираются таким образом. Для каждого В-трека просматриваются все комбинации со вторичными А-треками. Для В-треков, не давших ни одного совпадения с А-треками, накапливается "качество совпадения" χ - минимальное из всех комбинаций. Затем событие дополняется В-треками до нужной множественности в порядке убывания χ (т.е. событие сначала дополняется В-треком с максимальным χ). При этом маркируются фит-банки соответствующих В-треков.

При отборе пучкового трека используется следующая процедура. Если в одном из измерений импульс пучкового трека выпадает за пределы PBL , PBU , задаваемые на УПК (PBL = 20 и PBU = 26 для $\bar{P}P$ - эксперимента при 22,4 ГэВ/с), то это измерение пучка отбрасывается. В противном случае пучковый трек берётся из того измерения, для которого средне-квадратичное отклонение точек (*Res*) наименьшее. Если оба измерения выходят за пределы PBL , PBU , то "судьба события" IBAD увеличивается на I00.

После завершения формирования массива трековых банков фит-банки собираются в соответствии с тем, из какого измерения были взяты трековые банки. Во всём выходном массиве устанавливается единая маркировка точечных, трековых и фит-банков.

Сформированный выходной массив может быть распечатан перед записью на ленту. Это делает GPRINT , вызов которой определяется информацией на УПК.

Если в собранном событии число имеющихся треков соответствует числу измеренных и выполняется закон сохранения заряда и IBAD = 0, то событие записывается на "хорошую" ленту (GOOD на рис.2.7). В противном случае оно записывается на "инвалидную" ленту (BAD).

После этого THRIFT считывает с ЛРТ2 следующее событие, повторяя для него вышеописанный цикл.

Программа THRIFT занимает $5II00_8$ ячеек в памяти ЭВСМ-6. Скорость счёта программы составляет около 50 событий за I час комерческого времени и будет тем выше, чем выше степень взаимной упорядоченности событий на исходных лентах. Эффективность системы сборки событий ~ 50% и ограничивается наличием ошибок при домерах.

2.4в. Программы GRDUMP и VINGO .

При принятой в нашем эксперименте процедуре отдельного (от заряженных треков первичной вершины) измерения и обсчёта V^0- частиц возникает необходимость сшивки просчитанных по программам THRESH - GRIND V^0 - частиц с информацией о заряженных треках. Для реализации этой процедуры была написана программа VINGO /9I/, использующая карты гипотез,

получаемую с помощью программы GRDUMP /91/.

В качестве входной информации программа GRDUMP использует выходную ленту GRIND (GLT), содержащую результаты кинематического анализа событий с V°- частицами. GRDUMP читает ленту GLT и для каждого события перфорирует столько карт гипотез, сколько гипотез содержится в массиве FITCOR. Формат карт гипотез описан в /91/.

Программа GRDUMP может быть использована и для подробной распечатки содержимого ленты GRIND.

Из карт гипотез, сперфорированных GRDUMP, отбираются те, что соответствуют гипотезам, принятым при идентификации. Отобранные карты гипотез поступают на вход VINGO.

Программа VINGO добавляет кинематическую информацию о $V^{\pm}$ частицах и треках их распада к THRESH - информации о заряженных треках. В качестве исходных данных VINGO использует GLT с информацией о V°- частицах, ЛРТ с инклюзивными событиями и карты гипотез, отобранные после GRDUMP. При написании VINGO использовались многие элементы THRIFT. Блок-схема VINGO приведена на рис.2.8.

После ввода УПК (MINITG) и приведения лент в исходное положение (CONTR и CONGO), VINGO реализует следующий цикл.

GREAD считывает с GLT событие с V° - частицами. Сначала по списку событий на ЛРТ проверяется, есть ли к данному GLT -событию соответствующее ЛРТ - событие. Если такого события нет, то VINGO переходит к следующему событию на GLT. Для каждого считанного события анализируется информация с карт гипотез, разыскиваемая и расшифровываемая

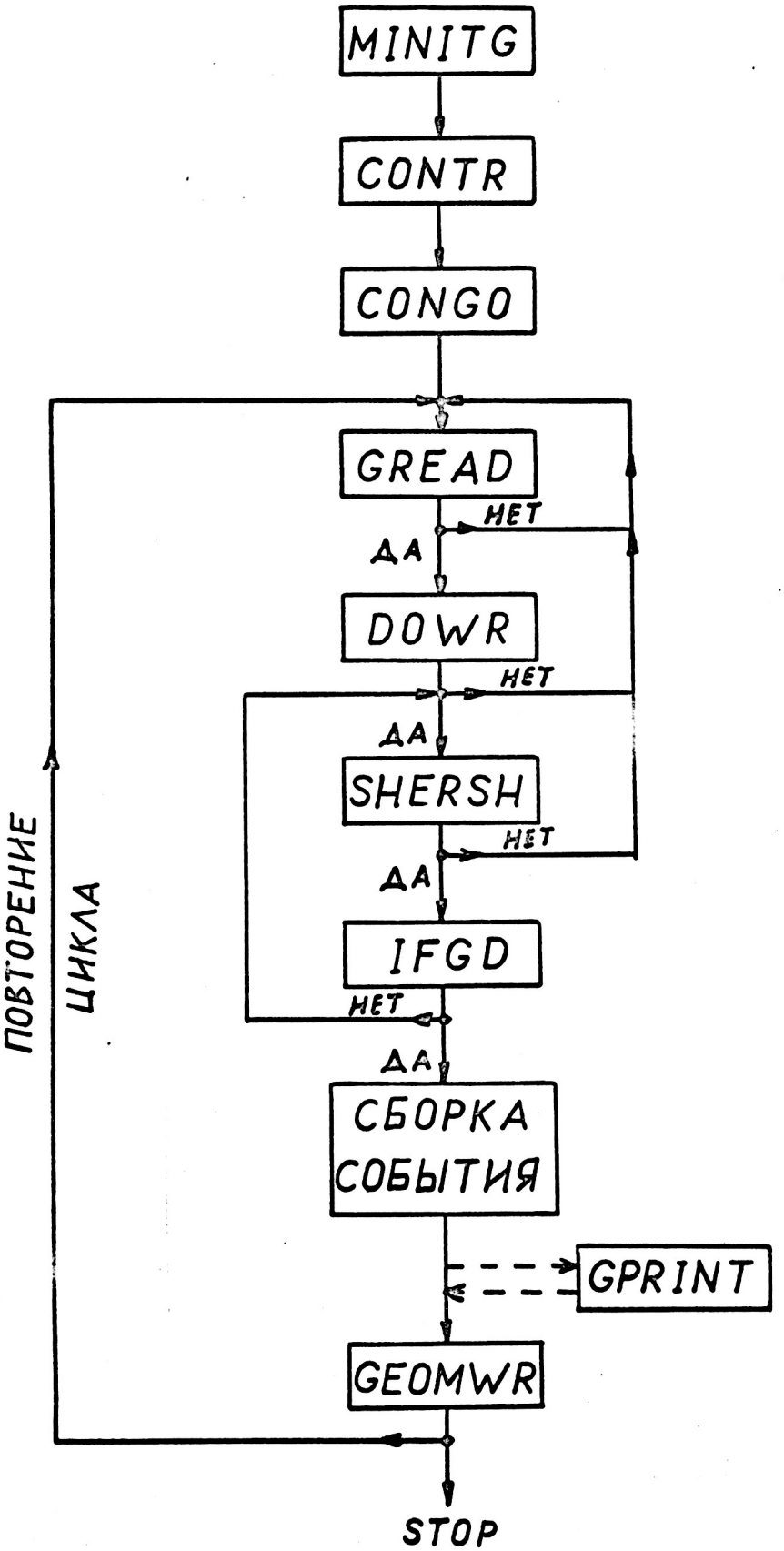


Рис. 2.8. Блок-схема программы VINGO.

DOWR . Если для данного события вообще нет карт гипотез, оно бракуется и программа переходит к следующему событию на GLT . Если же карты гипотез имеются, то VINGO обращается к SHERSH , которая ищет на ЛРТ событие с тем же номером. При этом используется алгоритм, применяемый в программе THRIFT . В IFGD производится сверка координат вершин и, если X- , Y - координаты вершин отличаются более чем на DVER (константа, задаваемая на УПК), то события считаются разными и SHERSH переходит к поиску нового кандидата. Если вершины "совпали", то VINGO переходит к сборке события. При этом выходной массив формируется (и записывается на ленту) в формате, близком к формату THRESH , см./9I/.

Сборка осуществляется следующим образом. THRESH - информация о заряженных частицах последовательно дополняется точечными, трековыми и фитовыми банками для V° - частиц и треков от их распада (трековые банки для самих V° - частиц не формируются). Для треков распада V°- частиц фит-банки формируются только для масс, соответствующих принятой гипотезе. Информация о вершинах и треках распада V° в массивах точечных, трековых и фитовых банков размещается после информации о заряженных треках первичной вершины. Информация о нейтральных треках (V° - частицах) формируется в виде фит-банков, идущих после всех фит-банков для заряженных треков (включая треки распада). В фит-банке V°- частицы содержатся результаты кинематического фита гипотезы, переносимые в дальнейшем программой LINEX на ЛСР.

Выходной массив информации перед записью на ленту может

быть распечатан с помощью GPRINT . Запись на ленту осуществляет GEOMIR , после чего VINGO переходит к следующему событию и цикл повторяется. Отметим, что 0-лучевые события с V^0 - частицами обсчитываются особым образом. Для них нет партнёров на ЛРТ и выходной массив формируется только на основе информации с GLT и с карт гипотез.

Для экспресс-обработки событий с V^0- частицами без отбора их с интересными событиями предусмотрен особый режим, в котором VINGO - лента формируется только на основе ленты GLT и информации с карт гипотез о принятых гипотезах и о числе вторичных заряженных частиц в данном событии.

Программа VINGO занимает 54625_8 ячеек в памяти БЭСМ-6. Скорость счёта программы составляет в среднем 90 событий за I час коммерического времени.

2.4г. Программа выбора событий SPLITI .

Для дальнейшей обработки событий после программы THRESH часто требуется выделить отдельно группу событий по какому-либо признаку (по множественности заряженных частиц, по номерам плёнок, по номерам событий). Выбирая события по последовательным номерам плёнок, можно частично упорядочить совокупность событий. Для достижения указанных целей была написана программа SPLITI (со входом SPLIN)/9I/.

В качестве входной информации программа использует ленты результатов THRESH и инструкции на УПК. События с входной ЛРТ SPLITI распределяет по нескольким выходным лентам так, что на каждой из них накапливаются события одного класса по отношению к заданным критериям.

По входу SPLIT1 программа может работать в двух режимах, выбирая события либо по номерам плёнок, либо по множественности вторичных заряженных частиц. Последний режим используется, например, при выборе событий на эксклюзивный анализ. Режимы работы определяются управляющими картами.

По входу SPLIN программа позволяет выбирать события либо по номерам, либо по их порядковым номерам на ЛРТ. Последнее бывает необходимо, если на одной ЛРТ встречаются несколько измерений одного события и нужно выбрать одно из них. В качестве УПК, задающих номера отбираемых событий, могут быть использованы карты гипотез после GRDUMP , что позволяет быстро готовить компактную ЛРТ для VINGO (см. рис.2.5).

2.4.д. Сервисные программы для работы с ЛСР

На схеме рис.2.5 указан также ряд сервисных программ, предназначенных для работы с ЛСР (DST , DSTPR , DSTEOF /92/). Программа DSTCDC предназначена для переписи ЛСР на ленту типа CDC с целью последующего анализа на ЭВМ CDC-6500.

Для приспособления к инклюзивным данным была модифицирована имеющаяся на БЭСМ-6 версия SUMX 5.27. Модификация программы /92/ позволила в ~3 раза уменьшить число набиваемых перфокарт при инклюзивном анализе данных.

2.4.е. Особенности и общая схема обработки $\bar{p}p$ - эксперимента на ЭВМ БЭСМ-6

Отметим некоторые особенности всей совокупности описанных программ. Большие программы (LINEX , THRIFT , VINGO) имеют ряд общих элементов. Они используют одни и те же подпрограммы, реализующие обращение к лентам, одна п/п CONTR

(и её модификация COLGO) используется для подготовки лент к работе. Подпрограммы MINIT и MINITG являются модификациями LINIT , сохранившими её структуру.

При создании VINGO использовался опыт написания THRIFT и его основные узлы (блок SHERSH - IFGD).

Такое внутреннее единство системы программ позволило существенно облегчить работу по её созданию.

Все рассмотренные программы записаны на ЭВМ БЭСМ-6 на магнитную ленту в виде личной библиотеки, именуемой библиотекой LINEX .

На рис.2.5 представлена общая схема инклюзивной обработки данных $\bar{P}p$ - эксперимента при 22,4 ГэВ/с.

Верхняя ветвь схемы показывает движение полностью восстановленных THRESH инклюзивных событий. ЛРТ поступает на вход LINEX вместе с отобранными для неё после DUMP linex - картами. В процессе счёта LINEX может отбраковать некоторые события, которые тогда отправляются на перемер или домер для сшивки. Хорошие события накапливаются на ЛСР.

Средняя ветвь схемы показывает обработку событий, потребовавших домера и сшивки. Результаты THRESH I-го и 2-го измерений объединяются программой THRIFT . Полностью скомпонованные события идут на обработку по DUMP - LINEX и поступают на ЛСР. События, не восстановленные THRIFT полностью, отправляются на дополнительный перемер (или бракуются окончательно).

Нижняя ветвь схемы демонстрирует получение ЛСР для событий с V° - частицами. Программа GRDUMP перфорирует

карты гипотез с GLT , содержащей информацию о V°- частицах. После отбора приемлемых гипотез их редуцированный набор служит программе SPLIN инструкций при отборе с ЛРТ нужных инклюзивных событий на компактную ЛРТ. Информация с компактной ЛРТ и с GLT объединяется программой VINGO , создающей на выходе ленту типа ЛРТ с полной информацией о событиях, содержащих V°- частицы. Далее, следуя по цепи DUMP - LINEX , эти события накапливаются на ЛСР.

После выполнения необходимых сервисных операций ленты суммарных результатов поступают на статистический анализ к физикам, оперирующим с программой SUMX .

2.5 Методика сравнения и анализа данных

При обработке данных эксперимента несколькими лабораториями, располагающими разным измерительным оборудованием и использующими различное математическое обеспечение, на стадии объединения результатов возникает вопрос о совместимости данных.

Результаты, приводимые в гл.3 и 4, основаны на анализе суммарных результатов сотрудничества пяти лабораторий (Алма-Ата, Дубна, Москва, Прага и Хельсинки). В советских лабораториях в качестве геометрической программы использовался THRESH - MD , а в Праге и Хельсинки - HYDRA - геометрия. Накопление данных на ЛСР во всех лабораториях осуществлялось с помощью программы LINEX .

Совместимость данных проверялась как на уровне распределения по множественности[93], так и для отдельных инклюзивных распределений.

При этом в качестве тестовых использовались распределения

π^+, π^- – мезонов и протонов по $p_{лаб.}$, $\cos\theta^*$ и ψ ($p_{лаб.}$ – лабораторный импульс частицы, θ^* – угол частицы в с.ц.и., ψ – угол частицы в азимутальной плоскости). При этом сравнивались как распределения для отдельных множественностей, так и суммарные. При сравнении x – спектра одной лаборатории $f_1(x)$ с суммарным x – спектром $f_0(x)$ ($\int f_{0,1}(x)dx = 1$) для сравниваемых гистограмм вычислялась величина $\chi^2 = \sum_{i=1}^{M} \left(\frac{f_0(x_i) - f_1(x_i)}{\sigma_i} \right)^2$, где M – число каналов в гистограмме, а σ_i – ошибка разности в i – м канале. Сравнение показало, что для всех случаев $\frac{\chi^2}{M-1} \lesssim 1{,}0$. Это свидетельствует о том, что единые требования, предъявляемые в Сотрудничестве к просмотру, измерению и геометрической реконструкции событий, обеспечили совместимость конечных результатов.

Суммарные потери событий во всей цепи обработки учитывались введением топологических весов $w_n = \left(\frac{N_S}{N_D} \right)_n$, где N_S – число событий данной топологии, найденных при просмотре, N_D – число событий, записанных на ЛСР. Веса w_n определялись отдельно для каждой лаборатории. Усреднённое по лабораториям и топологиям значение веса $\langle w \rangle = 1{,}49$.

2.6 Заключение

С целью повышения эффективности и ускорения инклюзивной обработки данных с установки "Людмила" был создан универсальный комплекс фортранных программ для ЭВМ БЭСМ-6. Комплекс позволяет производить сортировку и сборку событий и накапливать ленты суммарных результатов с инклюзивным набором переменных для событий всех типов, встречающихся в камерном эксперименте.

Этот комплекс программ используется во всех советских лабораториях Сотрудничества, а программы LINEX и DUMP используются также сотрудничающими лабораториями ЧССР и Финляндии.

ГЛАВА 3 ОСНОВНЫЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ ИНКЛЮЗИВНОГО РОЖДЕНИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В $\bar{p}p$ - ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ 22,4 ГэВ/с

3.1 [illegible]

Материал настоящей главы основан на анализе 17160 событий $\bar{p}p$ - взаимодействий при 22,4 ГэВ/с со множественностью $n \geq 2$ и основные результаты были опубликованы в [94-96]. Данные нормировались на полное сечение $\sigma_{tot}(\bar{p}p) = (48,0 \pm 0,5)$ мбн, известное из электронных работ [97].

3.2 Упругие $\bar{p}p$ - взаимодействия

Выделение упругих событий, кинематически близких к событиям дифракционной диссоциации, является важным вопросом при изучении неупругих взаимодействий.

Из электронных работ известно [98], что упругое $\bar{p}p$ -рассеяние при 23 ГэВ/с имеет сечение $\sigma_{el} = (8,9 \pm 0,2)$ мбн, а $\frac{d\sigma_{el}}{dt}$ ведёт себя при малых передачах t как $exp(B_{el} t)$ с наклоном $B_{el} = 12,8 \pm 0,4$ $(Гэв)^{-2}$. Из последнего следует, что в упругих событиях только $\sim 10^{-5}$ часть всех протонов имеет импульс $p_{лаб.} > 1$ ГэВ/с, а подавляющее число протонов имеет импульс $p_{лаб.} < 1$ ГэВ/с и надёжно идентифицируется по ионизации. Для выделения упругих событий нами применялись следующие критерии к 2-лучевым событиям с идентифицированным протоном: недостающая масса к протону $M_x < 1,15$ ГэВ и импульс отрицательной частицы $p^-_{лаб.} > 19$ ГэВ/с. Граница по M_x выбрана так, чтобы не захватывать события с рождением изобары $\Delta(1240)$. Граница по $p^-_{лаб.}$ установлена на основе Монте-

Карло генерации упругих событий с учётом измерительной ошибки в импульсе отрицательной частицы.

Такими критериями из 9451 взвешенных[ж)] 2-лучевых событий было выделено 4014 взвешенных упругих событий. Это соотношение согласуется с известным сечением σ_{el} и с сечением 2-лучевых событий σ_2 = (17,75±0,80) мбн, определённым нами в /93/, при учёте просмотровых потерь событий с короткими треками протонов отдачи.

Величина этих потерь Δ_{el} определялась двумя способами. Во-первых, из равенства микробарн-эквивалентов для упругих и неупругих событий следует формула[жж)]

$$\Delta_{el} = \{\sigma_{el} N_t - (\sigma_{tot} - \Delta_{in}) N_{el}\} / (N_t - N_{el}), \qquad (37)$$

где Δ_{el} и Δ_{in} - сечение потерь в упругих и неупругих взаимодействиях соответственно, N_t и N_{el} - соответственно взвешенное число всех и только упругих событий. Пренебрегая в первом приближении Δ_{in}, найдём из (37)
Δ_{el} = (1,75±0,30) мбн.

Во-вторых, обычным способом Δ_{el} частично может быть определено из распределения протонов в упругих событиях по азимутальному углу ψ (ψ - угол в поперечной к пучку плоскости, отсчитываемый от вертикальной оси). Отличие представленного на рис.3.1а ψ - распределения от равномерного соответствует уровню потерь Δ_{el} = (1,21±0,03) мбн. После введения

ж) Взвешенных с учётом топологических весов - см.п.2.5.

жж) Предложена Р.Ледницким.

поправки (зависящей от импульса протона), выравнивающей ψ - распределение, остаются потери Δ'_{el} = (0,54±0,30) мбн, связанные с утратой протонов с $P_{лаб.} < 100$ МэВ/с. Для 2-лучевых неупругих событий выравнивание ψ - распределения дало поправку в 0,06 мбн.

Нормировка всех обсуждаемых ниже наших данных проводилась на сечение $\sigma'_{tot} = \sigma_{tot} - \sigma_0$ = (47,35±0,50) мбн (σ_0 - сечение 0 - лучевых взаимодействий[93]).

Распределение по недостающей массе M_x на рис.3.1б для протонов из упругих и неупругих событий показывает удовлетворительную работу принятых критериев. Результаты кинематического выделения каналов в 2-лучевых событиях в дальнейшем подтвердили принятую процедуру отбора упругих событий.

Полученное нами для интервала $0{,}06 \leq |t| \leq 0{,}30$ (ГэВ)^2 значение параметра наклона дифференциального сечения упругого рассеяния B_{el} = (12,0±0,6) ГэВ$^{-2}$ согласуется с данными работы[98] и в рамках оптической модели (см. п.I.2) соответствует радиусу взаимодействия

$$R_{вз} = 2\sqrt{B_{el}} = 1{,}36 \pm 0{,}03 \text{ Фм}. \qquad (38)$$

Отметим, что в отличие от pp - рассеяния, наклон сечения упругого $\bar{p}p$ - рассеяния убывает с энергией, достигая значения B_{el} = 10,79±0,34 (ГэВ)$^{-2}$ при 100 ГэВ/с[99].

3.3 Импульсные спектры заряженных частиц в ЛС

Для иллюстрации общего поведения вторичных заряженных частиц в неупругих взаимодействиях на рис.3.2 приведены нормированные $P_{лаб.}$ - спектры отрицательных и положительных

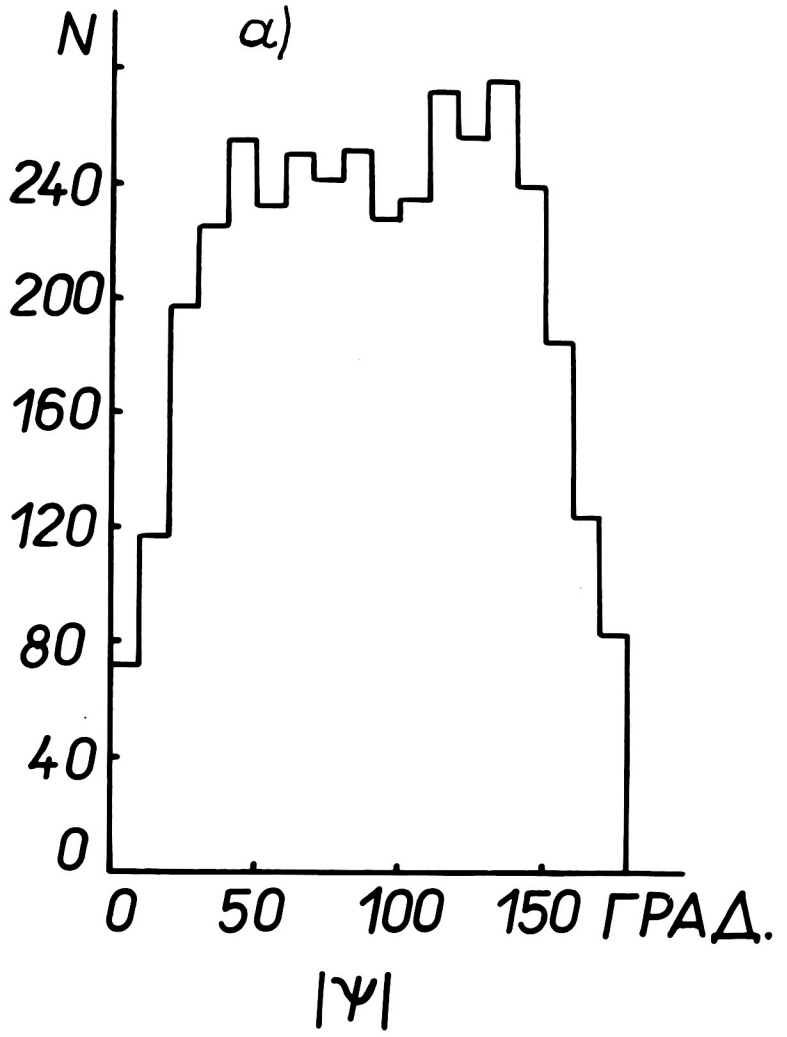


Рис.3.Iа. Распределение по азимутальному углу Ψ для протонов в упругих событиях.

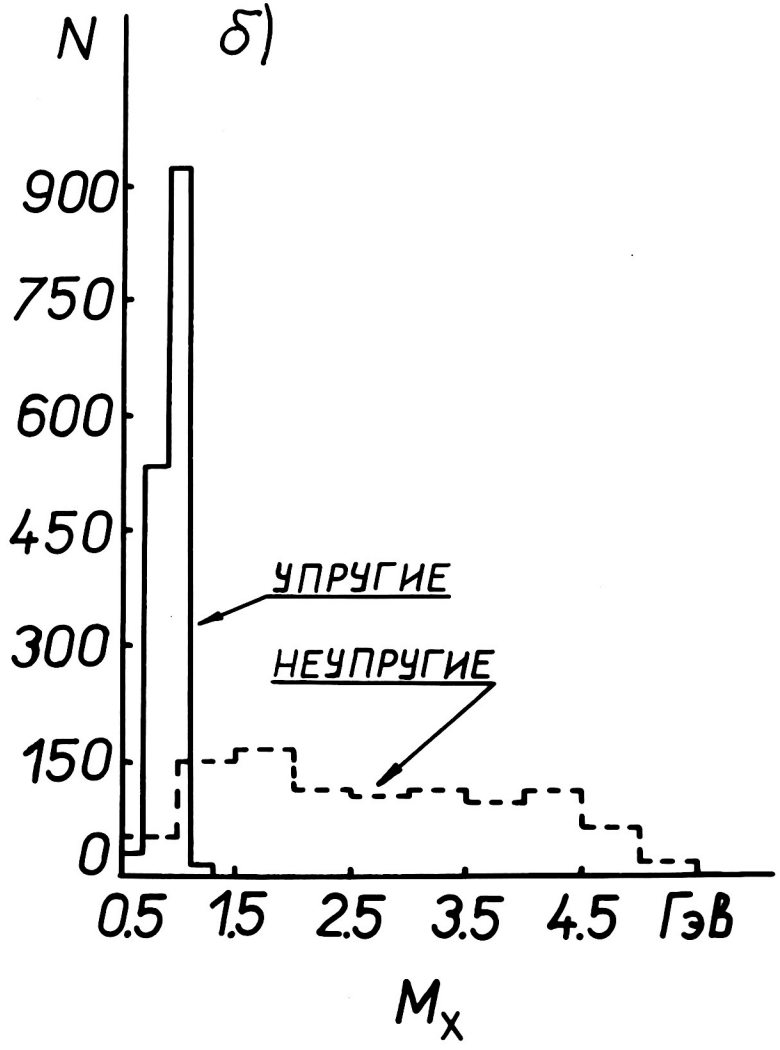


Рис.3.Iб. M_X-распределение протонов в упругих и неупругих событиях.

частиц с ростом $P_{лаб.}$ падает примерно экспоненциально и в основном сосредоточен при $P_{лаб.} < 10$ ГэВ/с (только 1% положительных частиц имеют $P_{лаб.} > 10$ ГэВ/с). Спадающий спектр отрицательных частиц после плато переходит в широкий пик при $P_{лаб.} \gtrsim 20$ ГэВ/с квазиупругих антипротонов, сопутствующих дифракционной диссоциации мишени. Форма спектра протонов связана с ограниченностью области идентификации.

Поскольку 58% вторичных заряженных частиц имеют $P_{лаб.} < 1{,}5$ ГэВ/с, то они однозначно разделены идентификацией на π – мезоны и протоны. При этом 65% положительных частиц имеют $P_{лаб.} < 1{,}5$ ГэВ/с – из них 78% составляют π^+ – мезоны и 22%–протоны.

Для оценки примеси протонов среди положительных частиц с $P_{лаб.} > 1{,}5$ ГэВ/с будем использовать подход, принятый при анализе pp – взаимодействий[11], учитывающий, что $\frac{d\sigma}{dx} \simeq const$ для протонов с $|x| \lesssim 0{,}9$ при энергиях $\gtrsim 19$ ГэВ. Пренебрегая вкладом протонов из $\bar{p}p$ – пар, рождающихся в аннигиляции, можно применить указанный метод в предположении подобия[5,60] неаннигиляционных $\bar{p}p$ – и неупругих pp – взаимодействий. Наше x – распределение для протонов приведено на рис.3.3, где после квазиупругого пика наблюдается плато для $-0{,}88 < x < -0{,}54$ (указано стрелкой), отклонение от которого при $x > -0{,}54$ можно отнести за счёт потерь протонов с $P_{лаб.} > 1{,}5$ ГэВ/с.

Используя CP – симметрию и предполагая, что суммарный спектр протонов и антипротонов имеет плато во всей области $|x| < 0{,}88$ (на рис.3.3 отмечено пунктиром), и определяя число протонов как половину суммарного числа протонов и антипротонов, получим, что среднее число протонов на одно неупругое

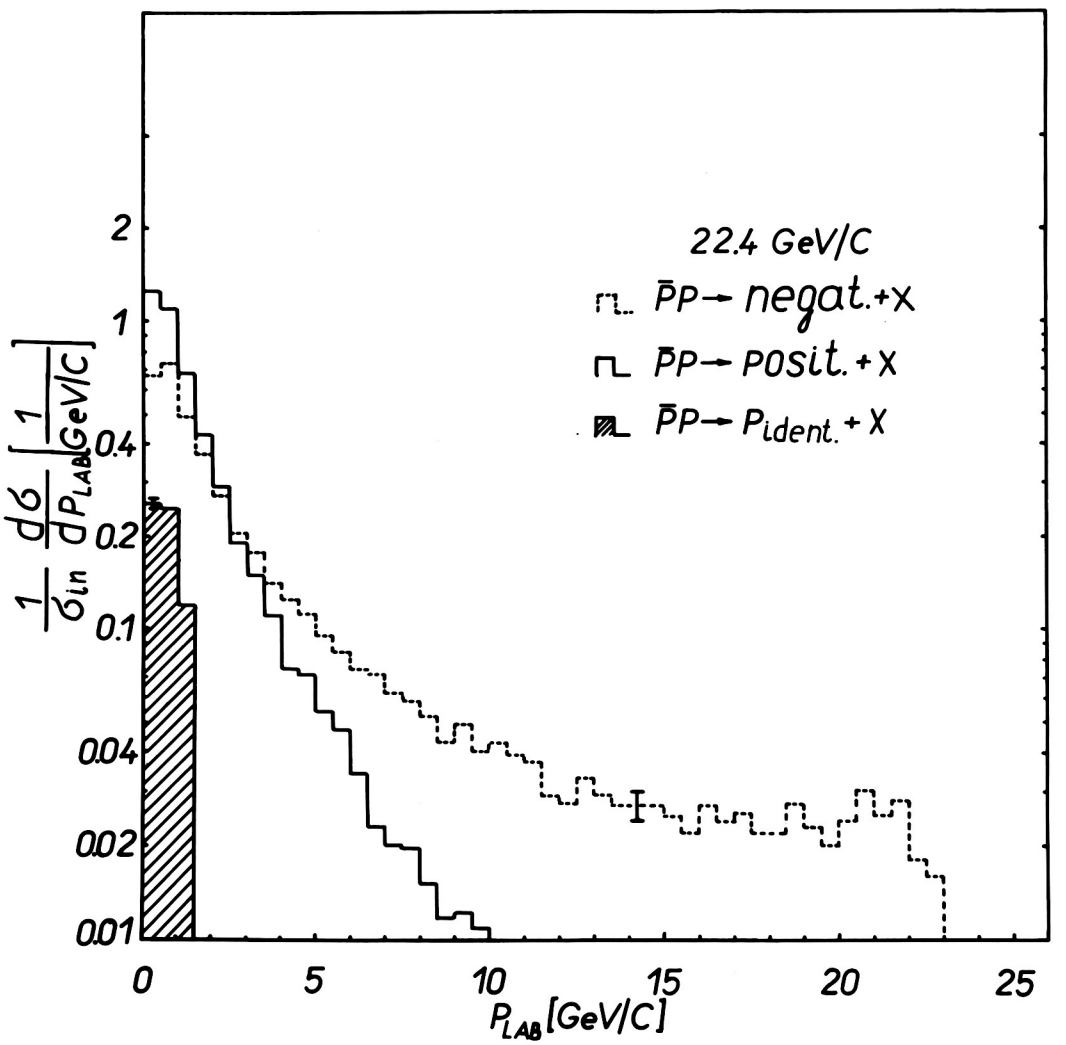


Рис. 3.2. Нормированное распределение вторичных частиц по лабораторному импульсу: отрицательные частицы – пунктирная линия, положительные частицы – сплошная линия, идентифицированные протоны отдельно-заштрихованы.

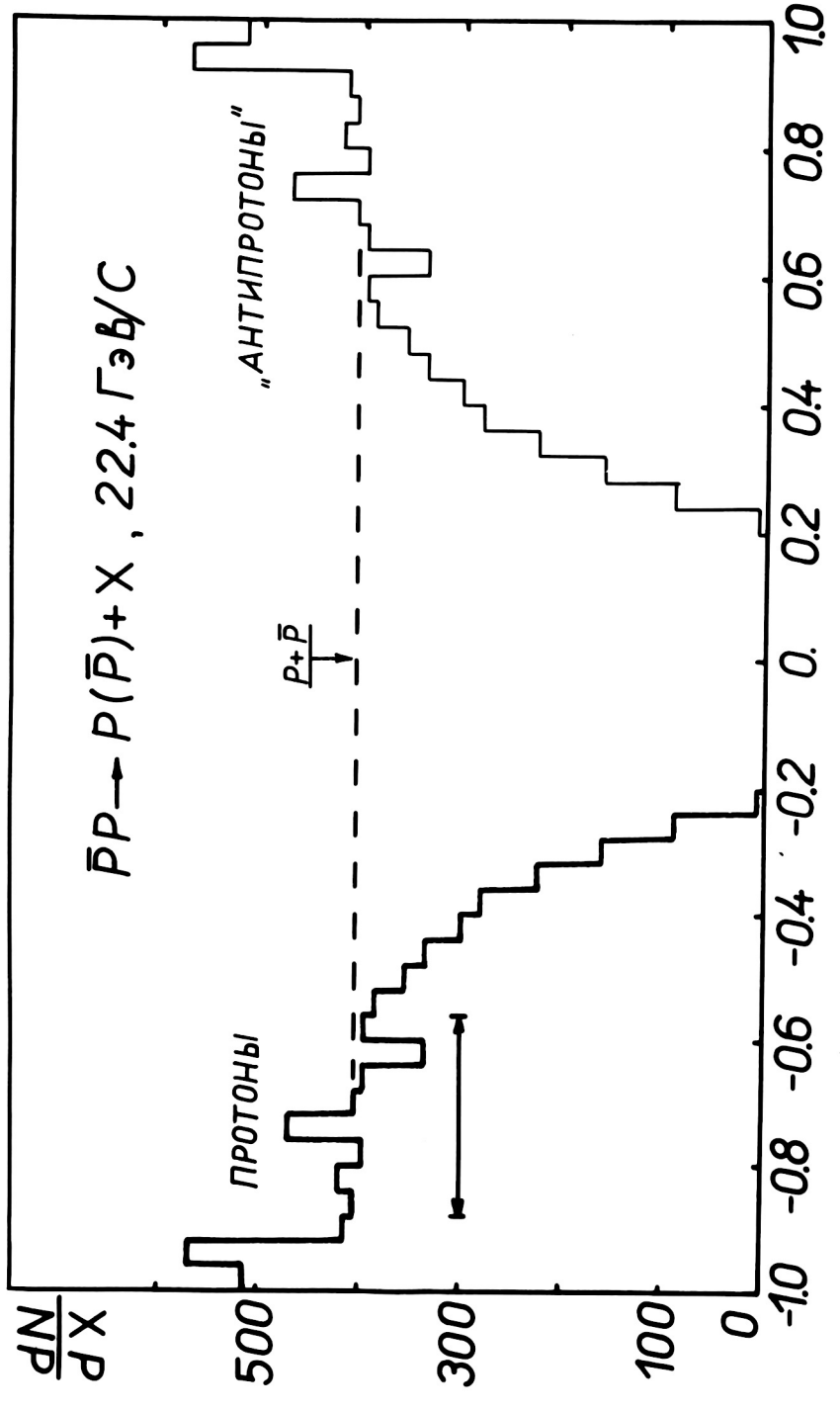


Рис. 3.3. Распределение по $X = p_i^*/p_{max}^*$ идентифицированных протонов (толстой линией) и "антипротонов" (тонкой линией), полученных отражением протонов относительно X=0. Стрелкой отмечена область плато.

событие $\langle n(p)\rangle \lesssim 0{,}48$ (для идентифицированных протонов $\langle n(p)\rangle_{id} = 0{,}32$). То-есть идентифицированные протоны составляют ~66,5% от полного числа протонов. Пересчёт*) данных pp (24)**) /100/ на наш неаннигиляционный канал даёт близкую величину $\langle n(p)\rangle \simeq 0{,}50$. Из полученной оценки ($\langle n(p)\rangle \lesssim 0{,}48$) следует, что среди положительных частиц с $p_{лаб.} > 1{,}5$ ГэВ/с отношение $p/\pi \lesssim 0{,}25$.

Как уже отмечалось, в данном эксперименте частицам с $p_{лаб.} > 1{,}5$ ГэВ/с присваивалась масса пиона. При этом при переходе в СЦИ ~~эти частицы~~ протоны сдвигаются в x - спектре от своего истинного положения в направлении передней полусферы на величину $\Delta x = \frac{0{,}48\ \text{ГэВ/с}}{p_{лаб.}}$, что деформирует x - спектры. Одновременно этот эффект приводит к тому, что часть протонов и антипротонов с $p_{лаб.} > 1{,}5$ ГэВ/с из задней полусферы переходят в переднюю - происходит частичная очистка π - мезонных спектров в задней полусфере. В силу CP - симметрии нашей реакции в СЦИ спектр π^+ - мезонов должен совпадать со спектром, полученным объединением спектра π^+ - мезонов задней полусферы с отраженным относительно $x = 0$ спектром π^- - мезонов задней полусферы (в дальнейшем такие спектры обозначаем как „π^+"). Разница в числе N_{π^+} и $N_{„\pi^+"}$ может быть обусловлена примесью протонов с $p_{лаб.} > 1{,}5$ ГэВ/с. Исходя из этой разницы и приводившейся выше верхней границы числа протонов,

---

*) С учётом того, что $\sigma_{NA}(\bar{p}p) = \sigma_{in}(pp)$.

**) Так будут обозначаться pp - взаимодействия при 24 ГэВ/с и аналогично для других случаев.

получим, что в "π^+" - спектрах примесь неидентифицированных протонов $\lesssim 3\%$. Поэтому в дальнейшем в качестве пионных спектров будут как правило использоваться спектры "π^+", а π^--спектры будут получаться отражением спектра "π^+" относительно $\chi = 0$.

Результаты нашей работы[101] о рождении нейтральных странных частиц в $\bar{p}p$ (22,4) позволяют заключить, что примесь K^+-мезонов в "π^+" - спектрах составляет $\sim 3\%$.

Для выделения неаннигиляционных событий представляет интерес идентификация быстрых антипротонов. С этой целью на рис. 3.4 представлены импульсные спектры π^+-мезонов и протонов в антилабораторной системе (АЛС). В силу CP-симметрии эти спектры тождественны спектрам π^- и $\bar{p}$ в ЛС. На рис.3.4 видно, что при импульсе $P_{\text{алаб.}} > 10{,}5$ ГэВ/с в спектре доминируют протоны, а доля π^+ составляет $\lesssim 10\%$. В табл.3.I приведено отношение числа протонов (N_p) к числу π^+ (N_{π^+}) с импульсом больше граничного в зависимости от граничного импульса.

Таблица 3.I

Граничный импульс (ГэВ/с):	I0,5	I2,0	I3,0	I4,0	I5,0
N_p / N_{π^+}	I0.	I6.	2I.	27,5	38.

Из данных табл.3.I и рис.3.4 следует, что выбирая в ЛС отрицательные частицы с $P_{\text{лаб.}} > 14$ ГэВ/с, мы получим антипротоны (с примесью $\pi^- \sim 3{,}6\%$) на уровне 66% от идентифицированных протонов. После такого выделения антипротонов спектры π^--мезонов будут содержать $\lesssim 13\%$ -ю примесь антипротонов.

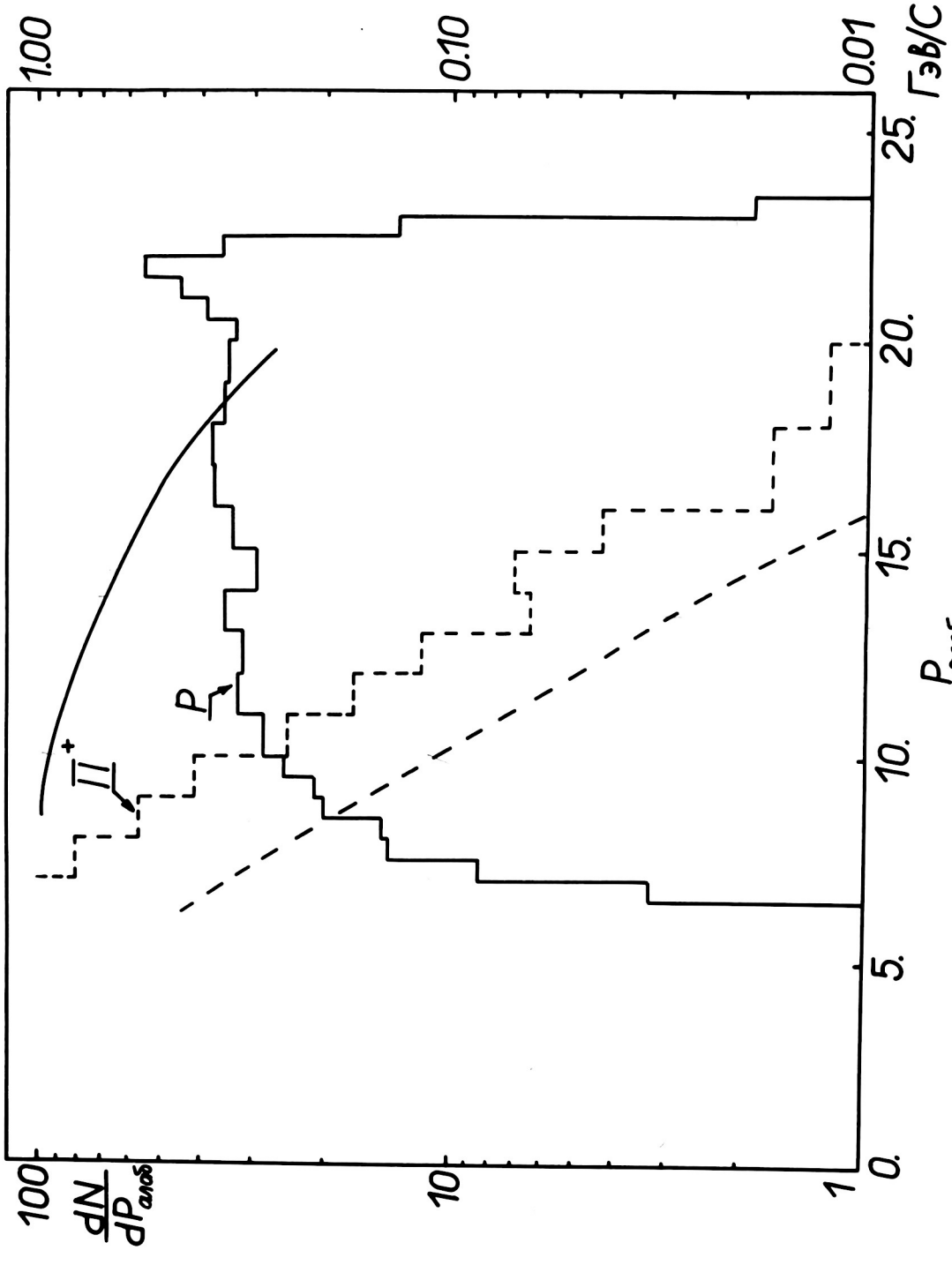


Рис. 3.4. Распределение π^+ и P по импульсу в АЛС–левая шкала, условные единицы. Кривыми (правая шкала, условные единицы) обозначены: сплошной линией – полное число P с импульсом больше данного, пунктиром – полное число π^+ с импульсом больше данного.

В предположении [5,59], что сечение аннигиляции $\sigma_A = \sigma_{tot}(\bar{p}p) - \sigma_{tot}(pp)$, и используя pp (24)-данные [100], получим такую оценку сечения неаннигиляционного канала: $\sigma_{in}^{NA} \simeq 30$ мбн. Выделяемые нами события с идентифицированными [illegible] соответствуют сечению $\sigma_{in}^{B}(\bar{p}p) = 16,5 \pm 0,2$ мбн, что составляет ~ 55% ожидаемого σ_{in}^{NA} (сравнение $\sigma_n^B(\bar{p}p)$ с топологическими сечениями pp (24) [100] и с нашими данными из [93] см. в табл. 3.2). На "мезонные" события (без идентифицированных p / $\bar{p}$) приходится сечение $\sigma_{in}^{M} = 22,0 \pm 0,25$ мбн, составляющее на ~ 41% из аннигиляционного сечения σ_A. Распределение σ_{in}^{M} по топологиям дано в табл. 3.2 в сравнении с разностью топологических $\bar{p}p$ - и pp - сечений, нормированной на $\sigma_A = 9,1$ мбн (о соотношении этих разностей с аннигиляционными сечениями см. в [102]).

Сравнение колонок 5 и 6 табл. 3.2 показывает, что в "мезонных" событиях оцениваемая доля аннигиляции возрастает от ~28% до ~ 65% при переходе от 4-х к 8-лучевым событиям, составляя ~100% для множественностей > 10.

3.4 Дифракционная диссоциация пучка

Рассмотрим инклюзивную реакцию

$$\bar{p}p \to p + X \qquad (39)$$

с идентифицированными протонами в конечном состоянии.

На рис. 3.5а приведено инвариантное сечение реакции (39) в зависимости от x в сравнении с pp (24) - данными, полученными во всей кинематической области [100]. Инвариантные сечения совпадают в области $x < -0,7$ ($M_X^2/s < 0,3$), а при $-0,7 < x < -0,45$ наблюдается резкое падение нашего спектра, обусловленное ограниченностью области идентификации. Совпадение сечений в области $|x| > 0,7$ указывает на подобие неаннигиляционной реакции (39) и pp - взаимодействий при близкой энергии.

ТАБЛИЦА 3.2. Неупругие топологические сечения (в мб) и средние множественности

	1	2	3	4	5	6
Реакция	$\bar{p}+p$	$p+p$	$\bar{p}p \to (p/\bar{p})_q + X$	$\bar{p}p \to p_{id} + X$	$\bar{p}p \to M + X$	$[\bar{p}+p] - [p+p]$
Импульс ГэВ/с	22,4	24	22,4	22,4	22,4	
Множественность	$\sigma_n(\bar{p}p)$	$\sigma_n(pp)$	$\sigma_n^B(\bar{p}p)$	$2\sigma_n^p(\bar{p}p)$	$\sigma_n^M(\bar{p}p)$	$\Delta\sigma_n = \sigma_n(\bar{p}p) - \sigma_n^{AA}\cdot\sigma_n(pp)/\sigma_{in}(pp)$
2	8,85±0,90	8,70±0,25	5,I7±0,II	7,I2±0,I9	3,68±0,I0	0,I8±I,32
4	I4,I7±0,32	I2,55±0,07	7,54±0,I4	II,52±0,24	6,63±0,I4	I,87±0,45
6	9,45±0,24	6,7I±0,07	3,03±0,09	4,64±0,I6	6,42±0,I4	3,I6±0,36
8	4,25±0,I5	2,I7±0,04	0,53±0,04	0,88±0,06	3,72±0,I0	2,4I±0,22
I0	I,42±0,08	0,40±0,02	0,I7±0,02	0,22±0,03	I,26±0,06	I,I8±0,I2
I2	0,24±0,03	0,04±0,0I	0,03±0,0I	0,054±0,0I6	0,2I±0,02	0,23±0,04
I4	0,06±0,02	0,005±0,002	–	–	0,06±0,0I	0,069±0,022
Все	38,45±0,55	30,59 ±0,25	I6,47±0,20	22,43±0,35	2I,98±0,25	9,I0 ±I,2I
$\langle n \rangle$	4,77±0,05	4,25±0,03	3,95±0,02	4,0I±0,03	5,38±0,03	6,50 ±0,7I

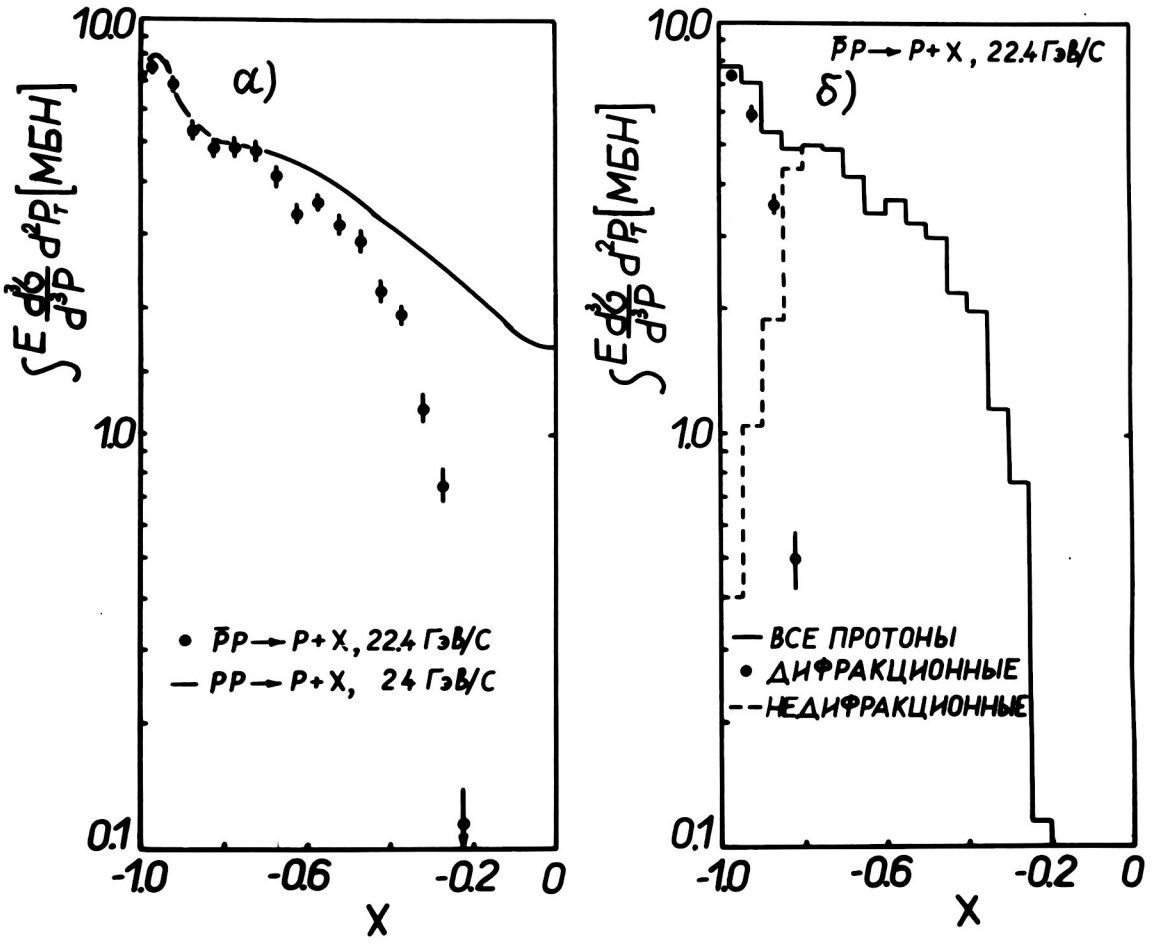


Рис. 3.5а. Зависимость инвариантного сечения реакции $\bar{p}p \to p+X$ от X в сравнении с pp-данными;

Рис. 3.5б. То же отдельно для дифракционных и недифракционных протонов.

Пик, наблюдаемый в инвариантном сечении при $|X| > 0{,}85$, обусловлен квазиупругими протонами, сопровождающими дифракционную диссоциацию антипротонов, как это иллюстрирует рис.3.5б и будет показано ниже.

Для изучения дифракционной диссоциации удобно использовать переменную M_X – массу дифракционно рождённой системы. Инвариантное распределение по M_X^2/s приведено на рис.3.6, где наши данные сравниваются с данными /I03,I2/ $\bar{p}p$ (32) и $\bar{p}p$ (I00). Распределения показывают, что дифракционный пик сосредоточен в основном при $M_X^2/s \lesssim 0{,}I$ при рассматриваемых энергиях, а при $M_X^2/s > (0{,}I0 \div 0{,}I5)$ наблюдается плато. Аналогичная картина наблюдается и для реакции $p+p \to p+X$ при близких энергиях /II/. Дифракционный пик на рис.3.6 более ясно проявляется при высоких энергиях, причём из сравнения наших данных с $\bar{p}p$(I00) – экспериментом следует указание на сдвиг пика с ростом энергии к меньшим M_X^2/s .

Недифракционный фон (при $M_X^2/s \gtrsim 0{,}I0 \div 0{,}I5$), падающий с ростом энергии, составляет серьёзную проблему при средних энергиях, ибо возникает сильное перекрытие дифракционной и недифракционной компонент. Например, вычитание фона в $\bar{p}p$(32)-эксперименте уменьшает сечение дифракции σ_D в 2 раза /I03/ – см. табл.3.3.

Наше полное распределение $\frac{d\sigma}{dM_X^2}$ приведено пунктиром на рис.3.7, а для разных топологий – на рис.3.8. Для выделения дифракционных событий нами был использован в качестве первого приближения упрощённый вариант процедуры максимального быстрого интервала, применявшейся в /I04/ для pp(24). Именно, в качестве основного использовался следующий критерий выделения

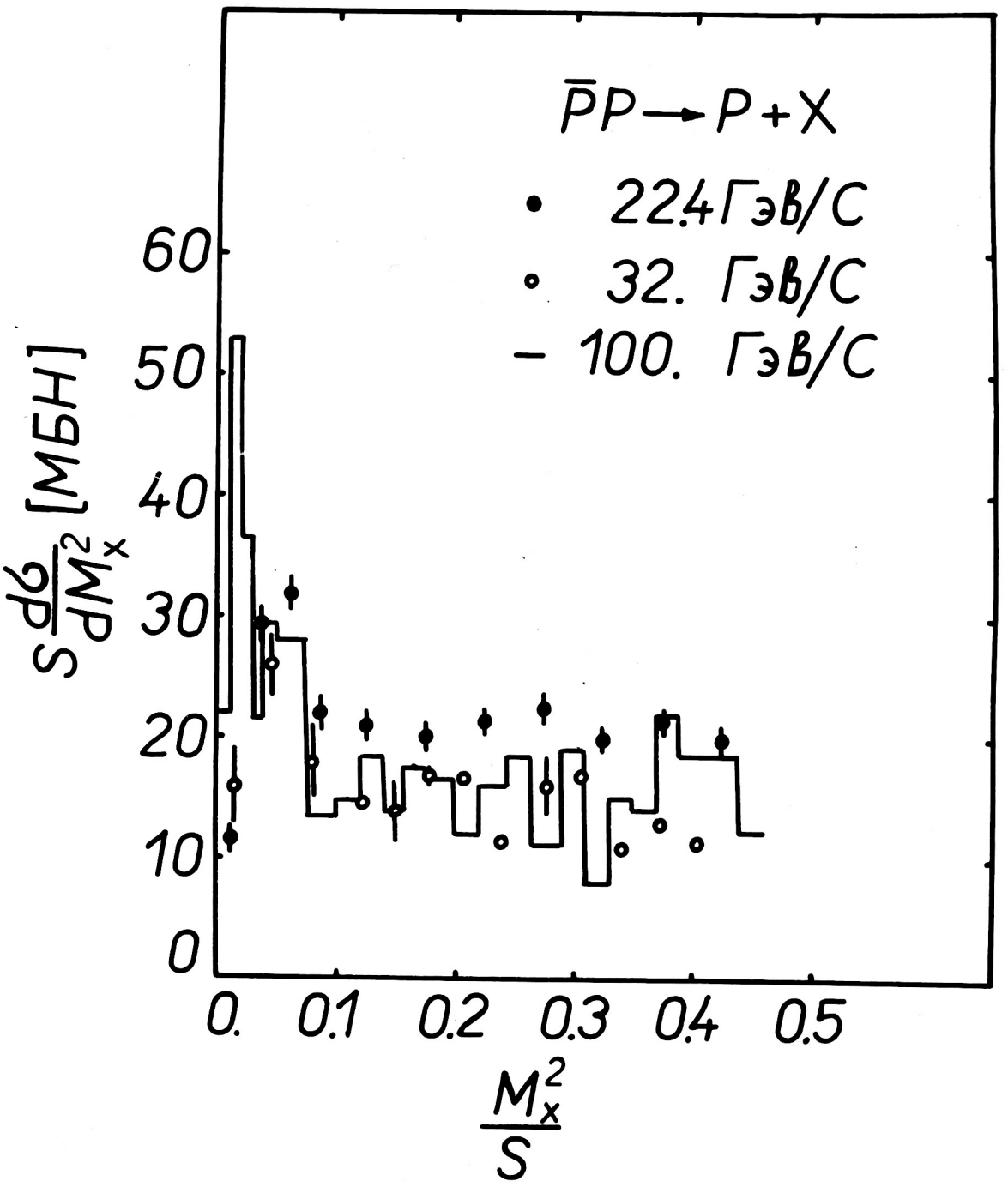


Рис. 3.6. Сечение реакции $\bar{P}P \to P + X$ в зависимости от M_x^2/s в сравнении с другими данными.

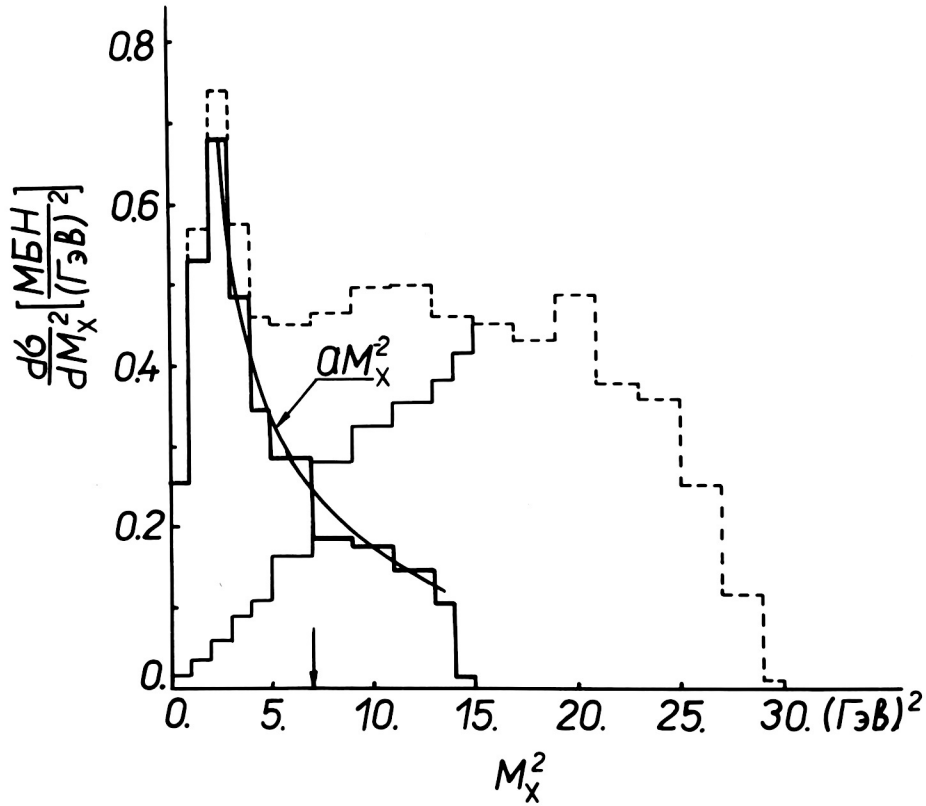


Рис. 3.7. Сечение реакции $\bar{p}p \to p + X$ в зависимости от M_x^2: пунктиром – все протоны, толстая сплошная линия – дифракционные протоны (см.текст), тонкая сплошная линия – недифракционные протоны. Кривая – зависимость $d\sigma/dM_x^2 = a M_x^{-2}$. Стрелкой отмечено значение $M_x^2 = 7(\text{ГэВ})^2$.

дифракции антипротона: в реакции (39) в задней полусфере СЦИ имеется только одна заряженная частица-протон (критерий ДI, обозначаемый в табл.3.3 как $1p_3$). Использовались также более сильные критерии:

Д2: выполняется ДI и $|t| < 0{,}6$ ГэВ^2

Д3: выполняется Д2 и $M_x^2 < 7$ ГэВ^2,

где t – квадрат переданного от мишени к протону 4-импульса. Критерий Д2 учитывает периферический характер дифракции, а Д3 выделяет события с малой массой. Выделенные критерием Д2 дифракционные события показаны на рис.3.7 гистограммой с толстой сплошной линией (инвариантное сечение см.на рис.3.5б), там же дано распределение для недифракционных событий – не удовлетворяющих критерию Д2.

Рассмотрение кинематики процесса дифракционной диссоциации показывает, что критерии ДI и Д2 удовлетворительно работают при малых M_x , но обрезают события дифракционной диссоциации с большими M_x и $|t|$. Действительно, рис.3.7 подтверждает отсутствие структуры при малых M_x^2 в событиях, выделенных как недифракционные.

Кривая на рис.3.7 показывает спад в дифракции по закону M_x^{-2}, предсказываемому трёх-померонной феноменологией инклюзивной дифракции (см. п.I.3). Аналогичный результат был получен для дифракционной диссоциации протонов в pp – взаимодействиях при 24 ГэВ/с /I04/.

---

*) Для них быстротный интервал между протоном и ближайшей заряженной частицей $|\Delta y| \geq 1{,}5$.

Инвариантное сечение дифракции $\frac{s' d\sigma}{dM_x^2}$, полученное по критерию ДЗ, сравнивается на рис.3.9 с pp(24) - данными /104/ для $|t'| < 0,6$ ГэВ^2. Видно, что положение дифракционного пика в $\bar{p}p$ - и pp - взаимодействиях совпадает и наблюдается подобие формы и близость величины дифракционного сечения в области $\frac{M_x^2}{s} \leq 0,16$. Напомним, что если в нашем случае происходит дифракционная диссоциация антипротона, то в случае pp - взаимодействий - дифракционная диссоциация протона.

Зависимость дифракционного сечения $\frac{d\sigma_n}{dM_x^2}$ от множественности n приведена на рис.3.10. Видно, что с ростом множественности сечение падает, а дифракционный пик сдвигается в сторону бо́льших M_x^2, что находит объяснение в обсуждавшихся в гл.I динамических моделях дифракции /30-32/, в которых процесс дифракционной диссоциации предполагается идущим через образование дифракционного кластера. В такой картине число частиц, испускаемых при распаде кластера, не должно зависеть от переданного кластеру 4-импульса, но зависит от массы кластера. На рис.3.II приведена зависимость среднего числа заряженных частиц $\langle n \rangle$ в кластере от передачи $t' = t - t_{min}$ для двух интервалов масс. При этом дифракционный кластер выделялся критерием ДI. Видно, что в изучавшейся области $|t'| \leq 2$ ГэВ^2 число частиц распада $\langle n \rangle$ не зависит от t', но растёт с массой M_x. Аналогичный результат был получен в πp(I6) для дифракции протона в систему с массой $M_x \leq$ I,6 ГэВ (см. /30/). Этот результат может рассматриваться как подтверждение предложенной в /30-32/ кластерной картины дифракционной диссоциации.

Сечения дифракции для разных топологий при различных

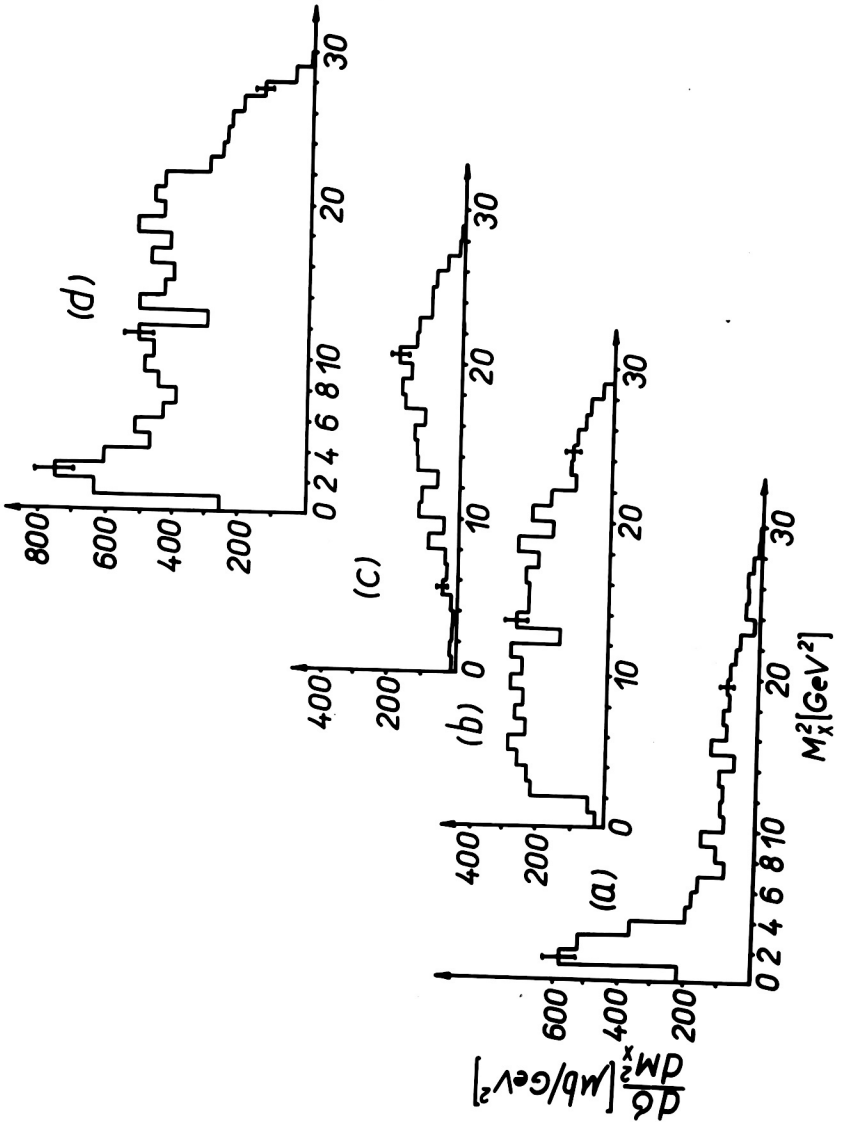


Рис. 3.8. Зависимость от M_x^2 сечения реакции $\bar{p}p \to p + X$ для разных множественностей n: а) $n=2$, в) $n=4$, с) $n \geqslant 6$, d) - все множественности.

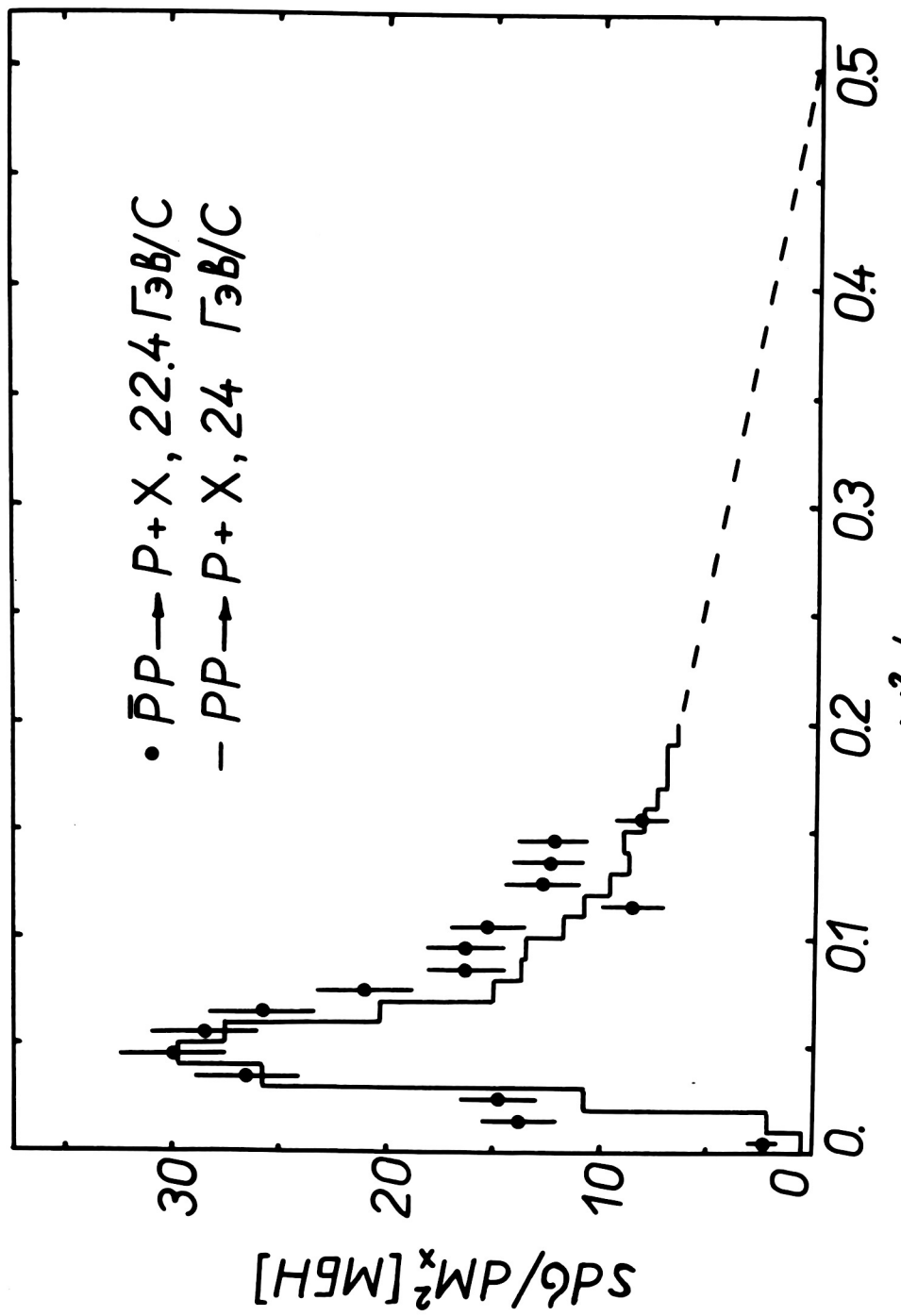


Рис. 3.9. Сечение дифракционной диссоциации в зависимости от M_x^2/s в сравнении с pp-данными. Наши данные приведены до границы когерентности $M_x^2/s = 0,16$. Для $M_x^2/s \geq 0,2$ аппроксимация pp-экспериментальных данных указана пунктиром.

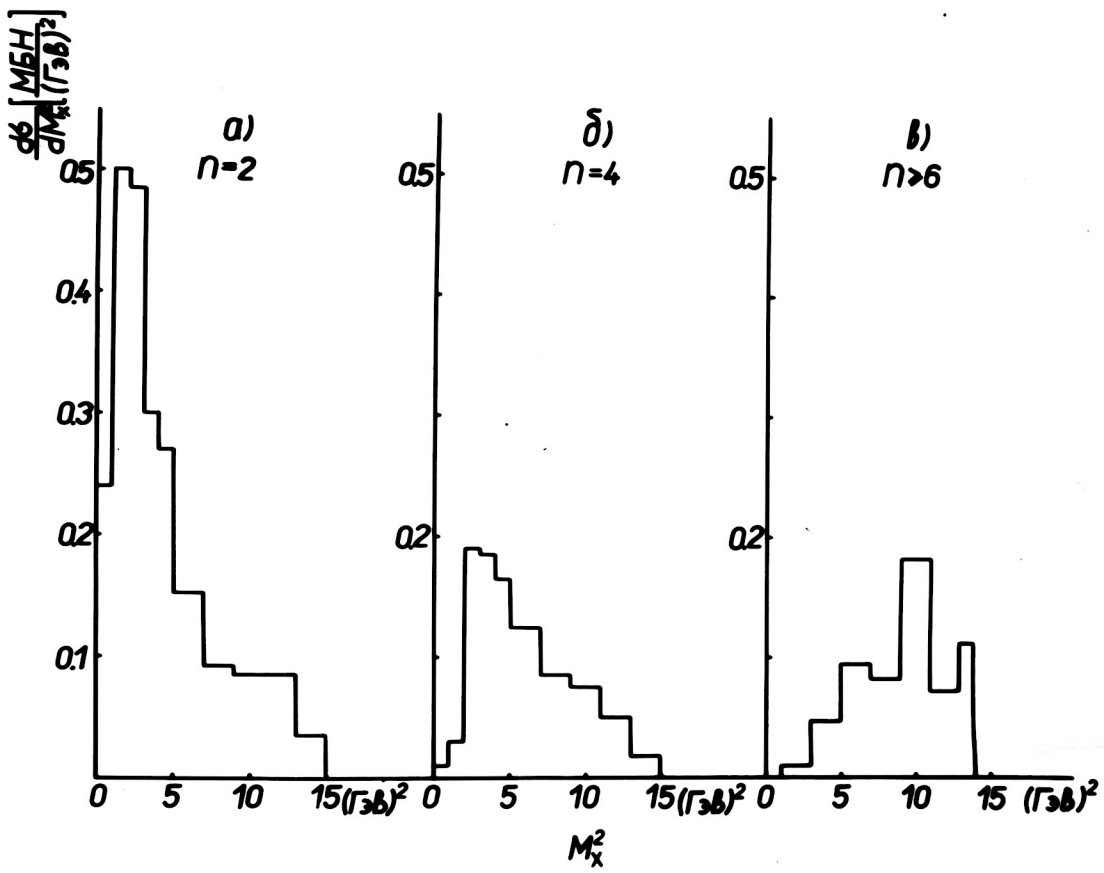


Рис. 3.I0. Зависимость дифракционного сечения от M_X^2 для разных множественностей n .

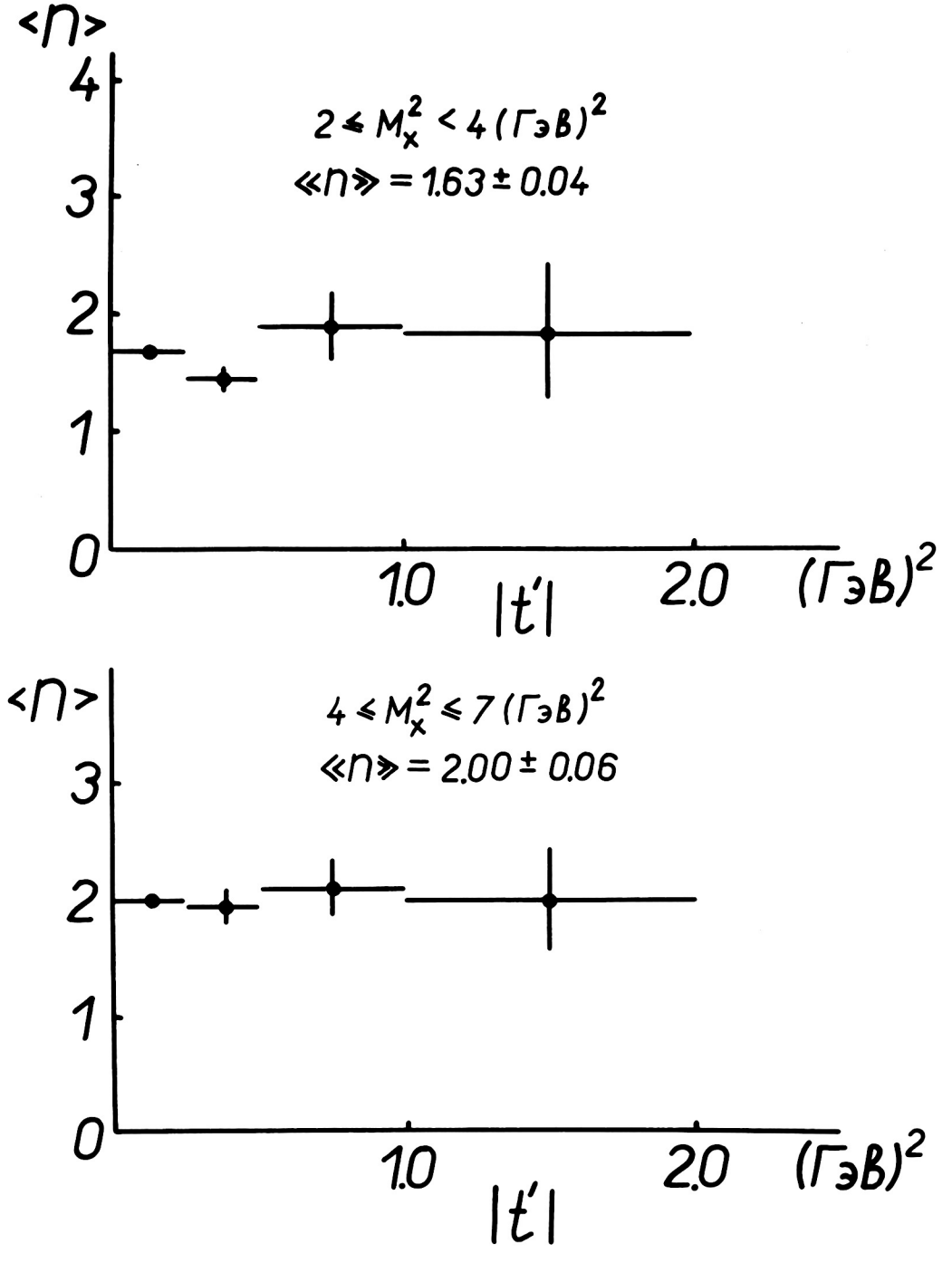


Рис. 3.II. Зависимость среднего числа заряженных частиц $\langle n \rangle$ в дифракционной системе от переданного 4-импульса t' для двух интервалов масс M_x.

применяемых критериях даны в табл. 3.3 в сравнение с pp - и $\bar{p}p$ - данными вместе со значениями средней множественности заряженных частиц. Отметим, что полученные нами при максимальных обрезаниях (критерий Д3) сечения дифракции близки к $\bar{p}p$(32)-данным до вычитания фона, что свидетельствует о бо́льшей роли фона при нашей энергии (см. рис. 3.7). Сечение дифракции, определённое в /I04/ для pp (24), превышает данные по $\bar{p}p$- взаимодействиям, что связано со значительным вкладом событий с большими M_X (см. рис. 3.9)в данных pp (24).

Используя приведённое в табл. 3.3 сечение одиночной дифракции σ_D = 2,65±0,08 мбн, найдём оценку для полного сечения дифракции $\sigma_{DT} = 2\sigma_D + \sigma_{DD}$, где сечение двойной дифракции $\sigma_{DD} \simeq \frac{\sigma_D^2}{\sigma_{el}}$ в предположении факторизации (см.гл. I):

$$\sigma_{DT} \simeq 6,I \pm 0,24 \text{ мбн}.$$

Полученная оценка σ_{DT} соответствует отношению $\frac{\sigma_{DT}}{\sigma_{in}(\bar{p}p)} = 0,I6\pm0,0I$, что в пределах $I,5\sigma$ согласуется с результатами нашей работы /I05/, где значение $\frac{\sigma_{DT}}{\sigma_{in}(\bar{p}p)} = 0,II\pm0,03$ было получено на основе анализа распределения по множественности в рамках двух-компонентной модели. Суммарное сечение упругой и неупругой дифракции

$$\sigma_{el} + \sigma_{DT} \simeq I5,0\pm0,3 \text{ мбн} \sim 0,3I\,\sigma_{tot}(\bar{p}p) \sim 0,38\,\sigma_{tot}^{NA}(\bar{p}p).$$

Для pp - взаимодействий при высоких энергиях $\sigma_{el}+\sigma_{DT} \simeq 0,40\sigma_{tot}$ (см.гл. I). От неупругого сечения дифракция составляет ~I5,6%, т.е. недифракционная часть $\bar{p}p$ - взаимодействий содержит аннигиляционный и неаннигиляционный каналы в соотношении ~I:2,7.

Отметим, что множественность в дифракционных событиях

ТАБЛИЦА 3.3 Сечения дифракционной диссоциации пучка (в мб.) и средние множественности в дифракционных событиях

Реакция:	$\bar{p}p \to p + X$; 22,4 ГэВ/с			$\bar{p}p \to p + X$; 32 ГэВ/с /103/		$pp \to p + X$; 24 ГэВ/с /104/
Условия отбора:	$\frac{M_x^2}{s} \leq 0,16$	$1_{P_B} \oplus \lvert t\rvert < 0,6$	$1_{P_B} \oplus \lvert t\rvert < 0,6$ $\oplus \frac{M_x^2}{s} \leq 0,16$	$\frac{M_x^2}{s} \leq 0,16$	$\frac{M_x^2}{s} \leq 0,16$ и фон вычтен	Δy^*-сепарация $\oplus \lvert t\rvert < 0,6$ ГэВ^2
Топология	σ_n	σ_n	σ_n	σ_n	σ_n	σ_n
2	1,93±0,06	2,62±0,07	1,79±0,06	1,8 ± 0,2	1,1 ± 0,2	1,58±0,12
4	1,24±0,05	1,41±0,06	0,82±0,04	1,1±0,02	0,4 ± 0,2	1,48±0,08
≥6	0,11±0,02	0,14±0,02	0,03±0,01	–	–	0,44±0,02
Все	3,28±0,08	4,17±0,10	2,65±0,08	2,9 ± 0,3	1,5 ± 0,3	3,50±0,20
$\langle n \rangle$	2,95±0,03	2,81±0,03	2,67±0,03	~2,75	~2,52	3,38±0,05

$\langle n \rangle = 3,87 \pm 0,05$ (см. табл.3.3) значительно ниже, чем в недифракционных событиях: $\langle n \rangle^{ND} = 4,92 \pm 0,02$.

В дальнейшем будут сопоставлены инклюзивные спектры π - мезонов из дифракционных и недифракционных событий.

3.5 Полные инклюзивные сечения и распределения заряженных частиц по поперечным импульсам

Поскольку в $\bar{p}p$ - взаимодействиях больной интерес представляет сравнение свойств аннигиляционного и неаннигиляционного каналов, причём аннигиляционный канал в первом приближении считается подобным*) неупругим pp - взаимодействиям при той же энергии [5,59,60], необходимо уточнить, что и как сравнивать в $\bar{p}p$- и pp - взаимодействиях.

Для этого рассмотрим эти процессы в СЦИ, явно учитывая С-инвариантность и P - симметрию реакций, в рамках обычных представлений о множественном рождении: в pp - взаимодействиях π - мезоны образуются в результате фрагментации пучка и мишени и в центральном рождении, а в $\bar{p} + p$ к этим процессам добавляется аннигиляция. Сначала рассмотрим образование π - мезонов в $p + p$, обозначая инвариантное сечение испускания протоном-пучком $\pi^{\pm}$ и π^{-} - мезонов через $f_0^{++}(x)$ и $f_0^{+-}(x)$ соответственно, где x - продольная переменная (первый знак у $f_0(x)$ даёт заряд фрагментирующей частицы, а второй - заряд испущенного π - мезона). Тогда для рождения π^{+}- мезонов в pp - взаимодействиях получим

---

*) За исключением отличий, обусловленных различием зарядов пучковых частиц.

$$f^{+}_{PP}(x) = f_0^{++}(x) + f_0^{++}(-x) + f_{CP}(|x|) = \left[f_0^{++}(x) + \tfrac{1}{2} f_{CP}(x)\right] + \left[f_0^{++}(-x) + \tfrac{1}{2} f_{CP}(|-x|)\right],$$

где $f_0^{++}(-x)$ описывает в силу P - симметрии реакции π^+ - мезоны от фрагментации протона-мишени, а $f_{CP}(|x|)$ обозначает вклад от центрального рождения, для которого мы предполагаем C - инвариантность и P - симметричность. В дальнейшем будем работать с функциями $f^{++}(\pm x) = f_0^{++}(\pm x) + \tfrac{1}{2} f_{CP}(|\pm x|)$, не выписывая явно вклад $f_{CP}(|x|)$. Таким образом для рождения π^+- и π^- мезонов в pp- взаимодействиях получим соответственно

$$f^{+}_{PP}(x) = f^{++}(x) + f^{++}(-x), \tag{40а}$$

$$f^{-}_{PP}(x) = f^{+-}(x) + f^{+-}(-x). \tag{40б}$$

Для неаннигиляционного канала $\bar{p}p$ - взаимодействий из-за отличия заряда пучковой частицы получим вместо (40):

$$f^{+}_{\bar{P}P,NA}(x) = f^{-+}(x) + f^{++}(-x),$$

$$f^{-}_{\bar{P}P,NA}(x) = f^{--}(x) + f^{+-}(-x),$$

но в силу C - инвариантности $f^{-+}(x) = f^{+-}(x)$ и $f^{--}(x) = f^{++}(x)$.

Тогда окончательно

$$f^{+}_{\bar{P}P,NA}(x) = f^{+-}(x) + f^{++}(-x), \tag{41а}$$

$$f^{-}_{\bar{P}P,NA}(x) = f^{++}(x) + f^{+-}(-x). \tag{41б}$$

Проинтегрировав (40) и (41) по продольным переменным, получим:

$$
\begin{aligned}
f^{+}_{PP} &= 2 f^{++}, \\
f^{-}_{PP} &= 2 f^{+-}, \\
f^{+}_{\bar{P}P,NA} &= f^{+-} + f^{++}, \\
f^{-}_{\bar{P}P,NA} &= f^{++} + f^{+-},
\end{aligned}
\tag{42}
$$

где $f^{\pm\pm} = \frac{d\sigma^{\pm\pm}}{dp_T^2}$. Из (42) следуют такие соотношения:

$$
f^{+}_{\bar{P}P,NA} = f^{-}_{\bar{P}P,NA} = \frac{1}{2}\left[f^{+}_{PP} + f^{-}_{PP} \right], \tag{43}
$$

где в качестве $f^{\pm}$ могут фигурировать как $\frac{d\sigma(\pi^{\pm})}{dp_T^2}$, так и полные инклюзивные сечения $\sigma(\pi^{\pm})$ рождения $\pi^{\pm}$ - мезонов. Легко видеть, что соотношения типа (42) получаются из (40) и (4I) и для инвариантных сечений при $x = 0$ ($y^* = 0$), следовательно, и (43) справедливы и в том случае, если в качестве $f^{\pm}$ подставить $\frac{d\sigma(\pi^{\pm})}{dy^*}\Big|_{y^*=0}$.

Полные инвариантные сечения $\bar{p}p$ - взаимодействий получаются добавлением аннигиляционного вклада ($f_A^{+}(x)$ для π^{+}-мезонов) к (4I):

$$
\begin{aligned}
f^{+}_{\bar{P}P}(x) &= f^{+-}(x) + f^{++}(-x) + f_A^{+}(x), \\
f^{-}_{\bar{P}P}(x) &= f^{++}(x) + f^{+-}(-x) + f_A^{-}(x),
\end{aligned}
\tag{44}
$$

где в силу CP - инвариантности $f_A^{-}(x) = f_A^{+}(-x)$ и функции $f_A^{\pm}(x)$ не обязательно симметричны относительно $x = 0$.

Проинтегрировав, как и ранее, (40) и (44), получим для аннигиляции:

$$
f_A^{+} = f_A^{-} = \frac{1}{2}\left\{ \left[f^{+}_{\bar{P}P} + f^{-}_{\bar{P}P} \right] - \left[f^{+}_{PP} + f^{-}_{PP} \right] \right\}, \tag{45}
$$

где как и прежде в качестве $f^{\pm}$ могут быть подставлены $\sigma(\pi^{\pm})$, $\frac{d\sigma(\pi^{\pm})}{dp_T^2}$ и $\frac{d(\pi^{\pm})}{dy^*}\Big|_{y^*=0}$.

Из (40) и (44) следует, что предложенное в [106] на основе одной C - инвариантности следующее соотношение для выделения аннигиляционного сечения

$$f_A^R(x) = \frac{\left[\left(f_{\bar{p}p}^{+}(x)+f_{\bar{p}p}^{-}(x)\right)-\left[f_{pp}^{+}(x)+f_{pp}^{-}(x)\right]\right]\cdot f_{\bar{p}p}^{-}(x)}{f_{\bar{p}p}^{+}(x)+f_{\bar{p}p}^{-}(x)},$$

что $f_A^R(x) \neq f_A^-(x)$, неверно. Более того, из (40) и (44) следуют, что из сравнения $\bar{p}p$ - и pp - взаимодействий для всей кинематической области можно извлечь только суммарный аннигиляционный спектр π^+- и π^-- мезонов по продольным переменным:

$$f_A^+(x)+f_A^-(x)=\left[f_{\bar{p}p}^{+}(x)+f_{\bar{p}p}^{-}(x)\right]-\left[f_{pp}^{+}(x)+f_{pp}^{-}(x)\right]. \quad (49)$$

Однако, для фрагментационных областей аннигиляционные спектры $f_A^+(x)$ и $f_A^-(x)$ могут быть определены отдельно из разности $\bar{p}p$ - и pp - спектров. Рассмотрим, например, область фрагментации протона ($x<0$) и сделаем естественное предположение, что в "чужой" полусфере

$$f^{\mp\pm}(x)=0 \quad \text{для} \quad x<-|x_0|. \quad (46)$$

Тогда для фрагментационной области $x<-|x_0|$ из (40) и (44) получим:

$$f_A^+(x)=f_{\bar{p}p}^{+}(x)-f_{pp}^{+}(x), \quad (47)$$

$$f_A^-(x)=f_{\bar{p}p}^{-}(x)-f_{pp}^{-}(x). \quad (48)$$

Очевидно, что условие (46) относится к фрагментационным

вкладами $f_0^{\pm\pm}(x) = 0$ для $x < -|x_0|$, ибо вклад центрального рождения $f_{cp}(|x|)$ полностью сокращается в (47) и (48).

Изложение экспериментальных результатов начнём с полного инклюзивного сечения рождения π^+ - мезонов, приведённого в табл.3.4 вместе с другими данными. Там же дано аннигиляционное сечение (обозначенное как π_A^+), полученное на основе (45) и данных pp (24)/I00/. Для протонов приведён интервал значений, задаваемый снизу числом идентифицированных протонов, а сверху - оценкой, полученной в п.3.3. Видно, что верхняя оценка согласуется с данными pp (24).

Данные табл.3.4 показывают, что инклюзивное сечение $\sigma(\pi^+)$ в $\bar{p}p$ - взаимодействиях примерно постоянно на уровне 72 мбн в интервале импульсов 9,I÷32 ГэВ/с, а затем существенно возрастает при переходе к I00 ГэВ/с.

Используя приведённое в табл.3.4 значение $\sigma(\pi)$ для pp (24), можно оценить долю α неаннигилляционных π^+-мезонов в $\bar{p}p$ -взаимодействиях

$$\alpha = \frac{\sigma_{pp}(\pi)}{\sigma_{\bar{p}p}(\pi^+)} \cdot \frac{\sigma_{\bar{p}p}^{NA}}{\sigma_{pp}^{in}} = 0,63 \pm 0,04. \qquad (50)$$

При сделанных выше предположениях множественность π^+-мезонов в неаннигиляционном канале $\langle n(\pi^+)\rangle^{NA}$ совпадает с множественностью $\pi = (\pi^- + \pi^+)/2$ в pp (24): $\langle n(\pi^+)\rangle_{\bar{p}p}^{NA} \simeq \langle n(\pi)\rangle_{pp} = 1,49 \pm 0,02$/I00/. Множественность в аннигиляционном канале находим из оценки сечения аннигиляции σ_A:

$$\langle n(\pi^+)\rangle^A = \frac{\sigma_A(\pi^+)}{\sigma_A} = 2,82 \pm 0,28.$$

Это значение согласуется с предсказанием модели Веббера/54/,

ТАБЛИЦА 3.4 Инклюзивные сечения рождения π - мезонов и протонов

Взаимодействие	Импульс (ГэВ/с)	Частица	σ, мбн	Источник
$\bar{p}+p$	22,4	$\pi^+ = \pi^-$	71,0 ± 2,0 *)	настоящая работа
		$\pi_A^+ = \pi_A^-$	25,7 ± 2,1	
		π_D^+	3,1 ± 0,1	
		p	12,2 ÷ 18,5	
$p+p$	24.	$\pi = (\pi^- + \pi^+)/2$	45,3 ± 0,5	/100/
		p	18,9 ± 0,3	
$\bar{p}+p$	9,1	π^+	~70 **)	/107/
	14,75	π^+	≲74 **)	/108/
	32.	π^+	~73,3 **)	/109/
	100.	π^+	93,7±1,0	/110/
		π_A^+	14,3±4,7	
		p	17,9±0,5	

*) Вклад неидентифицированных протонов и K^+ - мезонов вычтен

**) Величина получена интегрированием данных оригинальной работы.

данной $\langle n(\pi^-)\rangle^A = 2{,}04$, и оценкой $\langle n\rangle^A$ по разности топологических сечений, приведённой в табл. 3.2: $\langle n(\pi^+)\rangle^A = 0{,}5\langle n\rangle^A = 3{,}25 \pm 0{,}35$. Видно, что в аннигиляционном канале множественность π - мезонов значительно выше, чем в неаннигиляционном.

Нормированные p_T^2 - спектры всех положительных, отрицательных частиц и идентифицированных протонов приведены на рис. 3.I2 в сравнении с другими данными. Наши спектры положительных и отрицательных частиц совпадают в соответствии с C - инвариантностью. Распределения по p_T^2 в $\bar{p}p$ (22,4) близки по форме к данным $\bar{p}p$ (I00)/III/ и pp (205)/II/, но сечения отличаются по величине в силу различия в множественности вторичных частиц.

На рис. 3.I3а наши p_T^2 - спектры сопоставляются с данными pp (24), полученными во всей кинематической области/I00/. Сравнение протонных спектров показывает совпадение в области $p_T^2 \lesssim 0{,}I$ (ГэВ/с)^2, сменяющееся увеличивающимся с ростом p_T^2 расхождением, обусловленным ограниченностью области идентификации в нашем эксперименте.

В соответствии с приводившимися выше рассуждениями (см. вывод выражения (45)) разность p_T^2 - спектров $\left[\frac{d\sigma_{\bar{p}p}(\pi^+)}{dp_T^2} - \frac{d\sigma_{pp}(\pi)}{dp_T^2}\right]$ даёт вклад аннигиляционных π^+ - мезонов. Из рис. 3.I3а видно, что вклад аннигиляционных π - мезонов возрастает с ростом p_T^2.

Статистические параметры распределений по поперечным импульсам приведены в табл. 3.5 в сравнении с другими данными. Видно, что в $\bar{p}p$ - взаимодействиях $\langle p_T(\pi)\rangle$ больше, чем в pp - взаимодействиях при той же энергии. Сравнение $\bar{p}p$ -

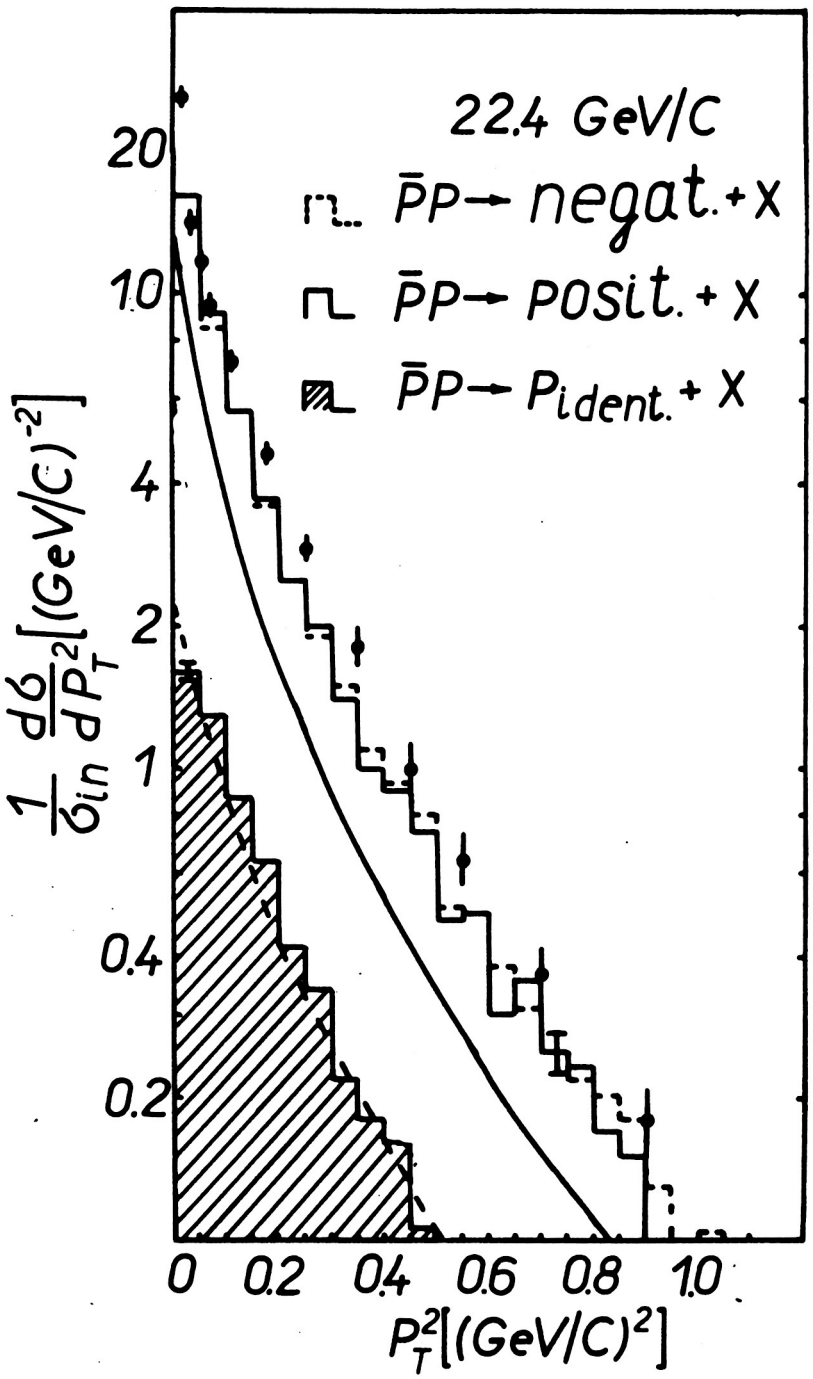


Рис.3.I2. Распределение вторичных частиц по P_T^2. Сплошной линией обозначены данные для реакции $pp \to \pi^- + X$ при 205 ГэВ/с. Пунктирной линией показаны данные по $pp \to p + X$ при 205 ГэВ/с для протонов с $-1,0 \leq X \leq -0,5$, точками - для $\bar{p}p \to \pi^+ X$ при I00 ГэВ/с.

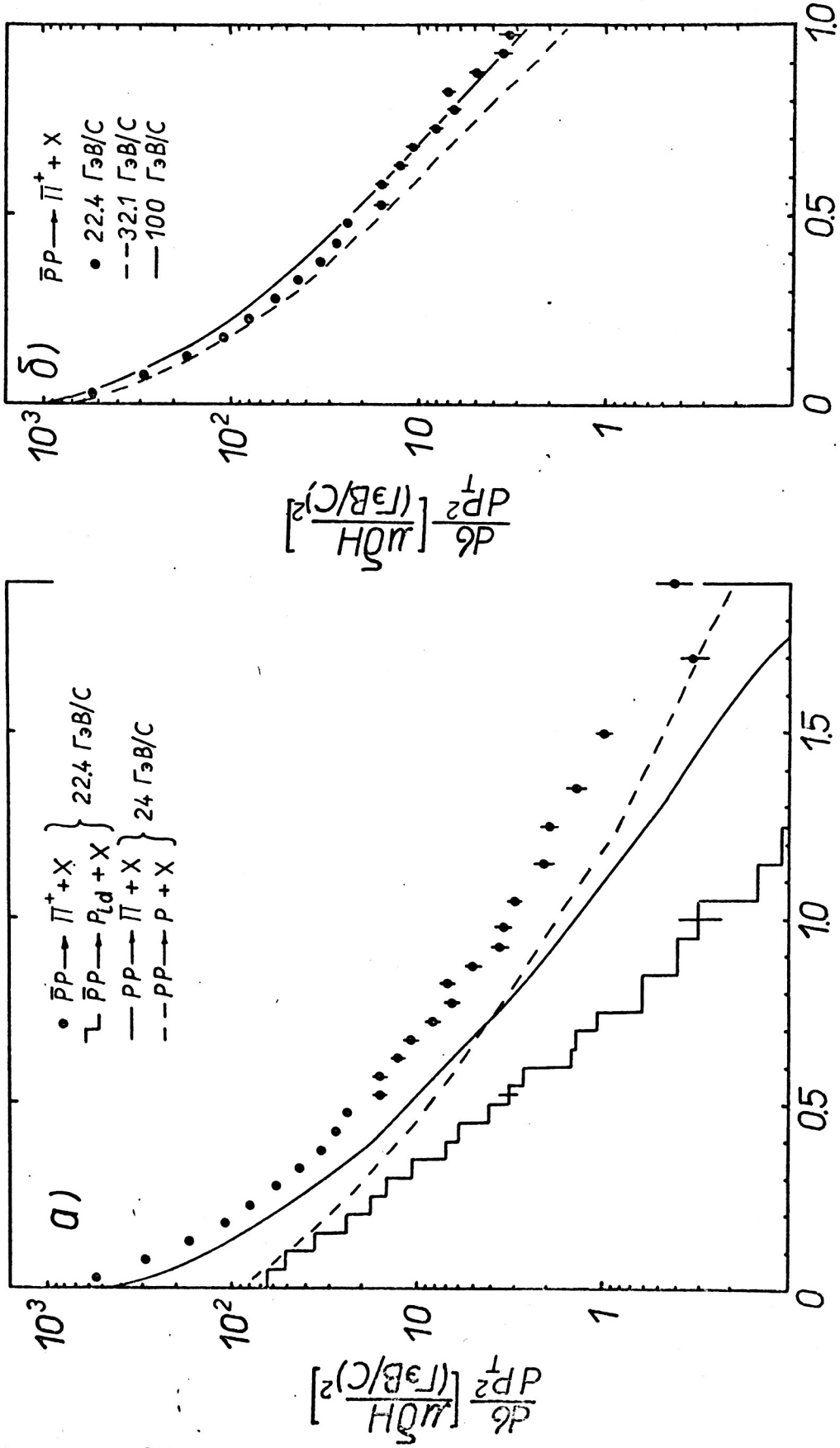


Рис.3.I3. а)-Распределения по p_T^2 π-мезонов и протонов в $\bar{p}p$-взаимодействиях при 22,4 ГэВ/с и в pp-взаимодействиях при 24 ГэВ/с, где $\pi = (\pi^- + \pi^+)/2$; б)-распределения π^+-мезонов по p_T^2 в pp-взаимодействиях при 22,4, 32,Iи I00 ГэВ/с.

ТАБЛИЦА 3.5 Статистические параметры p_T - распределений

Взаимодействия	Импульс, ГэВ/с	Частица	$\langle p_T \rangle$, МэВ/с	$\langle p_T^2 \rangle$, $(\text{ГэВ/с})^2$	$D=\sqrt{\langle p_T^2\rangle - \langle p_T\rangle^2}$, ГэВ/с	Источник
$\bar{p}+p$	22,4	$\pi^+=\pi^-$	344±I	0,I78±0,002	0,245±0,003	Наши данные
		$\pi_A^+=\pi_A^-$	375±I2			
		$\pi^+(R,d)$	293±3			
		π_D^+	300±5			
		p	>362			
$p+p$	24.	$\pi=\frac{\pi^-+\pi^+}{2}$	326±6			/II2/ /I00/
		p	4I0			
$\bar{p}p\to n\pi$	0.	π_A^+	280			/II3/
$\bar{p}p\to n\pi$	0.7	π_A^+	~280	0,I05		/II4/
$\bar{p}+p$	I2.	π^+	3I9±I			/II5/
		π_A^+	330±2,5			
		p	408±4			
$\bar{p}+p$	32.	π^+	330±2			/I09/
	I00.	π^+	325±2			/II0/
		p	432±6			
$p+p$	I02.	π^-	343±I0	0,I70±0,0I0	0,228±0,0I0	/II/
	205.	π^-	343±4	0,I66±0,003	0,220±0,004	

данных по $\langle p_T(\pi^+)\rangle$, представленных в табл.3.5, показывает, что средний поперечный импульс сначала растёт, а потом падает с энергией, что можно связать с соответствующим уменьшением вклада аннигиляции с энергией (см. табл.3.4), ибо в pp - взаимодействиях $\langle p_T(\pi)\rangle$ логарифмически растёт с энергией /I3/.

Используя определённую выше (50) долю неаннигиляционных π^+ - мезонов, можно оценить поперечный импульс π^+ в аннигиляции на основе соотношения

$$\langle p_T\rangle_{\bar{p}p} = \alpha\cdot\langle p_T\rangle_{NA} + (1-\alpha)\cdot\langle p_T\rangle_A , \qquad (5I)$$

принимая в качестве оценки $\langle p_T\rangle_{NA}$ данные pp(24) для $\langle p_T(\pi)\rangle$ (см. табл.3.5). Соответствующее значение $\langle p_T\rangle_A$ приведено в табл.3.5 под символом π_A^+. Аналогично нами определён $\langle p_T\rangle_A$ для $\bar{p}p$(I2), используя (5I) и данные работы /II5/. Сравнение полученных данных показывает, что $\langle p_T\rangle$ π^+ - мезонов в аннигиляционном канале заметно больше, чем в неаннигиляционном канале (см. данные pp(24)). Видно также, что в рассматриваемом интервале энергий от нуля до 22,4 ГэВ $\langle p_T\rangle$ в аннигиляционном канале растёт с ростом энергии.

Данные табл.3.5 показывают, что $\langle p_T^2(\pi)\rangle \sim 0{,}I7$ (ГэВ/с)^2 характерно как для $\bar{p}p$ - взаимодействий, так и для высокоэнергичных pp - взаимодействий. Это может быть обусловлено общим кластерным - механизмом рождения большинства пионов. Как показано в /II6,II7/, при изотропном распаде кластеров с массой M, обладающих поперечным импульсом $\bar{k}$, на среднее число частиц $\langle n\rangle$, для частиц распада получим

$$\langle p_T^2\rangle = \frac{2}{3}\,2\,\frac{M^2}{\langle n\rangle^2}\left(1+\frac{2\langle\bar{k}^2\rangle}{M^2}\right), \qquad (52)$$

где фактор η зависит от закона распада кластера (η =I,I для фазового объёма и $\eta = \frac{5}{2}$ для больцмановского распределения[II7]). Анализ данных по множественному рождению в[45,46] дал такие результаты (см. п.I.5): $\langle n \rangle \sim 3$, $M_\perp^2 = M^2 + \langle \vec{k}^2 \rangle \simeq$ I,8 ГэВ^2. В[II7] в качестве лучшей оценки $\langle \vec{k}^2 \rangle$ получена величина $\sim 0{,}3$ (ГэВ/с)^2. Нетрудно видеть, что подстановка этих величин в (52) даёт $\langle p_T^2 \rangle \simeq 0{,}I7$ (ГэВ/с)^2.

На рис.3.I36 измеренное в нашем эксперименте $\frac{d\sigma(\pi^+)}{dp_T^2}$ сравнивается с $\bar{p}p$ - данными при 32 и I00 ГэВ/с[I09,II0]. При $p_T^2 \sim 0$ сечения одинаковы при 22,4 и 32 ГэВ/с, возрастая с переходом к импульсу I00 ГэВ/с. Для $p_T^2 \gtrsim 0{,}2$ (ГэВ/с)^2 сечения сначала убывают при росте импульса до 32 ГэВ/с, а затем снова возрастают при переходе к импульсу I00 ГэВ/с, причём для $p_T^2 \gtrsim 0{,}6$ (ГэВ/с)^2 сечения при 22,4 и I00 ГэВ/с совпадают. Результаты аппроксимации этих спектров выражением

$$\frac{d\sigma(\pi^+)}{dp_T^2} = A \cdot \exp(-B \cdot p_T^2) + C \cdot \exp(-D \cdot p_T^2) \qquad (53)$$

где $\sigma_0 = \int \frac{d\sigma}{dp_T^2} dp_T^2$, $A = B \cdot \alpha \cdot \sigma_0$, $C = D \cdot (1-\alpha) \cdot \sigma_0$,

для $p_T^2 \leq 1{,}0$ (ГэВ/с)^2 даны в табл.3.6 вместе с парциальным вкладом первой экспоненты α .

Из таблицы 3.6 видно, что в интервале импульсов $22{,}4 \leq p_{лаб.} \leq$ I00 ГэВ/с спектр $\frac{d\sigma(\pi^+)}{dp_T^2}$ удовлетворительно описывается выражением (53) с практически независящими от энергии наклонами $B \sim$ I6 и $D \sim 4{,}3$ (ГэВ/с)$^{-2}$ и параметром $\alpha \simeq 0{,}50$. Независимость α от энергии означает, что в разложении (53), видимо, нельзя соотносить непосредственно с аннигиляцией вклад второй (пологой) экспоненты, ибо в то время как α постоянно, доля аннигиляционных π - мезонов

ТАБЛИЦА 3.6

Импульс, ГэВ/с	A, мбн $(\text{ГэВ/с})^2$	B, $(\text{ГэВ/с})^{-2}$	C, мбн $(\text{ГэВ/с})^2$	D, $(\text{ГэВ/с})^{-2}$	ε	χ^2/DF	Источник
22,4	576±II	I6,I±0,5	I39± 8	3,9±0,I	0,50± ,02	3I/20	Наши данные
32.	548±28	I5,2±I,4	I56±30	4,6±0,3	0,52±0,05	–	/I09/
I00.	808±9	I6,9±0,8	2I0±6	4,4±0,2	0,50±0,02	I8/I5	/II0/

падает от $\sim 0{,}37$ при 22,4 ГэВ/с до $\sim 0{,}15$ при 100 ГэВ/с как следует из данных табл.3.4.

Для аппроксимации $\frac{d\sigma}{dp_T^2}$ часто используются и другие выражения, представляющие определённый теоретический интерес /43,44,118,119/:

$$\frac{d\sigma}{dp_T^2} = A \cdot \exp(-m_T/a), \qquad (54а)$$

$$\frac{d\sigma}{dp_T^2} = A \cdot \exp(-m_T/a)/m_T^n, \qquad (54б)$$

$$\frac{d\sigma}{dp_T^2} = A \cdot \exp(-m_T^2/a)/m_T^n, \qquad (54в)$$

где $m_T^2 = p_T^2 + m^2$. В табл.3.7 приведены результаты фита $\frac{d\sigma(\pi^+)}{dp_T^2}$ для $p_T^2 \leq 3.2$ (ГэВ/с)^2 по формулам (54а-в) с m как свободным параметром, так и фиксированным при массе π - мезона $m_\pi = 0{,}14$ ГэВ.

Из табл.3.7 видно, что при свободном параметре m наши данные лучше всего описываются выражением (54в), полученным в мультипериферической модели /43,44/, где параметр a^{-1} имеет смысл универсального наклона вершинных функций ($a^{-1} \simeq 2{,}05$), а степень $n \approx 3$ при больших m_T /7/. Однако полученное значение массы $m \simeq 0{,}28$ ГэВ, отличающееся от m_π (фит с $m = m_\pi$ неудовлетворителен), наводит на мысль о непрямом характере рождения π -мезонов.

При фиксированной массе $m = m_\pi$ выражения (54а) и (54б) примерно одинаково описывают наши данные. Поскольку степень n в (54б) получается малой, остановимся лишь на (54а). Это выражение появляется в моделях термодинамического типа, где π - мезоны испускаются кластерами, а параметр $a \simeq 0{,}16$ ГэВ имеет смысл предельной адронной температуры /118,119/.

ТАБЛИЦА 3.7

Формула	m, ГэВ	a, (ГэВ/с); $(ГэВ/с)^2$	n	χ^2/DF
$\exp(-m_T/a)$	0,I2±0,0I 0,I4 фикс.	0,I57 ± 0,00I 0,I54 ± 0,00I		I60/I24 I64/I25
$\frac{\exp(-m_T/a)}{m_T^n}$	0,I8 ± 0,04 0,I4 фикс.	0,I68 ± 0,009 0,I6I ± 0,003	0,35 ± 0,27 0,II ± 0,04	I58/I23 I59/I24
$\frac{\exp(-m_T^2/a)}{m_T^n}$	0,28 ± 0,02 0,I4 фикс.	0,53 ± 0,04 0,34 ± 0,0I	2,8 ± 0,2 I,48 ±0,03	I39/I23 256/I24

Зависимость $\langle p_T(\pi) \rangle$ от фейнмановской переменной x демонстрирует хорошо известный "эффект чайки" - см. рис.3.I4а, где наши данные приведены в сравнении с $\bar{p}p$(32). Средний поперечный импульс π^+ в задней полусфере (354±I,6 МэВ/с) больше, чем в передней (33I±I,8 МэВ/с), причём эта разница сосредоточена при $|x| \leq 0{,}I5$. Для π^+ в задней полусфере средняя ассоциативная множественность для событий, дающих вклад в данный интервал x, составляет 5,I±0,I для $-0{,}7 \leq x \leq -0{,}2$, а при приближении к $x = 0$ возрастает до 6,4±0,03. Это свидетельствует о том, что основной вклад в большие $\langle p_T \rangle$ дают события малой множественности.

Представляет интерес сравнение этой зависимости для неаннигиляционных и аннигиляционных событий. В качестве неаннигиляционных был выделен набор событий с идентифицированными $p/\bar{p}$ - симметричный в СЦИ набор с одинаковым число p и $\bar{p}$. В оставшихся событиях доля аннигиляционных событий по оценкам была ~36%. Результат такого разделения представлен на рис.3.I4б, где видно превышение $\langle p_T(\pi^+) \rangle$ в событиях, обогащённых аннигиляцией, над неаннигиляционными для всех $|x| > 0{,}05$. Здесь средняя ассоциированная множественность для неаннигиляционных (обогащённых аннигиляцией) событий составляет 4,I±0,I (5,3±0,I) для $-0{,}7 < x < -0{,}2$ и возрастает при $x = 0$ до 5,0±0,05 (6,7±0,03).

Представленные на рис.3.I4б наши данные для неаннигиляционных событий совпадают для $0 \lesssim x \lesssim 0{,}3$ с данными pp(I9)/I20/, а данные для событий, обогащённых аннигиляцией, близки к данным, полученным для $\bar{p}p$ - аннигиляции при 5,7 ГэВ/с/I2I/.

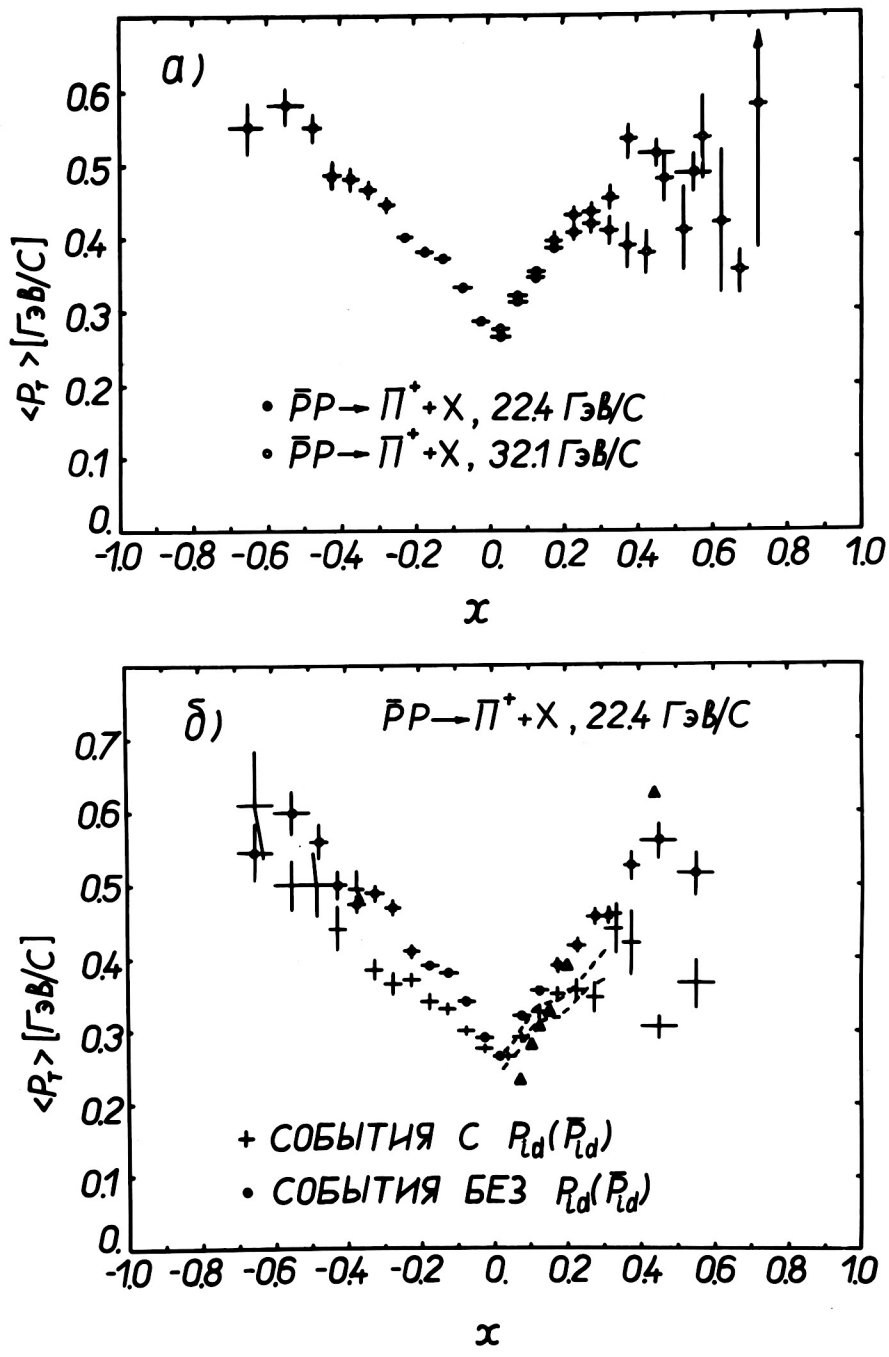


Рис. 3.I4. Зависимость среднего поперечного импульса пионов от x : а) наши данные в сравнении с $\bar{p}p$(32); б) отдельно для событий с идентифицированными $p/\bar{p}$ и без них в сравнении с $\bar{p}p$-аннигиляционными данными при 5,7 ГэВ/с(▲) и с реакцией $pp \to \pi^- + X$ при I9 ГэВ/с (P_T<I ГэВ/с)-пунктир.

Зависимость $\langle p_T(\pi)\rangle$ от x находит естественное объяснение в кварк-партонной модели [122,123], описывающей рождение адронов в две стадии. На первой стадии кварк рассеивается на некоторый угол относительно пучка, а на второй - "испускает" адроны с ограниченным относительно линии полёта кварка p_T - распределением. Это автоматически приводит к бо́льшим $\langle p_T\rangle$ относительно пучка для частиц с бо́льшим импульсом.

Полуколичественное рассмотрение этой картины в [122] привело к соотношению

$$\langle p_T^2\rangle \simeq \langle p_\perp^2(h/z)\rangle + a\langle p_T^2(z)\rangle \cdot z^2,$$

справедливому для $z \lesssim 0{,}5$, где $z = p^*/p^*_{max}$ (p^* - импульс адрона в СЦИ), $p_T(z)$ и $p_\perp(h/z)$ - поперечные импульсы излучающего кварка относительно пучка и испускаемых адронов относительно кварка соответственно. Коэффициент a существенно зависит от типа взаимодействующих частиц и динамики процесса.

Спектры поперечных импульсов π - мезонов из задней полусферы СЦИ для событий с дифракционной диссоциацией протона*) сравниваются со спектрами недифракционных π - мезонов на рис.3.15. Дифракционные пионы составляют ~ 4% от недифракционных, причём для дифракционных пионов отношение $\sigma(\pi^+)/\sigma(\pi^-) \simeq 2{,}16$, а для недифракционных $\sigma(\pi^+)/\sigma(\pi^-) \simeq 1{,}32$. Распределение по p_T^2 пионов из дифракции не имеет простой экспоненциальной формы также, как и для недифракционных.

---

*) Определяется наличием в передней подусфере одной заряженной частицы-антипротона с $|t| < 0{,}6$ ГэВ^2 и $M_x^2 < 8$ ГэВ^2.

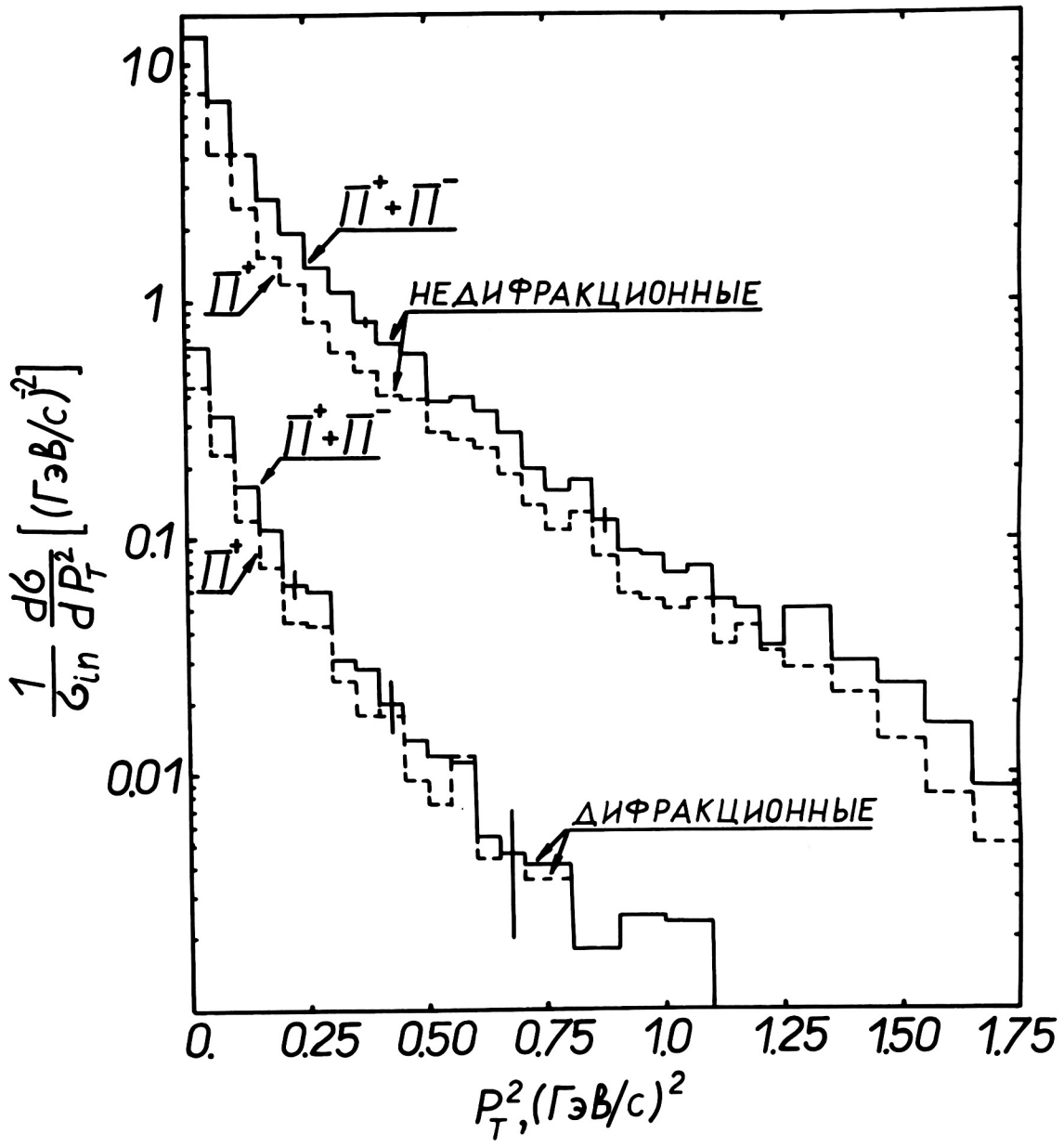


Рис. 3.I5. Нормированные P_T^2-распределения дифракционных и недифракционных π -мезонов в задней полусфере СЦИ.

Инклюзивное сечение дифракционных π^+ - мезонов $\sigma_D(\pi^+)$ приведено в табл.3.4, а средний поперечный импульс - в табл.3.5 (везде символ π_D^+). В дифракционных событиях средний поперечный импульс квазиупругого протона $\langle p_T(p) \rangle^{DD(\bar{p})} = 342 \pm 4$ МэВ/с практически совпадает со средним поперечным импульсом протона из дифракционной системы $\langle p_T(p) \rangle^{DD(p)} = 334 \pm 6$ МэВ/с. Это является следствием квазидвухчастичного характера дифракции и преимущественно малой массы дифракционной системы.

3.6 Свойства χ- и y^*- спектров π -мезонов

Нормированное χ - распределение заряженных частиц дано на рис.3.16, где распределения положительных частиц и π^+ - мезонов отражены относительно $\chi = 0$. В силу методических причин разрешение при $|\chi| \sim 1$ лучше для медленных в ЛС положительных частиц, чем для быстрых отрицательных, что сказывается на ширине пика при $|\chi| \sim 1$. Превышение числа отрицательных частиц над числом положительных при одинаковых $|\chi|$ связано с тем, что присваивание протонам (и K - мезонам) массы пиона приводит к изменению χ в сторону бо́льших значений. Это даёт уменьшение числа частиц в задней полусфере и увеличение их в передней.

Изучение распределения π^+ - мезонов по быстроте в СЦИ (см. рис.3.17) привело к обнаружению зарядовой асимметрии, проявляющейся в том, что спектр $\frac{d\sigma(\pi^+)}{dy^*}$ симметричен относительно ненулевой точки $y_0^* = -0{,}09 \pm 0{,}01$. Это было установлено подгонкой спектра рис.3.17 выражением

$$\frac{d\sigma(\pi^+)}{dy^*} = A \cdot \exp\left[-\sum_{i=1}^{3} a_i \cdot (y^* - y_0^*)^{2i}\right]$$

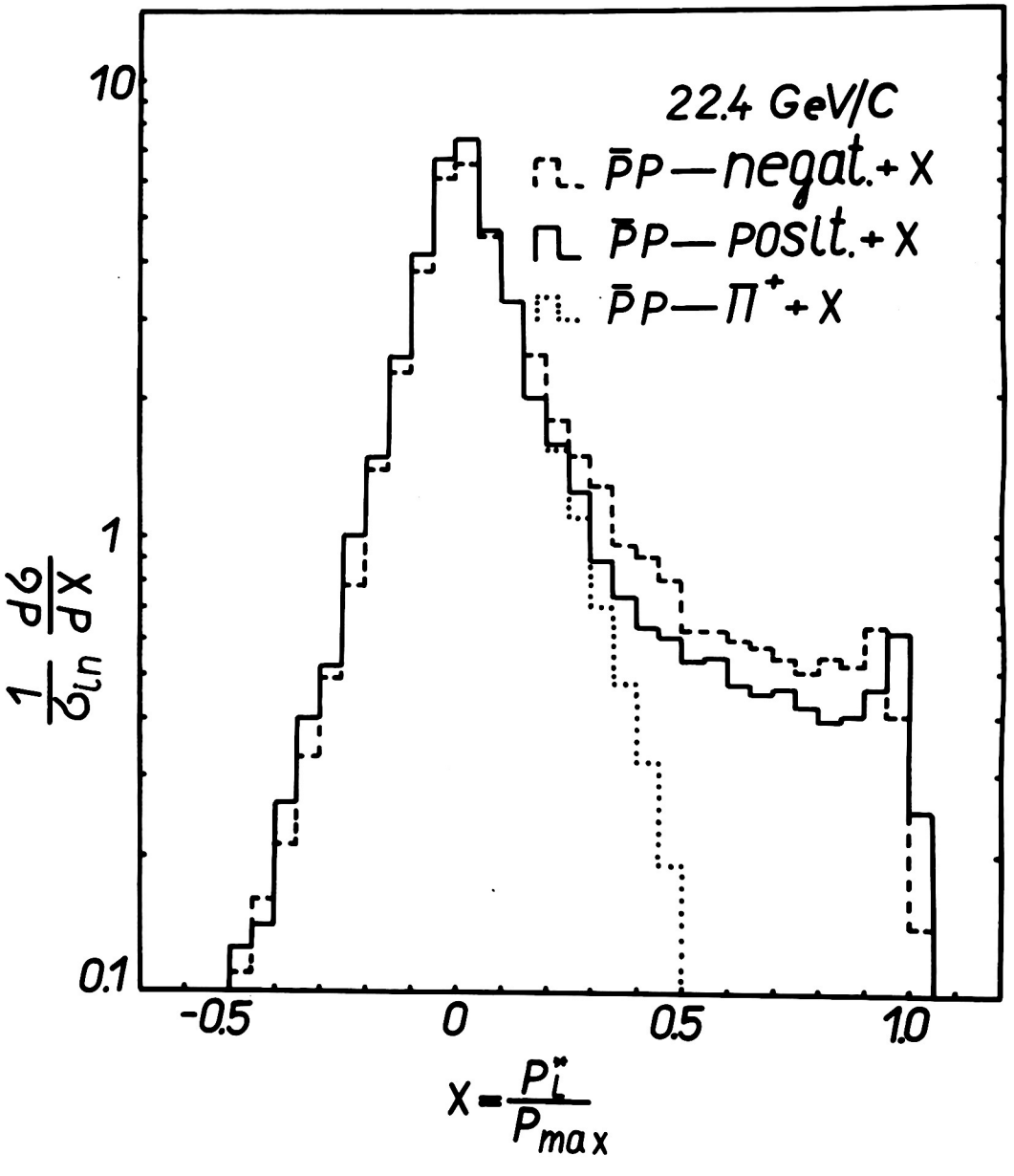


Рис. 3.I6. Нормированное X-распределение вторичных частиц. Распределения положительных частиц и π^+-мезонов отражены относительно X=0.

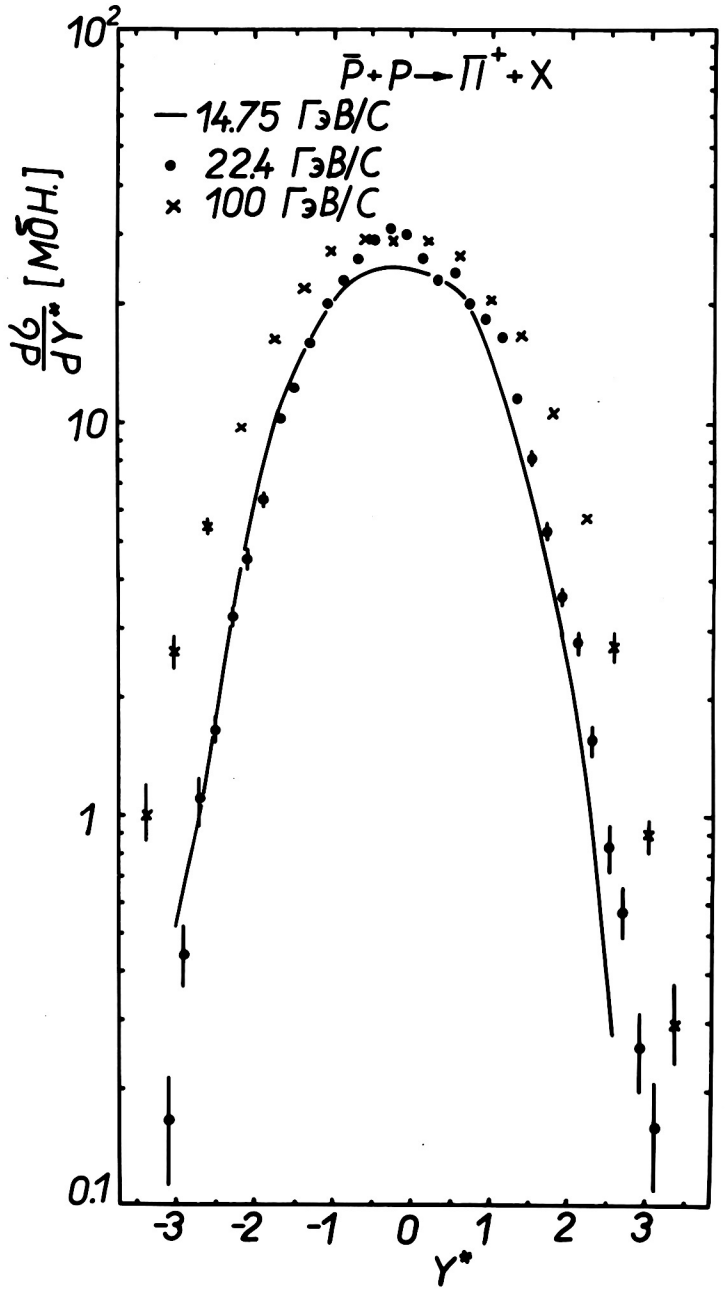


Рис. 3.I7. Распределение π^+ -мезонов по быстроте в СЦИ.

в интервале $|y^*| \leq 3{,}2$ ($\chi^2/DF = 47/26$). Подобный сдвиг максимума y^* - распределения в мультипериферической модели [I24] объясняется переносом в центральную область заряда мишени (для π^+) или пучка (для π^-). Поскольку $|y_0^*|$ растёт с ростом энергии ($y_0^* = -0{,}17 \pm 0{,}01$ в $\bar{p}p$ (I00) [II0]), можно заключить, что в основном эта асимметрия связана с неаннигиляционным каналом.

Инвариантное инклюзивное сечение $\frac{d\sigma(\pi^+)}{dy^*}$ приведено на рис.3.I7 в сравнении с $\bar{p}p$ - данными при I4,75 и I00 ГэВ/с [I2].

Сравнение наших данных с приведёнными на рис.3.I7 $\bar{p}p$ - данными при I4,75 и I00 ГэВ/с [I2] показывает, что y^* - распределение расширяется с ростом энергии, причём в задней полусфере для $y^* \lesssim -1{,}0$ сечение постоянно в области энергий I4,75÷22,4 ГэВ и заметно растёт при переходе к I00 ГэВ. В передней полусфере для $y^* > 1{,}0$, по-видимому, рост сечения наблюдается во всём рассматриваемом интервале энергий.

В $\bar{p}p$ (22,4) сечение в центральной области

$$\left.\frac{d\sigma(\pi^+)}{dy^*}\right|_{y^*=0} = 26{,}5 \pm 1{,}0 \text{ мбн},$$

что значительно больше полусуммы аналогичных сечений для $\pi^\pm$ - мезонов в pp (24), где

$$\left.\frac{1}{2}\left[\frac{d\sigma(\pi^+)}{dy^*} + \frac{d\sigma(\pi^-)}{dy^*}\right]\right|_{y^*=0} = 16{,}6 \pm 0{,}12 \text{ мбн}.$$

Разность этих величин даёт нам в соответствии с (45) оценку для аннигиляции: $\left.\frac{d\sigma_A(\pi^+)}{dy^*}\right|_{y^*=0} = 9{,}9 \pm 1{,}0$ мбн, что соответствует ~37% вкладу аннигиляции в центральной области.

Энергетическая зависимость $\frac{d\sigma(y^*=0)}{d\ln y^*}$ будет рассмотрена ниже.

Рис.3.I8 показывает, что π - мезоны от дифракции протона

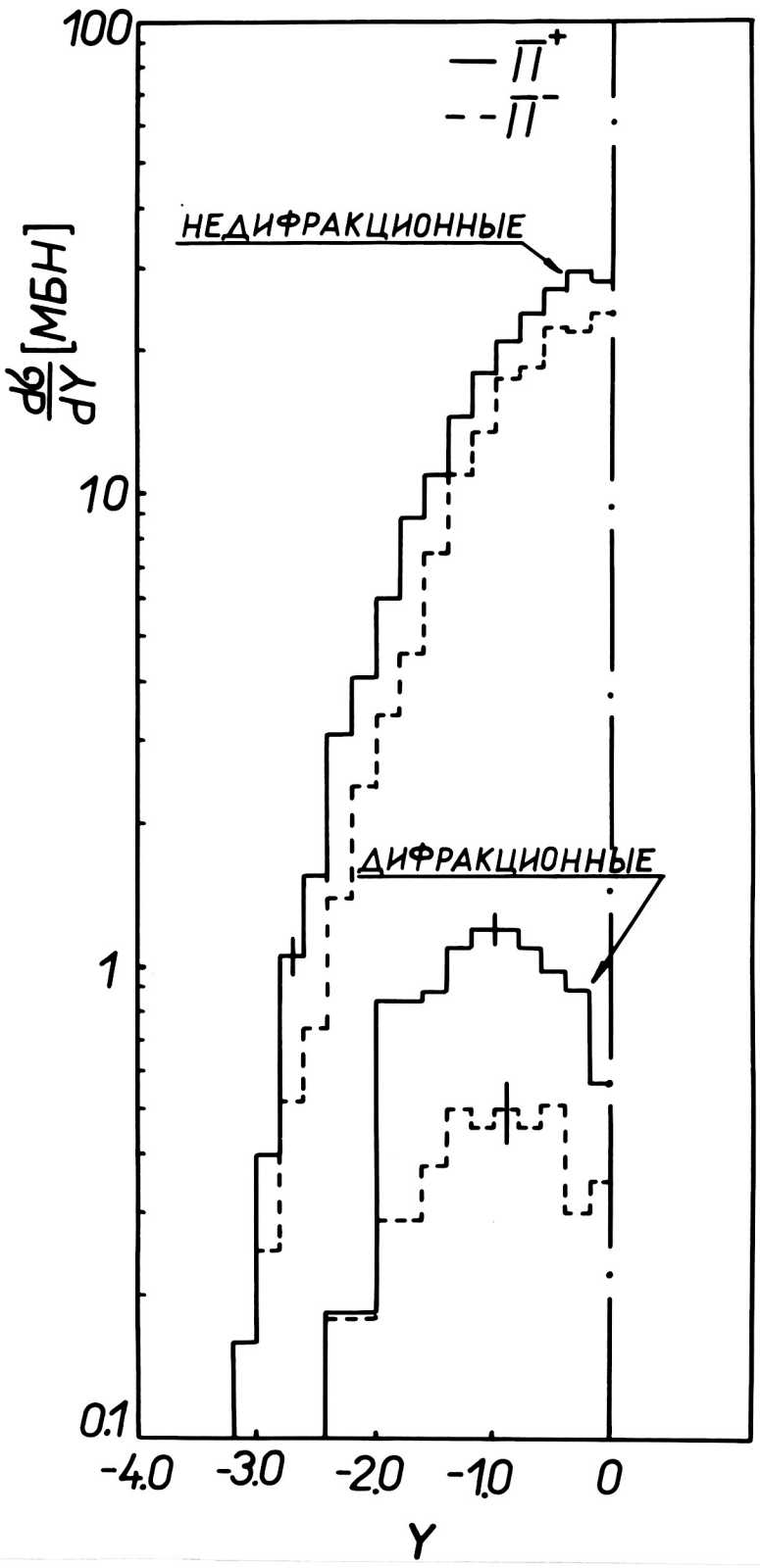


Рис. 3.I8. Распределение по быстроте в задней полусфере СЦИ для дифракционных и недифракционных π^- - мезонов.

дают вклад в y^* - распределение в области $-2{,}0 \leq y^* \leq 0$ (с максимумом вблизи $y^* = -1{,}0$), где их доля составляет ~ 1/30 от недифракционных.

Общие особенности нашего инвариантного сечения

$$f(x) = \int E \frac{d^3\sigma}{d^3p} d p_T^2$$

для π^- - мезонов видны на рис.3.19 в сравнении с другими данными. Напомним, что в качестве спектра π^- - мезонов берётся отражённый относительно $x = 0$ спектр π^+. На рис.3.19 видно, что инвариантное сечение рождения π^- в нашем эксперименте превышает данные по реакции $\pi^- p \to \pi^- + X$ при 100 ГэВ/с /125/ практически при всех x (за исключением области $x > 0{,}4$, где в $\pi^- p$ - взаимодействиях существен эффект лидирования).

Сравнение с данными по реакции $pp \to \pi^- + X$ при 28,5 /126/ и 102 ГэВ/с /11/ показывает, что в $\bar{p}p$ (22,4) π^- - мезоны рождаются более интенсивно, чем даже в pp (102) при всех x, включая $x = 0$, где в pp - взаимодействиях наблюдается рост $f(x)$ с энергией (см. рис.3.19). Отметим, что отличие наших данных от pp (102) в задней полусфере меньше, чем в передней.

Сопоставление наших данных с реакциями $pp \to \pi^{\mp} + X$ /100/ и $\pi^+ p \to \pi^{\pm} + X$ /127/ при близких энергиях дано на рис.3.20 для задней полусферы СЦИ. Данные для π^- - мезонов (рис.3.20а) показывает общее подобие формы инвариантных сечений при всех x для pp - и $\pi^+ p$ - взаимодействий с отношением $\pi^+ p : pp \simeq 1:1{,}8$ Данные по $\bar{p}p$ - взаимодействиям, значительно превышая $\pi^+ p$ и pp - данные при всех x, демонстрируют более пологое падение с ростом $|x|$ так, что отношение $\bar{p}p : \pi^+ p$ меняется от ~14 при $x = -0{,}7$ до ~3,4 при $x = -0{,}2$. Ниже будет сделано более наглядное сопоставление $\bar{p}p$ - и pp -

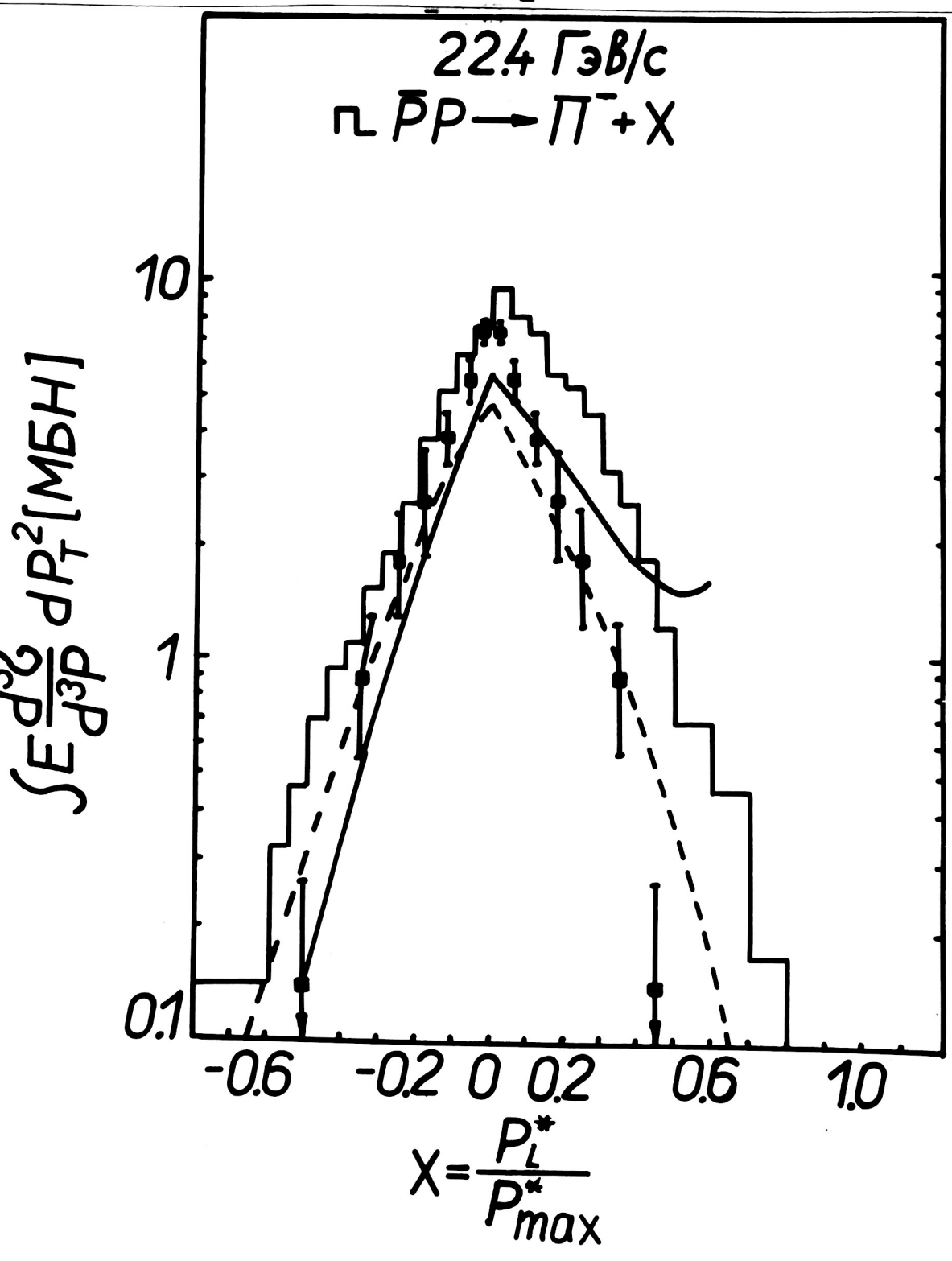


Рис. 3.19. Инвариантное сечение $f(x)$ для π^--мезонов в сравнении с другими данными: сплошная линия для реакции $\pi^- p \to \pi^- + X$ при 100 ГэВ/с, пунктирная и квадраты – для реакции $pp \to \pi^- + X$ при 28.5 и 102 ГэВ/с соответственно.

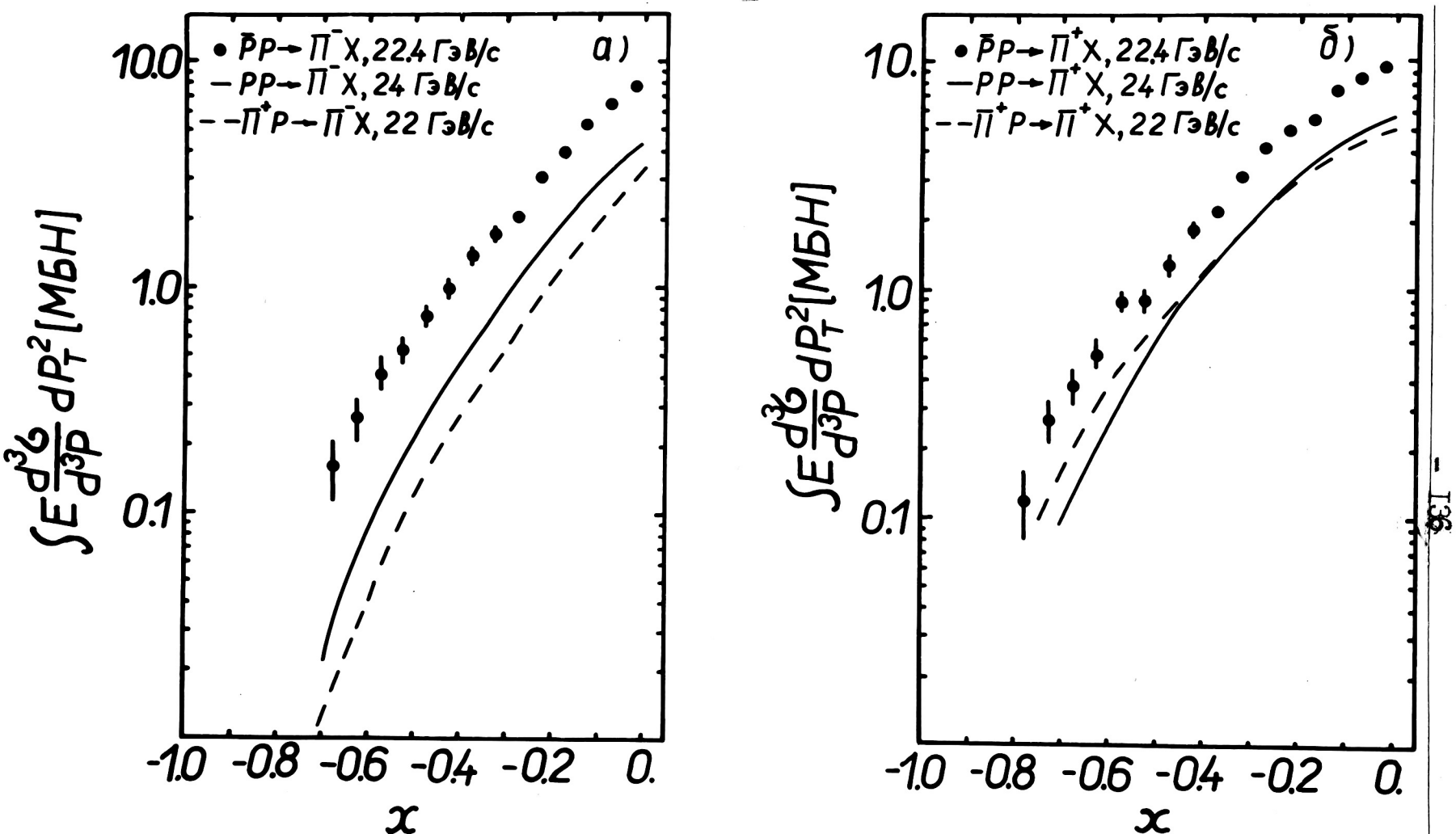


Рис. 3.20. Зависимость от X инвариантного сечения рождения π^--мезонов (а) и π^+-мезонов (б) в задней полусфере СЦИ для разных взаимодействий при близких энергиях.

инвариантных сечений $f(x)$ (см. рис.3.23).

Для π^+ – образования в задней полусфере (рис.3.20б) наблюдается несколько иная картина. Распределения для π^+p – и pp – взаимодействий близки не только по форме, но и по величине (отличие наблюдается при $x \sim 0$ и при $x \lesssim -0{,}55$), причём отношение $\pi^+p : \bar{p}p$ составляет I:I,8 для $-0{,}7 \leq x < -0{,}2$.

Энергетическая зависимость инклюзивных сечений рождения π – мезонов в области фрагментации протона обсуждается ниже в п.3.7.

Различие x – распределений π – мезонов в дифракционных и недифракционных событиях показано на рис.3.2I, где $\frac{d\sigma}{dx}$ для дифракционных событий, будучи сосредоточено при $|x| \lesssim 0{,}3$ демонстрирует постоянство сечения при $|x| \lesssim 0{,}I5$ в отличие от недифракционных пионов. Для недифракционных пионов $\frac{d\sigma}{dx}$ убывает примерно экспоненциально с ростом $|x|$.

Инвариантное сечение π – мезонов из недифракционных событий (рис.3.2I) монотонно падает с ростом $|x|$, в то время как для π – мезонов из дифракционных событий наблюдается чёткий минимум структурной функции при $x \simeq 0$ и максимум при $|x| \simeq 0{,}I5$.

Малость вклада дифракционных π – мезонов в инклюзивные спектры характеризуется отношением $\pi^{ND}/\pi^{D} \sim 30$ для $\frac{d\sigma}{dx}$ и $\pi^{ND}/\pi^{D} \sim 40$ для $f(x)$ при $x \simeq 0$.

Отношение $R(\pi^+/\pi^-) = \frac{d\sigma(\pi^+)/dx}{d\sigma(\pi^-)/dx}$ для π – мезонов с $x < 0$, приведённое на рис.3.22, для $-0{,}9 \leq x \leq -0{,}25$ имеет постоянное значение I,90±0,05, близкое к 2,0, предсказываемому для прямых π – мезонов в области фрагментации в кварковой модели Анисовича-Шехтера[47]. При стремлении же x к нулю отношение

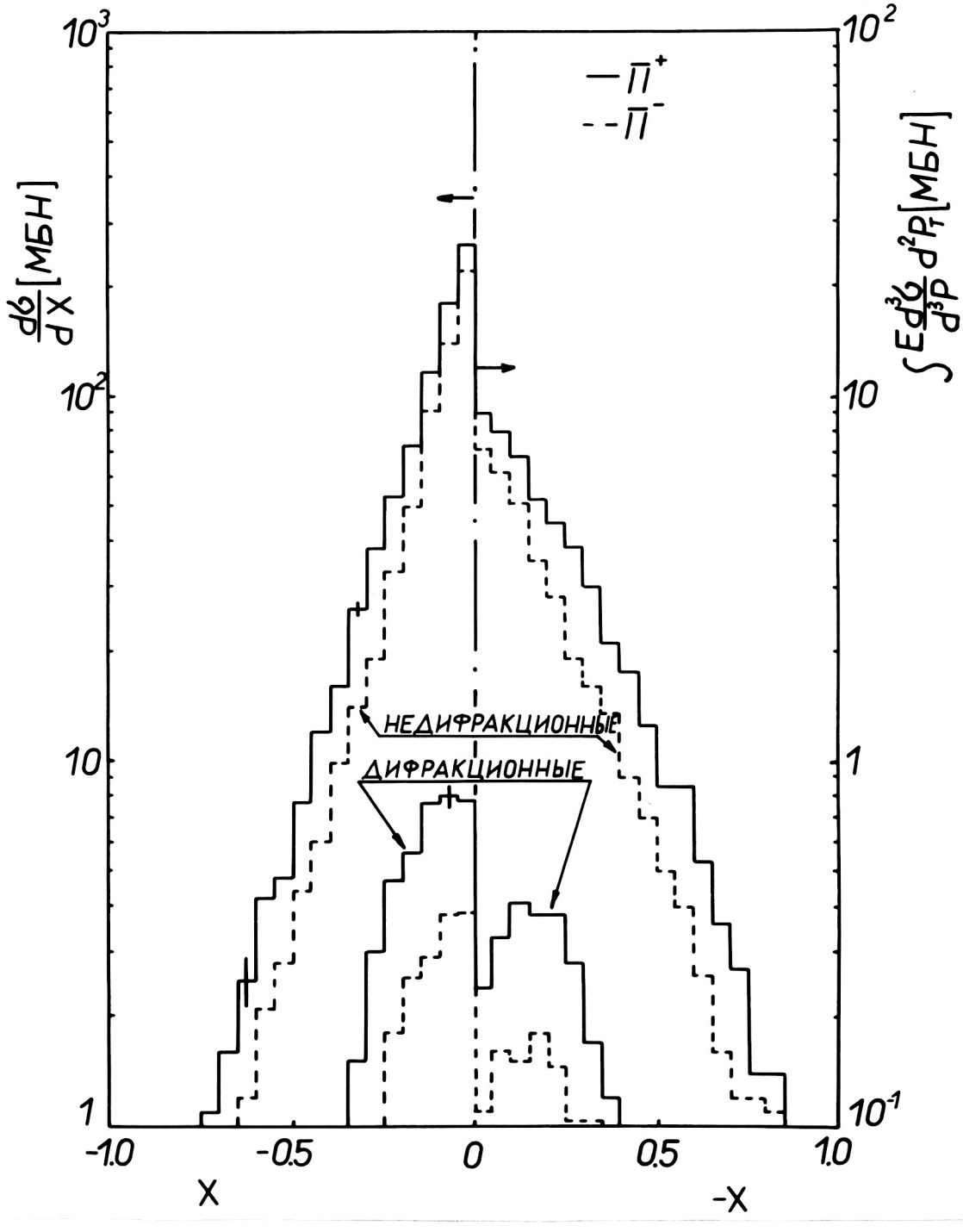


Рис. 3.2I. Инвариантное сечение в функции от X (правая половина) в задней полусфере СЦИ для пионов из дифракционных и недифракционных событий; в левой половине – $\frac{d\sigma(\pi)}{dx}$ для аналогичных событий.

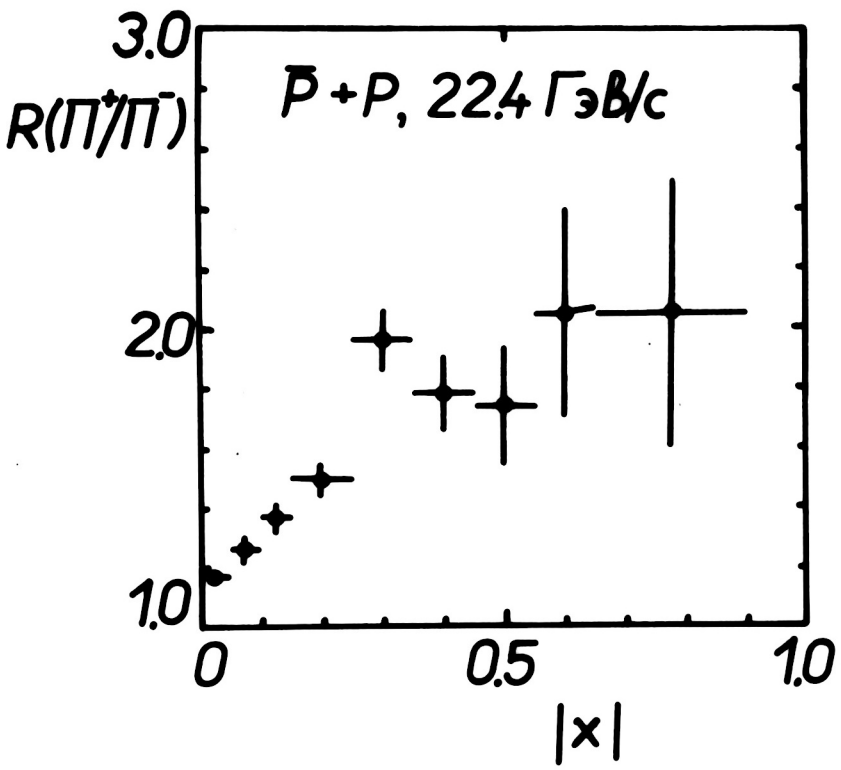


Рис. 3.22. Отношение числа π^+ -мезонов к числу π^- в зависимости от $|x|$ для задней полусферы СЦИ.

$R(\pi^+/\pi^-) \to 1$. Это позволяет область $X < -0{,}25$ отождествлять с областью фрагментации протона, а область $|X| < 0{,}25$ считать центральной. Отношение $R\ (\pi^+/\pi^-) \sim 2$ и для pp - взаимодействий при 19 ГэВ/с для $0{,}35 \leq X \leq 0{,}75$ (см. /128/).

Зарядовая асимметрия в центральной области, обсуждавшаяся нами в связи с рис. 3.17, проявляется также в том, что максимум спектра $\frac{d\sigma(\pi^+)}{dx}_u$ сдвинут от нуля к $X_0 \simeq -0{,}02$ (см. рис. 3.16 и 3.21) при подгонке спектра выражением

$$\frac{d\sigma(\pi^+)}{dx} = D \cdot \exp(-B|X - X_0|) \qquad (55)$$

для $|X - X_0| \leq 0{,}12$ наклон B^+ (для $X > 0$) больше, чем B^- (для $X < 0$) - см. табл. 3.8. Полученное нами значение параметра $R = B^+/B^- = 1{,}09 \pm 0{,}06$ отличается от найденного для $\pi^- p$ (25) /129/ значения $R = 1{,}33 \pm 0{,}14$.

При анализе зависимости эффекта от поперечного импульса p_T выяснилось, что с ростом p_T увеличивается $|X_0|$ и максимум спектра вблизи X_0 становится плоским, что лишает смысла использование выражения (55). Поэтому при анализе зависимости зарядовой асимметрии от p_T использовалась величина

$$B = \frac{N_- - N_+}{N_- + N_+}, \text{ где } N_- = \int_{-0{,}12}^{0} dx \frac{d\sigma(\pi^+)}{dx}, \; N_+ = \int_{0}^{0{,}12} dx \frac{d\sigma(\pi^+)}{dx}.$$

Данные табл. 3.8 показывают, что асимметрия B значительно возрастает с ростом p_T .

Эти результаты были подтверждены в нашей работе /130/, где показано, что асимметрия в $\frac{d\sigma(\pi^\pm)}{dy^*}$ (сдвиг максимума от нуля) и средний заряд для $|y^*| < 1$ растут с ростом поперечного импульса p_T , причём зависимость среднего заряда от p_T

ТАБЛИЦА 3.8

Интервал P_T (ГэВ/с)	X_0	b^-	χ^2/DF	b^+	χ^2/DF	$R=\frac{b^+}{b^-}$	B
Все P_T	- 0,02	8,0±0,3	I3/4	8.7±0,4	I,I/4	I,09±0,06	0,09±0,0I
$P_T < 0,2$							0,05±0,02
$0,2<P_T<0,4$							0,08±0,02
$0,4<P_T$	- 0,04	5,0±0,7	II/4	4,7±0,7	3,0/4	0,94±0,I9	0,I7±0,02

в $\bar{p}p$ -взаимодействиях сильнее, чем для pp - взаимодействий.

Как следует из рис.3.22, наблюдаемая для $|x| < 0{,}25$ асимметрия может быть обусловлена уменьшающимся при $x \to 0$ вкладом фрагментационных процессов, зарядовая асимметрия которых связана с ненулевым зарядом начальной частицы. В мультипериферической модели перенос заряда пучка (мишени) в центральную область приводит к характерному сдвигу максимума y^* - распределения /I24/ (см. рис.3.I7). Подобный же сдвиг может быть получен в простой модели слияния кварков, использованной для объяснения феномена больших p_T в pp - взаимодействиях /I3I/. Асимметрия в рамках кварковых моделей может быть получена также в предположении, что либо доминирует кварк-дикварковое рассеяние /I32/, либо рассматривая образование π - мезонов из струй, рождающихся в кварк-кварковых столкновениях /I33/.

Как отмечалось в гл.I, в кварк-партонной модели предсказывается /48/ степенное убывание с ростом $|x|$ структурной функции $\pi^{\pm}$ - мезонов во фрагментационной области:

$$f^{\pm}(x) = A \cdot (1 - |x|)^{n_{\pm}}. \qquad (56)$$

Подобная зависимость действительно наблюдалась для pp - взаимодействий высоких энергий /48/.

Наши данные, представленные на рис.3.23, также демонстрируют зависимость (56) в широкой области изменения x ($|x| \gtrsim 0{,}25$). Результаты подгонок по формуле (56) наших спектров и данных pp (24) /I00/ даны в табл.3.9.

В работе /I34/ отмечено, что степенное поведение (56) проявляется в pp - взаимодействиях уже при I2 и 24 ГэВ/с /I00/, где суммарный спектр $(\pi^+ + \pi^-)$ - мезонов ведёт себя как

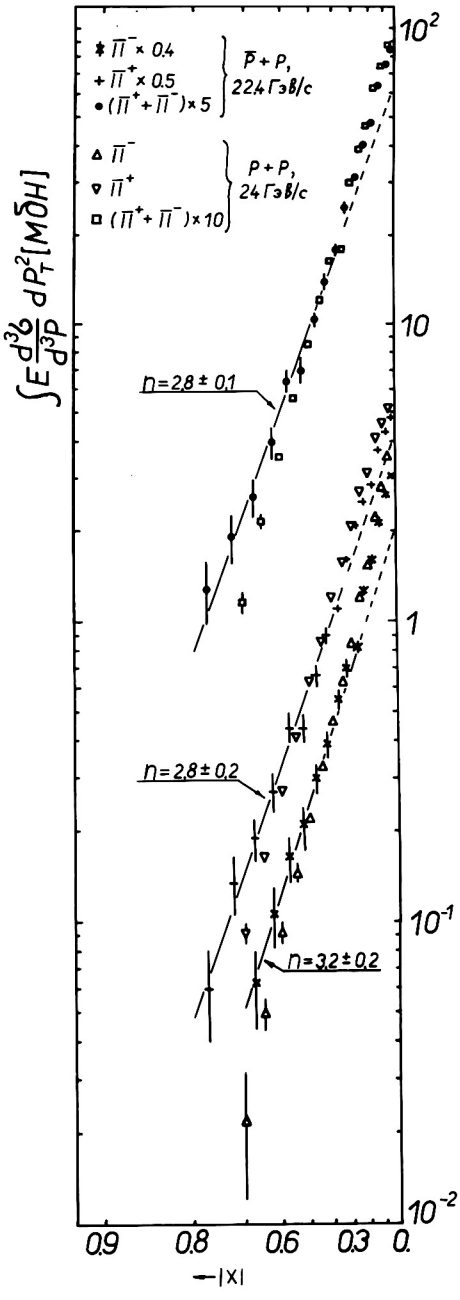


Рис. 3.23. Инвариантное сечение в функции от X для π -мезонов в задней полусфере СЦИ в сравнении с данными pp (24). Для удобства сравнения наши спектры умножены на соответствующие коэффициенты. Сплошные линии - результат фитирования наших данных (см.текст), пунктирные - экстраполяция за область фита.

ТАБЛИЦА 3.9

Реакция	Импульс, ГэВ/с	Источник	Частицы	Интервал |X|	A, мбн	n	χ^2/DF
$\bar{P}+P$	22,4	Наши данные	π^-	0,25÷0,70	5,87±0,53	3,2±0,2	I,3/7
			π^+	0,35÷0,80	8,I9±0,92	2,8±0,2	5,I/7
			$\pi^-+\pi^+$	0,35÷0,80	I3,3 ±I,2	2,8±0,I	5,6/7
$P+P$	24.	/I00/	π^-	0,I0÷0,70	4,3I±0,28	4,36±0,25	2,5/II
			π^+	0,I5÷0,70	7,3 ±0,I8	3,57±0,07	4,8/I0
			$\pi^-+\pi^+$	0,I5÷0,70	II,5 ±0,24	3,80±0,06	6,5/I0

$\sim (1-|x|)^{3,1}$ для $0 \leq |x| \leq 0,7$*). Анализ pp - данных при более высоких энергиях ($\sqrt{s} > 10$ ГэВ) показал /I35/, что $n^+ = 3,0 \pm 0,2$ и $n^- = 4,2 \pm 0,2$ для π^+ - и π^- - мезонов соответственно. Тот факт, что для π^- - мезонов n больше, чем для π^+, примерно на единицу, в кварковой модели /I36/ объясняется подавлением непарного кварка (d - кварка в протоне) при больших x ; в силу чего для него предполагается обычно /I36/, что распределение $x \cdot d(x) \to (1-x)^4$ при $x \to 1$.

Недавние расчёты /I35/ показали, что для pp - взаимодействий процесс фрагментации ("распада") валентного кварка в мезоны даёт вклад примерно на порядок меньший, чем процесс $q\bar{q}$ - рекомбинации. В /I35/ показано, что учёт только процесса рекомбинации при использовании кварковых распределений из /I36/ полностью описывает pp - данные для $|x| \geqslant 0,5$, где сечение меняется на два порядка.

Из рис.3.23 и табл.3.9 видно, что для $\bar{p}p$ - взаимодействий при 22,4 ГэВ степенной характер поведения инвариантного сечения хотя и ограничен меньшей по сравнению с $p+p$ областью x, но имеет столь же достоверный характер.

Наши $\bar{p}p$ - данные в сравнении с pp (24) обладают следующими особенностями (см. рис.3.23). Сечения рождения π^- - мезонов во фрагментационной области ($|x| \gtrsim 0,3$) в $\bar{p}p$ - взаимодействиях в 2-2,5 раза больше, чем в pp - взаимодействиях, причём эта разница в соответствии с (47,48) в основном, видимо, обусловлена вкладом аннигиляции.

---

* В работе /I34/ допущена ошибка при использовании данных из /I00/, что привело к занижению степени n - см. наш фит в таб. 3.9.

В отличие от pp – взаимодействий в нашем эксперименте показатели степени n для π^+ и π^- близки друг к другу и имеют значение, близкое к 3,0. Как для $\pi^\pm$, так и для π^- мезонов инвариантные сечения в $\bar{p}p$ – взаимодействиях убывают медленнее с ростом $|x|$, чем в pp – взаимодействиях, что можно связать при больших $|x|$ со вкладом процессов малочастичной аннигиляции. Если предположить, что (47) и (48) спр ведливо для $x \lesssim -0,5$, то из данных табл. 3.9 можно получи что аннигиляция доминирует при $x < -0,5$ и её вклад как дл $\pi^\pm$, так и для π^- – мезонов растёт с ростом $|x|$. Структурные функции $f_A^\pm(x)$ аннигиляционных $\pi^\pm$ – мезонов убывают с ростом $|x|$ как (56) с $n^+ \sim 2,3$ и $n^- \sim 2,9$, пр чём отношение f_A^+ / f_A^- возрастает от $\sim$I,3 при $x = -0,5$ до $\sim 2,3$ при $x = -0,8$, что согласуется с установленной дл процессов малочастичной $\bar{p}p$ – аннигиляции при 9,I ГэВ/с зар довой асимметрией инклюзивных спектров[I37].

3.7 Энергетическая зависимость инвариантных сечени рождения $\pi^\pm$ – мезонов во фрагментационной и центральной областях

Как указывалось в гл. I, изучение энергетической зависим ти инклюзивных сечений представляет интерес для проверки гип тез скейлинга[I5], предельной фрагментации[I6] и предсказани мюллер-реджевского подхода[55,56].

Рассмотрим сначала область фрагментации мишени.

Стало традиционным[II,I2] приводить камерные данные для рождения $\pi^\pm$ в области фрагментации мишени для величины F получаемой из

$$G(p_L) = \frac{\pi}{\sigma_p(s)} \int E \frac{d^3\sigma}{d^3p} d p_T^2 \quad ,$$

интегрированием по продольным импульсам в ЛС от -0,4 до 0,2 ГэВ/с:

$$F = \int_{-0,4}^{0,2} G(p_L) d p_L ,$$

где $\sigma_p(s)$ - померонный вклад в полное сечение (для NN - взаимодействий $\sigma_p(s) = (25,33 \text{ мбн}) \cdot p_{\text{лаб.}}^{0,0755}$, где $p_{\text{лаб.}}$ импульс пучка в ГэВ/с [12]. В нашем эксперименте получены величины

$$F(\pi^-) = 0,052 \pm 0,001 \text{ ГэВ},$$
$$F(\pi^+) = 0,108 \pm 0,002 \text{ ГэВ},$$

представленные на рис. 3.24 (взятом из [12] толстыми косыми крестами при $s^{-\frac{1}{2}} = 0,15$. Видно, что при энергии 22,4 ГэВ $\bar{p}p$ - взаимодействия всё ещё дают наибольшее сечение рождения $\pi^{\pm}$ - мезонов в области фрагментации мишени по сравнению с другими взаимодействиями. В интервале энергий 22,4÷100 ГэВ исчезает различие сечений π^- - образования в $\bar{p}p$ - и π^-p - взаимодействиях и π^+ - образования в $\bar{p}p$ - и π^+p - взаимодействиях. Вплоть до энергии 22,4 ГэВ фрагментационные сечения $F(\pi^{\pm})$ в $\bar{p}p$ - взаимодействиях падают быстрее, чем $s^{-\frac{1}{2}}$. Подобная резкая зависимость от энергии сечения рождения π^- во фрагментационной области была получена в рамках простой мюллер-реджевской модели [38], где для $\bar{p}p \to \pi^- + X$ показано, что большое сечение фрагментации $p \xrightarrow{\bar{p}} \pi^-$, зависящее от энергии сильнее, чем $s^{-\frac{1}{2}}$, обусловлено влиянием аннигиляции, характеризующейся большой средней множественностью и резкой зависимостью сечения от s. Расчёты, проделанные в [38] на основе данных $\bar{p}p$ (4.6)

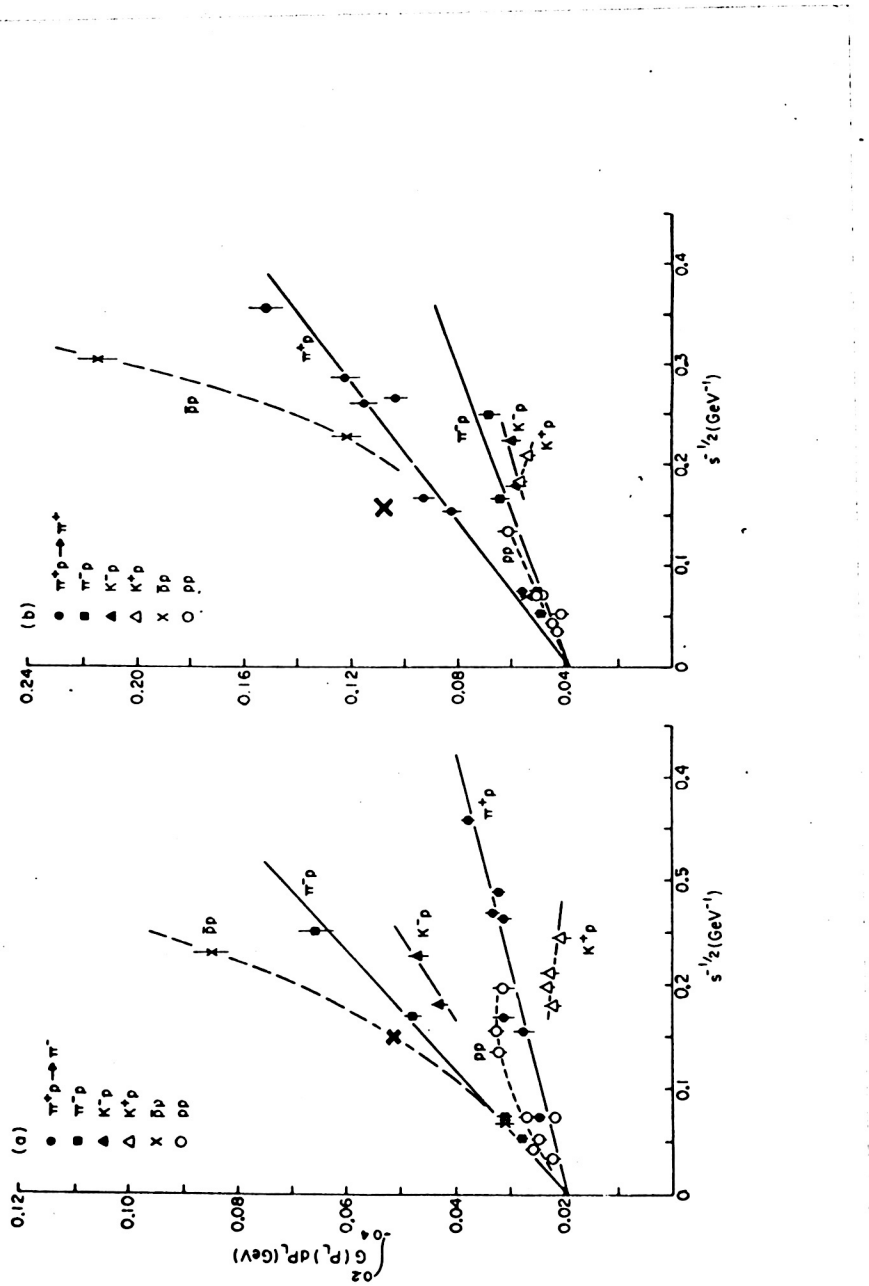


Рис. 3.24. Энергетическая зависимость инклюзивных сечений рождения π^- (а) и π^+ (в) мезонов в области фрагментации мишени в разных взаимодействиях (наши данные – толстые косые кресты).

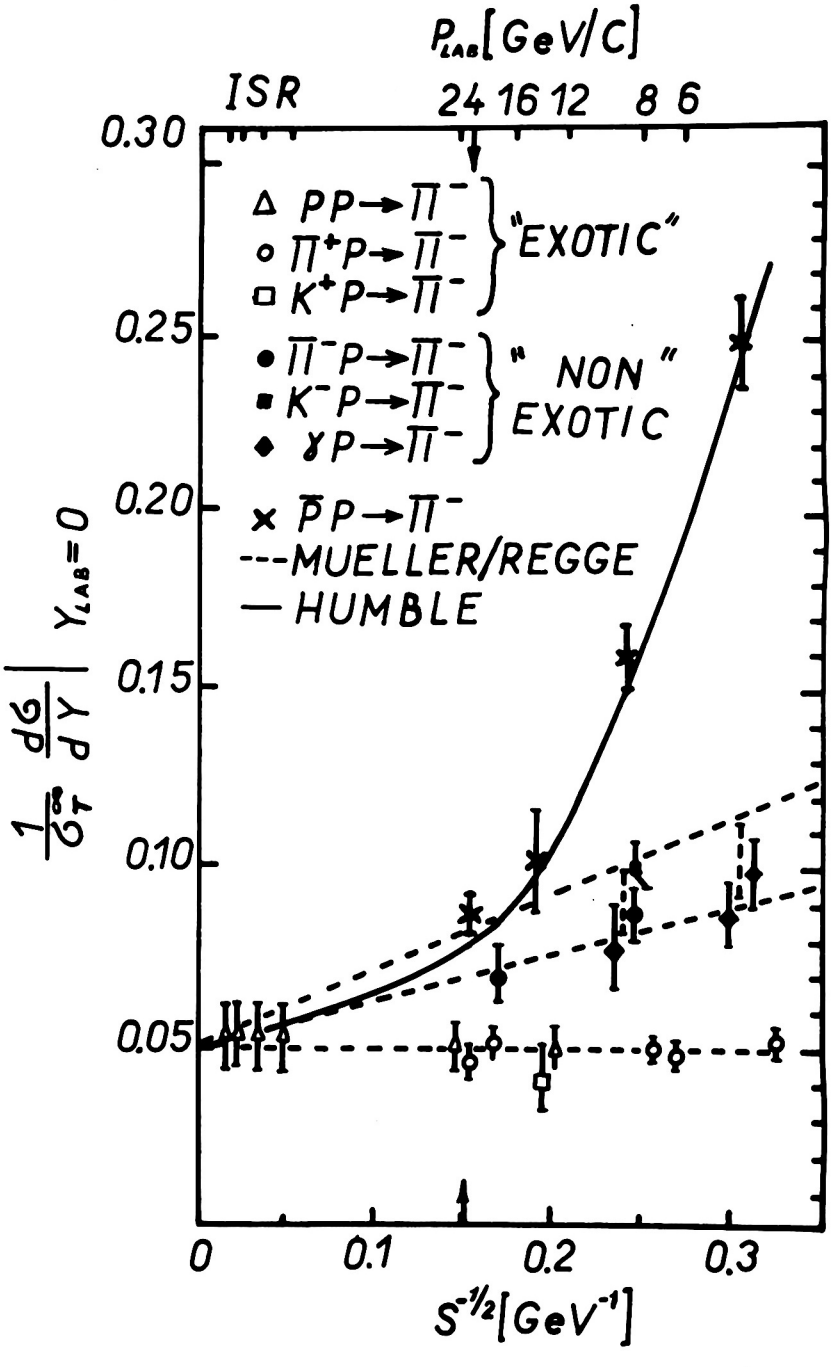


Рис. 3.25. Нормированное сечение фрагментации мишени в π^--мезоны (σ_T^{∞} = 39,8 мбн) для различных процессов в функции от $s^{-\frac{1}{2}}$. Наши данные указаны стрелкой.

и $\bar{p}p$ (9.1) (сплошная линия на рис.3.25), подтверждаются нашими данными.

Как отмечалось в гл.1, в соответствии с работой /56/ энергетическая зависимость разности сечений Δf $\bar{p}p$- и pp - взаимодействий

$$\Delta f(p^{\mp}p \to \pi^-) = f(\bar{p}p \to \pi^- X) - f(pp \to \pi^- X) \qquad (57)$$

должна иметь более простой характер, чем для самих сечений. Здесь

$$f = \int_{-0,4}^{0,2} dp_L \int dp_T^2 \, E\frac{d^3\sigma}{dp^3} = F \cdot \sigma_p(s).$$

Как показано в /56/ зависимость Δf от энергии должна иметь вид $s^{-\frac{1}{2}}$ для разных пар реакций.

В нашем эксперименте получены значения

$$f(\pi^-) = 1{,}69 \pm 0{,}04 \text{ мбн.ГэВ},$$
$$f(\pi^+) = 3{,}48 \pm 0{,}06 \text{ мбн.ГэВ}.$$

Беря значения $f(\pi^{\pm})$ для $pp \to \pi^{\pm} + X$ из компиляции данных в /12/, получим разности $\Delta f(\pi^{\pm})$, приведённые в табл.3.10 и на рис.3.26, взятом из /60/ и дополненном нашими данными (в табл.3.10 для удобства приведены данные с рис.3.26 для $\bar{p}p$(9,1) и $\bar{p}p$(100)). Рис.3.26а показывает, что $s^{-\frac{1}{2}}$ - поведение устанавливается для πp - и Kp - процессов значительно раньше, чем для $p^{\mp}p$.

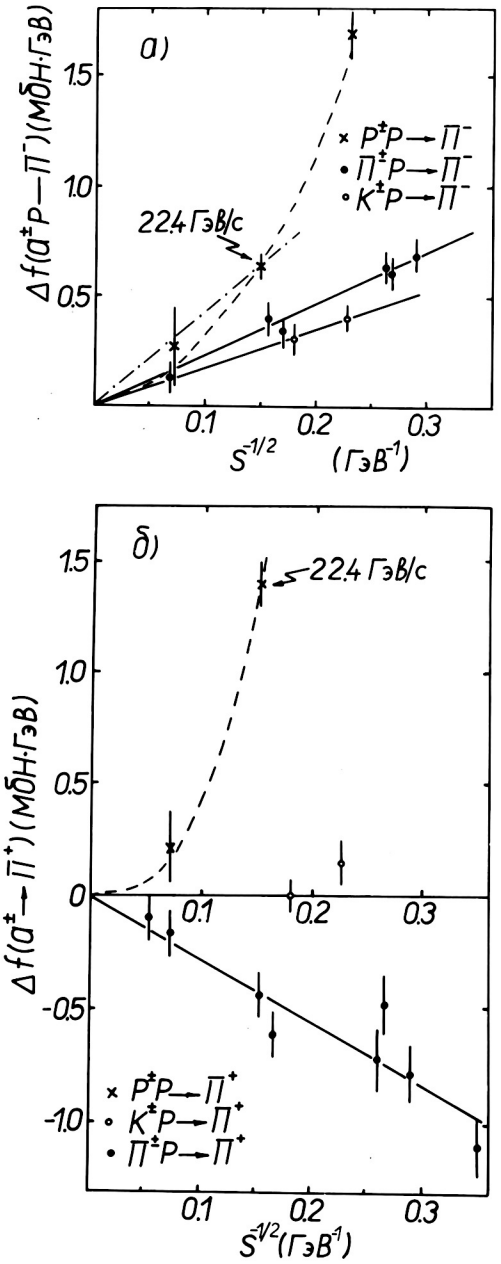


Рис. 3.26. Энергетическая зависимость разности сечений фрагментации протона в π^- -мезоны (а) и в π^+ -мезоны (б) для разных процессов (наши данные указаны стрелкой). На рис. а) штрих-пунктирной линией обозначена зависимость $\Delta f = 4{,}3\, s^{-\frac{1}{2}}$, а пунктирной $\Delta f = (2.2 + 95.7/\sqrt{s})\, s^{-\frac{1}{2}}$. На рис. б) пунктиром обозначена зависимость $\Delta f = 4{,}16\, s^{-\frac{1}{2}}$.

Таблица 3.10

Частица:		π^-		π^+	
Импульс, ГэВ/с	$\Delta\sigma_{tot}$, мбн	Δf, мбн.ГэВ	$\Delta f/\Delta\sigma_{tot}$, ГэВ	Δf, мбн.ГэВ	$\Delta f/\Delta\sigma_{tot}$ ГэВ
9,1	15,8	1,70±0,11	0,108±0,007		
22,4	9,1	0,64±0,06	0,070±0,007	1,4±0,1	0,154±0,011
100	3,6	0,27±0,18	0,075±0,050	0,22±0,16	0,061±0,045

Данные табл.3.10 позволяют провести следующий анализ. Так как разность полных сечений $\bar{P}P$ – и PP – взаимодействий ведёт себя как $\sim s^{-\frac{1}{2}}$ /60/, постоянство отношения $\Delta f/\Delta\sigma_{tot}$ для π^- – мезонов начиная с $P_{лаб.} = 22{,}4$ ГэВ/с указывает на доминирование в $\Delta f(\pi^-)$ вкладов типа $s^{-\frac{1}{2}}$ для $P_{лаб.} \geq 22{,}4$ ГэВ/с. При импульсе 9,1 ГэВ/с в $\Delta f(\pi^-)$, видимо, ещё значителен положительный вклад низколежащих траекторий. Используя приведённые в /60/ выражения для $\Delta f(\pi^-)/\Delta\sigma_{tot}$, можно получить оценку для проинтегрированной по P_T^2 инклюзивной вершины F, нормированной на константу связи ρ – траектории с протоном $\beta_{p\rho}$ ($\frac{F_{p\pi^- R}}{\beta_{p\rho}} = 2\sqrt{5}\,\frac{\Delta f(\pi^-)}{\Delta\sigma_{tot}}$, $R = \rho, \omega$): $\frac{F_{p\pi^- R}}{\beta_{p\rho}} = 0{,}18 \pm 0{,}06$ для $P_{лаб.} \geq 22{,}4$ ГэВ/с. В /60/ из πP – и KP – данных для $\frac{F_{p\pi^- R}}{\beta_{R\rho}}$ были получены значения 0,19±0,05 и 0,13±0,03 соответственно, согласующиеся с нашим результатом.

Данные для $\Delta f(\pi^+)$ в табл. 3.10 и на рис.3.26б показывают, что отношение $\Delta f(\pi^+)/\Delta\sigma_{tot}$ продолжает падать при переходе от 22,4 к 100 ГэВ/с, что свидетельствует о том, что режим $\Delta f \sim s^{-\frac{1}{2}}$ наступает для π^+ при более высоких энергиях, чем для π^-. Как уже отмечалось, это может быть связано с

зарядово-асимметричным характером малочастичной $\bar{p}p$ - аннигиляции.

Данные табл.3.10 по $\Delta f(\pi^{\pm})$ были профитированы выражением

$$\Delta f = A \cdot s^{-\frac{1}{2}} + B s^{-\frac{3}{2}} \qquad (58)$$

и результаты приведены в табл.3.11.

Таблица 3.11

Область импульсов, ГэВ/с	Частицы	A, мбн.ГэВ^2	B, мбн.ГэВ^4	χ^2/DF
$\geqslant 9,1$	π^-	$22,2\pm0,7$	$95,7\pm19,3$	0,19/I
$\geqslant 22,4$		$4,3\pm0,4$	-	0,05/I
$\geqslant 22,4$	π^+	-	416 ± 30	0,12/I

Как и следовало ожидать, $\Delta f(\pi^-)$ для $P_{лаб.} \geqslant 22,4$ ГэВ/с хорошо описывается зависимостью $A s^{-\frac{1}{2}}$. Для π^+ - мезонов имеющиеся неточности в данных в принципе позволяют описать $\Delta f(\pi^+)$ одним членом вида $B s^{-\frac{3}{2}}$ для $9,1 \leqslant P_{лаб.} \leqslant 100$ ГэВ/с. Одновременное определение параметров A и B в (58) для $\Delta f(\pi^+)$ показывает, что при нашей энергии в $\Delta f(\pi^+)$ доминирует вклад $s^{-\frac{3}{2}}$ члена.

Недавно были опубликованы результаты измерения электронной методикой фрагментационных сечений для разных процессов в области энергий от 4 до 250 ГэВ [139,140]. Поскольку представляет интерес подтверждение этих данных другой методикой, мы приводим на рис.3.27 из [140] наши данные по измерению сечения фрагментации в указанном в [139] аксептансе: $0,25 \leqslant p_T \leqslant 0,50$ ГэВ/с и $0,585 \leqslant y_{лаб} \leqslant 0,67$. Видно, что наши данные согласуются с результатами работ [139,140].

Обратимся теперь к центральной области.

Наши данные по инвариантным сечениям рождения π -мезонов в центральной области (при $y^* = 0$, по p_T - проинтегрированы), нормированные на померонный вклад в полное сечение

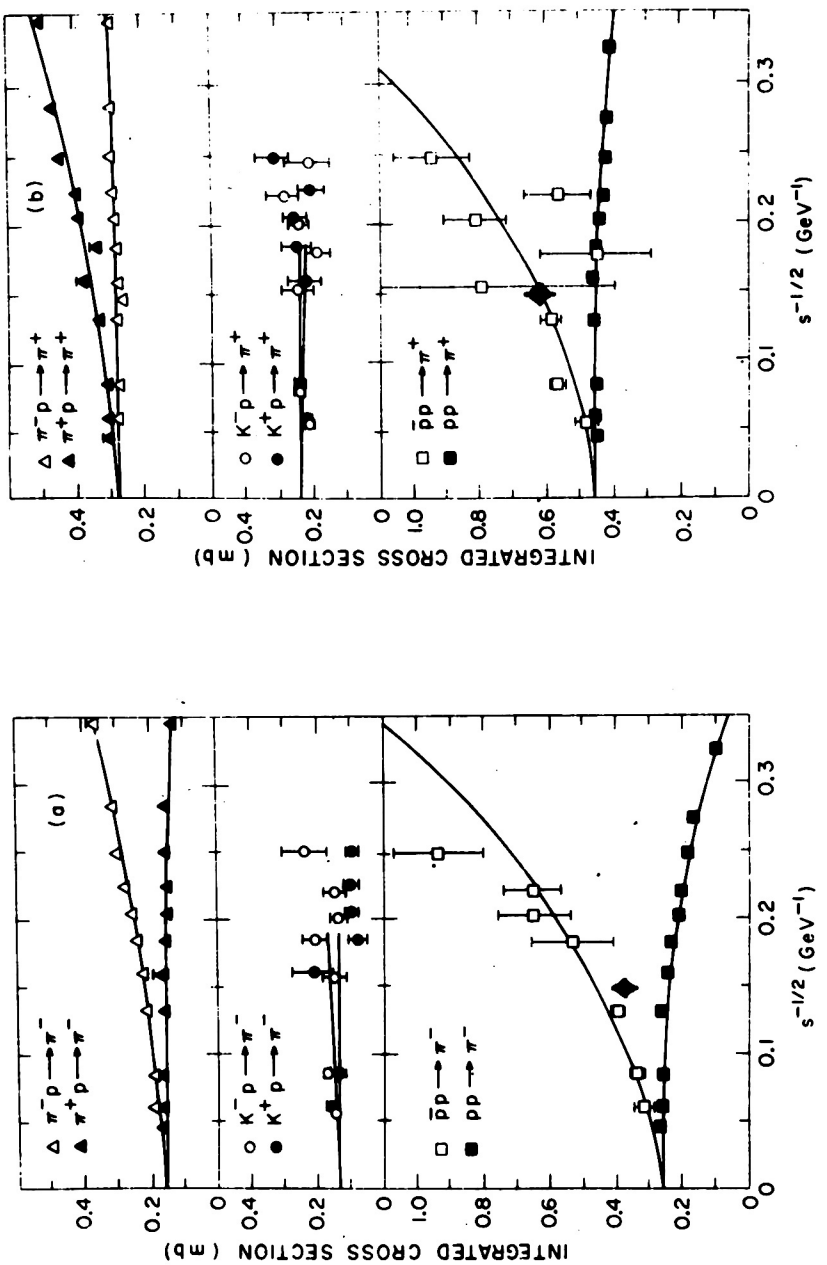


Рис. 3.27. Энергетическая зависимость фрагментационного сечения для разных процессов. Наши данные указаны черными ромбами.

$\sigma_p(s)$, добавлены к компиляции данных на рис.3.28, взятом из /12/. Видно, что в $\bar{p}p$ - взаимодействиях сечение в центральной области сначала убывает (для $p_{лаб.} \leq 12$ ГэВ/с), а затем примерно постоянно (или слабо растёт) для импульсов $14{,}75 \leq p_{лаб} \leq 100$ ГэВ/с в отличие от pp - взаимодействий, где в этой же области энергий сечения растут и для π^- - и для π^+ - мезонов по закону $\frac{d\sigma(y^*=0)}{dy^*} \simeq a - b s^{-\frac{1}{4}}$, что согласуется /12, 100/ с мюллер-реджевской схемой.

Напомним, что согласно мюллер-реджевским идеям сечения центрального рождения π^+ и π^- должны факторизоваться при больших s (сходится к одному значению, не зависящему от начальных частиц) и приближаться к скейлингу по закону $s^{-\frac{1}{4}}$ /141/. Данные на рис.3.28 в общем подтверждают эти представления в области десятков и более ГэВ, но ещё трудно сделать вывод о точном значении скейлингового предела.

Как отмечалось в гл.I, в мюллер-реджевской схеме разность сечений при $y^* = 0$ для реакций $\bar{a}+b \to c+X$ и $a+b \to c+X$ будет содержать члены вида $s^{-\frac{1}{4}}$ и $s^{-\frac{1}{2}}$. Однако члены порядка $s^{-\frac{1}{4}}$ можно исключить, беря в конечном состоянии комбинацию $(c+\bar{c})$ /6/. Результат такого анализа, проведённого в /6/ с использованием наших данных /94/, показан на рис.3.29 /60/, где соответствующие разности для $\bar{p}p - pp$ демонстрируют чёткое поведение вида $s^{-0{,}55}$ в области $s \gtrsim 20$ ГэВ^2 *). Видно, что наличие наших данных было весьма существенно для определения энергетического поведения разности сечений $\bar{p}p - pp$

*) Показатель степени у s равен $(\alpha_{\omega,\rho}(0)-1)$ и приведённое его значение соответствует $\alpha_\omega(0) = \alpha_\rho(0) = 0{,}45$.

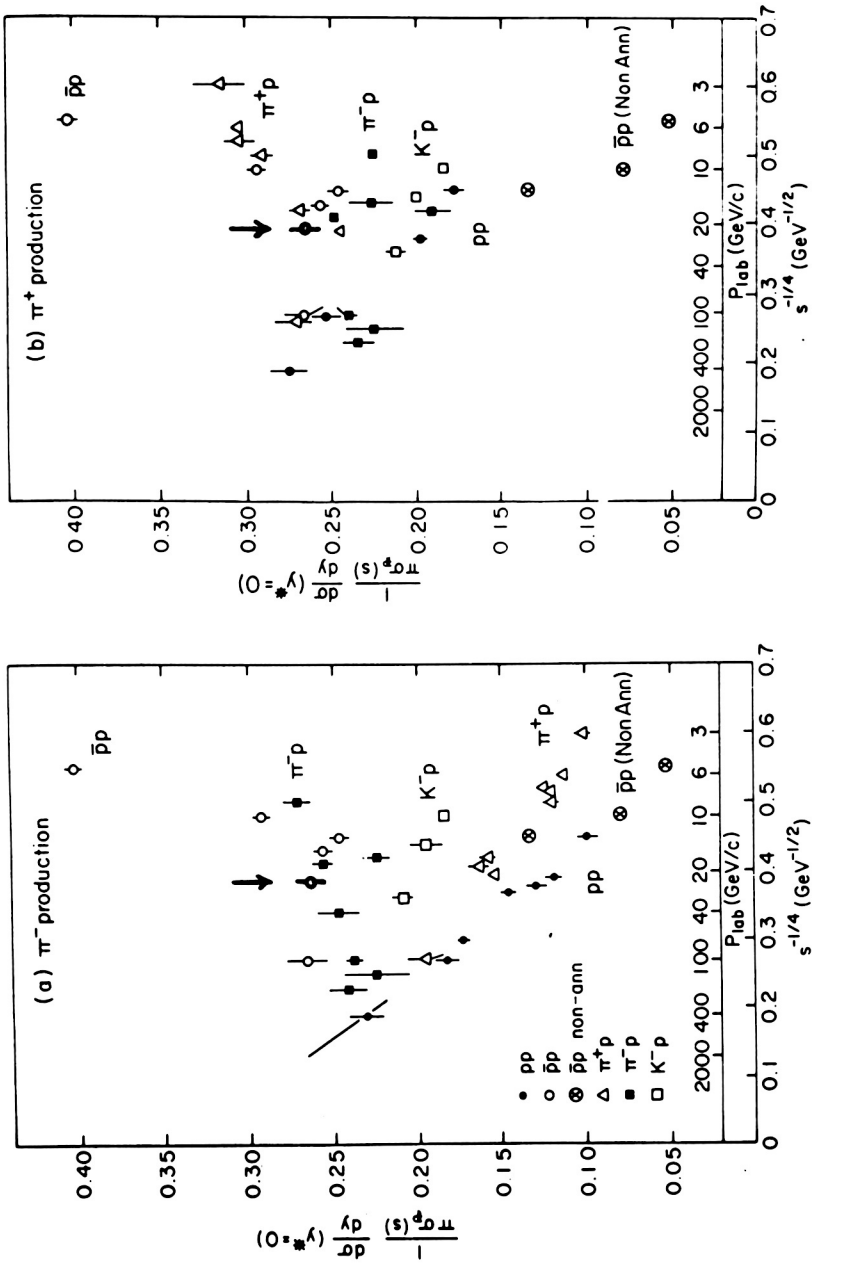


Рис. 3.28. Нормированное инвариантное сечение при $y^*=0$ для π^--рождения (а) и π^+-рождения (б) в функции от $s^{-1/4}$.

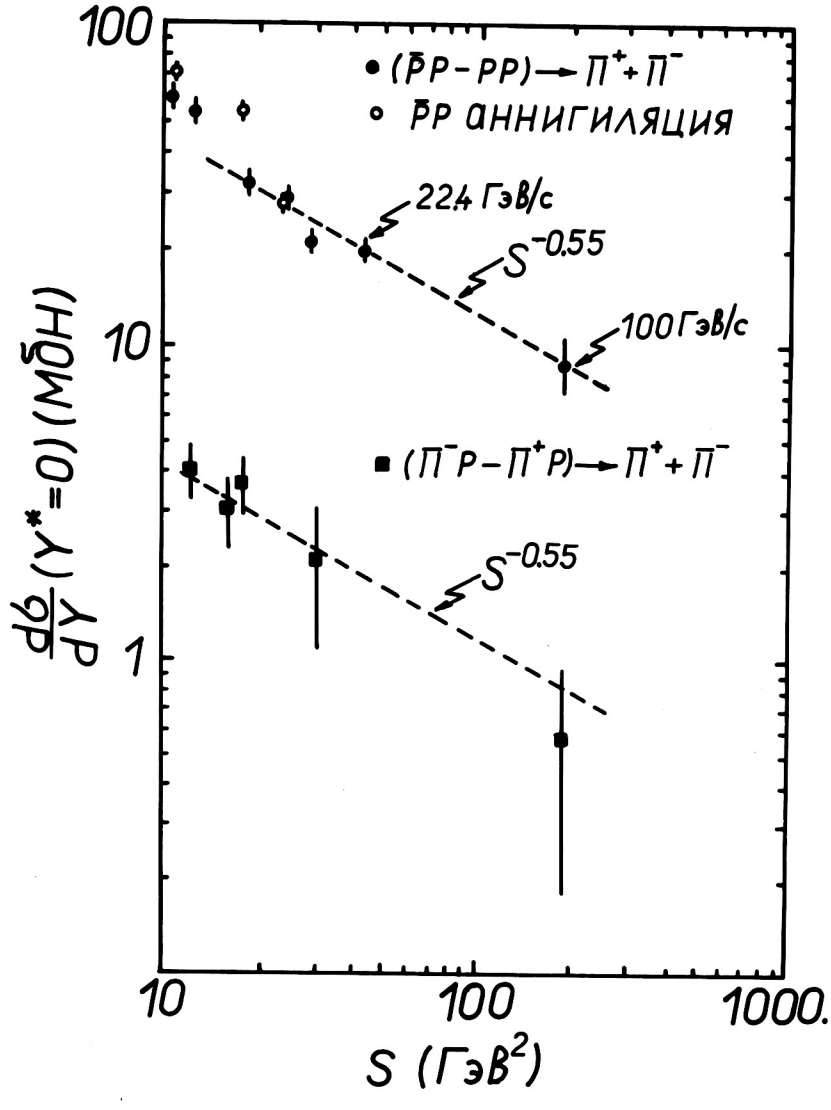


Рис. 3.29. Значения разностей инвариантных сечений при $y^* = 0$ для $(\bar{p}p - pp) \to \pi^c + X$ и $(\pi^- p - \pi^+ p) \to \pi^c + X$, где $\pi^c = \pi^+ + \pi^-$, в функции от s.

при высоких энергиях. Наличие данных рис.3.29 позволило в[60] получить для инклюзивных вершин реджеон-частица-реджеон следующие значения:

$$g_{\pi pp} = 0,6 \pm 0,2$$
$$g_{\pi\omega\omega} = 1,2 \pm 0,2 ,$$

представляющие нетривиальный теоретический интерес (см. подробности в[60]).

3.8 Выводы

В настоящей главе при анализе основных свойств инклюзивного рождения заряженных частиц в $\bar{p}p$ – взаимодействиях при 22,4 ГэВ/с получены следующие результаты:

1. Выработаны критерии выделения упругих событий и быстрых антипротонов.

2. Показано, что на основе идентификации частиц с $p_{лаб.} \leq 1,5$ ГэВ/с и применения **CP**-инвариантности реакции в инклюзивных $\bar{p}p$ – взаимодействиях при 22,4 ГэВ/с можно получить спектры π^+ – мезонов, содержащие примесь протонов $\lesssim 3\%$ и K^+ – мезонов $\sim 3\%$.

3. Измерено полное инклюзивное сечение рождения $\pi^\pm$ – мезонов в $\bar{p}p$ (22,4): $\sigma(\pi^+) = \sigma(\pi^-) = 71 \pm 2$ мбн. Получена оценка инклюзивного сечения для протонов: $\sigma(p) \sim 12,2 \div 18,5$ мбн. Измерены и сопоставлены с другими данными сечения рождения $\pi^\pm$ – мезонов в области фрагментации мишени и в центральной области. Показано, что разность сечений фрагментации в $\bar{p}p$ – и pp – взаимодействиях для π^- – мезонов зависит от энергии как $s^{-\frac{1}{2}}$ для $p_{лаб.} \geq 22,4$ ГэВ/с в отличие от π^+ – мезонов, где такой режим, видимо, наступает при более высоких энергиях.

4. Изучены распределения $\pi^{\pm}$ – мезонов по поперечным импульсам и показано, что вклад аннигиляционных пионов растёт с ростом P_T . Средний поперечный импульс $\langle P_T(\pi^+)\rangle = 344 \pm 1$ МэВ/с. Сравнение P_T^2 – спектров в области $P_T^2 \leq 1{,}0$ (ГэВ/с)^2 для $\bar{p}p$ – взаимодействий при 22,4 , 32 и 100 ГэВ/с показало, что хотя инклюзивное сечение возрастает с увеличением энергии, форма спектра практически не меняется. Спектр $\frac{d\sigma(\pi^+)}{dP_T^2}$ в $\bar{p}p$ (22,4) во всей кинематической области удовлетворительно описывается выражениями статистической и мультипериферической моделей, но в последней со значением массы отличным от m_π .

5. Изучена зависимость $\langle P_T(\pi^+)\rangle$ от x , причём установлено, что $\langle P_T(\pi^+)\rangle$ в задней полусфере (354±1,6)МэВ/с) больше, чем в передней (331±1,8 МэВ/с) и эта разница сосредоточена при $|x| \leq 0{,}15$.

6. Изучено явление неупругой одиночной дифракции и проведён анализ дифракционно-возбуждённой системы. Из сравнения с данными $\bar{p}p$ (100) получено указание на сдвиг дифракционного пика с ростом энергии в сторону меньших M_x^2/s' . Сравнение с данными pp (24) показывает, что величина и форма сечения $\frac{s\,d\sigma_D}{dM_x^2}$ близки в случае дифракции антипротона и протона. Дифференциальное сечение дифракции $\frac{d\sigma_D}{dM_x^2}$ убывает как M_x^{-2} при $M_x^2 \gtrsim 2$ ГэВ^2 в соответствии с 3-померонной моделью инклюзивной дифракции. Для сечения дифракции антипротона получена величина $\sigma_D = 2{,}65 \pm 0{,}08$ мбн, а средняя множественность в дифракционных событиях $\langle n\rangle^D = 2{,}67 \pm 0{,}03$ (для недифракционных событий $\langle n\rangle^{ND} = 4{,}92 \pm 0{,}02$). Из независимости от передачи числа частиц в дифракционной системе следует указание на

кластерный характер дифракционной диссоциации. Для суммарного сечения упругой и неупругой дифракции в нашем эксперименте получена величина 15,0±0,3 мбн, что составляет ~0,31 σ_{tot} . Проведено сопоставление p_T^2- , x- и y^*- спектров дифракционных $\pi^\pm$- мезонов с недифракционными, показано, что дифракционные $\pi^\pm$- мезоны составляют ~ 4% от недифракционных.

7. Обоснован способ получения характеристик аннигиляции из сопоставления $\bar{p}p$- и pp- взаимодействий, на основе чего для аннигиляционных $\pi^\pm$- мезонов получены оценки инклюзивного сечения ($\sigma_A(\pi^+)$ = 25,7±2,1 мбн.), сечения в центральной области ($\left.\frac{d\sigma_A(\pi^+)}{dy^*}\right|_{y^*\approx 0}$ = 9,9±1,0 мбн.), средней множественности ($\langle n(\pi^+)\rangle_A$ = 3,0 ± 0,2) и среднего поперечного импульса ($\langle p_T(\pi^+)\rangle_A$ = 375±12 МэВ/с).

8. Измерена и сопоставлена с другими данными зависимость от переменных x и y^* инвариантного сечения рождения $\pi^\pm$- мезонов в $\bar{p}p$(22,4). Найдена граница области фрагментации ($|x| \gtrsim 0{,}25$). Для области фрагментации протона ($x \lesssim -0{,}3$) установлено предсказываемое кварк-партонной моделью степенное поведение структурных функций $\pi^\pm$- мезонов $f^\pm(x) \propto (1-|x|)^{n_\pm}$ с показателями степени $n_\pm \sim 3$.

9. Обнаружена и изучена зарядовая асимметрия x- и y^*- распределений $\pi^\pm$- мезонов в центральной области.

ГЛАВА 4 ИЗУЧЕНИЕ ЭФФЕКТА ИНТЕРФЕРЕНЦИИ ТОЖДЕСТВЕННЫХ π - МЕЗОНОВ

4.1 Введение

Поскольку информация, получаемая при изучении одночастичных инклюзивных спектров, недостаточна для установления динамики множественного рождения, представляет интерес изучение двухчастичных корреляций. Как было показано в гл.I, изучение интерференции тождественных частиц позволяет получить данные о пространственно-временной картине процесса генерации наблюдаемых частиц - $\pi^{\pm}$ - мезонов в нашем случае.

Обычно эффект интерференции изучается в двумерном q_0, q_T^2-распределении ($\Delta\Delta$ - диаграмма). Для пары частиц I и 2 с 4-импульсами P_1 и P_2, движущейся в направлении $\bar{n}$ ($\bar{n} = \bar{P}/|\bar{P}|$, $\bar{P} = \bar{P}_1 + \bar{P}_2$), переменные q_0 и q_T^2 определяются через 4-вектор $q = P_1 - P_2$ следующим образом:

$$q_0 = |E_1 - E_2|, \quad q_T^2 = \bar{q}^2 - (\bar{q}\cdot\bar{n})^2.$$

Увеличение за счёт интерференции плотности распределения на $\Delta\Delta$ - диаграмме для пар тождественных π - мезонов $\frac{d^2\sigma_T}{dq_0 dq_T^2}$ по сравнению с плотностью при "выключенной" интерференции $\frac{d^2\sigma_0}{dq_0 dq_T^2}$ описывается выражением

$$\frac{d^2\sigma_T/dq_0 dq_T^2}{d^2\sigma_0/dq_0 dq_T^2} = 1 + \lambda\cdot f(q), \qquad (59)$$

где функция $f(0)=1$ и $f(q) \to 0$ при $|q_i| \to \infty$, а параметр λ обычно ≤ 1 (см. п.I.9).

Для функции $f(q)$, зависящей от размера R области излучения и от времени жизни источников τ, обычно используется

(см. п.I.9) следующее выражение:

$$f(q)=\left[\frac{2J_1(Rq_T)}{Rq_T}\right]^2\cdot\frac{1}{1+(\tau q_0)^2}\,, \qquad (60)$$

где $J_1(x)$ - функция Бесселя первого порядка.

Первое экспериментальное указание на наблюдение на $\Delta\Delta$ - диаграмме эффекта интерференции тождественных π - мезонов было получено в π^-p -взаимодействиях при 40 ГэВ/с /I42/ (окончательные результаты опубликованы в /I54/).

В настоящей главе излагаются результаты изучения в СЦИ интерференции π - мезонов в парах $\pi^+\pi^+$ и $\pi^-\pi^-$, рождённых в $\bar{p}p$ -взаимодействиях при 22,4 ГэВ/с. К моменту получения этих результатов появились данные об измерении интерференции на $\Delta\Delta$ - диаграмме в $pp\,(28{,}5)$ /I43/, в $K^+p\,(8{,}25)$ /I44/ и в $\pi^\pm p$ - взаимодействиях в области от 4 до 25 ГэВ/с /I45/, причём последние данные позднее были пересмотрены в /I59/. Первые результаты нашей работы были доложены в 1976 г. на XVIII Международной конференции в Тбилиси и на $\bar{N}N$ - симпозиуме в Стокгольме /I46/, где также впервые были сообщены результаты работ /I49-I5I, I64/. Основное содержание настоящей главы опубликовано в работах /I47, I48/.

4.2 Анализ методических возможностей

Поскольку эффект интерференции проявляется для частиц с импульсами $\bar{P}_1 \simeq \bar{P}_2$, треки которых близко расположены в пространстве, возможны методические трудности при измерении и восстановлении таких треков. Наиболее важно оценить разрешающую способность в области эффекта - для малых в системе центра инерции q_0 и q_T . Для наших данных максимум интерференции

проявляется для пар частиц с $q_0 \leq 0{,}05$ ГэВ и $q_T \leq 0{,}14$ ГэВ/с (для частиц из этих пар $\langle P^* \rangle = 0{,}2$ ГэВ/с). К этой области и будет относиться анализ методических возможностей.

Точность геометрического восстановления близких треков, характеризуемая среднеквадратичным отклонением точек трека от траектории Res, оказалась одинаковой в $(^{++}, ^{--})$ - парах ($R\bar{e}s^{\pm\pm} = 11{,}9\,\mu$) и в $(^{+-})$ - парах ($R\bar{e}s^{+-} = 11{,}5\,\mu$) и не отличается от средней точности для всей совокупности событий.

Поскольку эффект изучается в СЦИ, а измерения производятся в ЛС, преобразования Лоренца растягивают область эффекта в ЛС. Именно, для пар частиц с вектором $\bar{q}$, перпендикулярным к оси реакции $\bar{z}$ (измеряющих поперечный к оси реакции размер при $q_0 \sim 0$), интервал $q_0 = \Delta E^* = 0{,}05$ ГэВ переходит в ЛС в $\Delta E = \gamma \Delta E^* \simeq 0{,}18$ ГэВ; а для пар с вектором $\bar{q}$, параллельным оси реакции (измерение продольного размера), тот же интервал q_0 переходит в ЛС в $\Delta E = 0{,}30 \div 0{,}66$ ГэВ - в зависимости от знака $\bar{q} \cdot \bar{z}$. Экспериментально было получено, что для рассматриваемого интервала q_0 и q_T средняя разность лабораторных импульсов $\langle \Delta P \rangle = 0{,}19$ ГэВ/с, что даже для частиц с импульсом $P = 2$ ГэВ/с даёт $\frac{\langle \Delta P \rangle}{P} \simeq 9{,}5\%$, в то время как средняя величина относительной ошибки измерения импульса составляла $\frac{\Delta P}{P} \simeq 1\%$. При этом в область $\frac{2\Delta P}{P_1 + P_2} < 1\%$ попадало всего около 7% $(^{++}, ^{--})$-пар, а эффект обусловлен ~38% этих пар. Импульсный спектр, приведённый на рис.4.1, показывает, что $\langle P \rangle = 0{,}9$ ГэВ/с и что 86% частиц имеют $P < 1{,}5$ ГэВ/с и идентифицируется однозначно. Некоторая примесь неидентифицированных протонов среди частиц с $P > 1{,}5$ ГэВ/с может привести к уменьшению эффекта интерфе-

реции. Однако эта примесь невелика, поскольку суммарное распределение частиц из области эффекта по продольному импульсу p_l^* в СЦИ симметрично в соответствии с CP - симметрией. Заметим, что возможное наличие пар Далица в $(^{+-})$ - парах также лишь уменьшает наблюдаемый эффект.

Проверкой была установлена идентичность эффектов, наблюдаемых отдельно на материалах лабораторий, использующих геометрические программы THRESH-MD и HYDRA-GEOM.

Приведённый выше анализ показывает, что наша методика обладает импульсным разрешением, необходимым для изучения эффекта интерференции тождественных π - мезонов.

4.3 Экспериментальные результаты

Для изучения эффекта интерференции были взяты события со множественностью заряженных частиц $n \geqslant 6$ (всего 3775 событий). 4-лучевые события были исключены из анализа, ибо оценки показывают доминирование в них неаннигиляционного канала с рождением одной пары $\pi^+\pi^-$ и непосредственно было установлено отсутствие эффекта в этой множественности. Изучались распределения пар π - мезонов на $\Delta\Delta$ - диаграмме в пределах $q_0 \leq 0{,}44$ ГэВ, $q_T^2 \leq 0{,}22$ (ГэВ/с)^2 и $M_{\pi\pi}$ - спектры для $M_{\pi\pi} \leq 0{,}54$ ГэВ. С целью исключения возможного вклада Далиц-пар и методических погрешностей всюду вводились дополнительные обрезания $q_0 > 0{,}001$ ГэВ, $q_T^2 > 0{,}001$ (ГэВ/с)^2 и $M_{\pi\pi} > 2m_\pi + 0{,}001$ ГэВ.

Для увеличения статистики спектры пар $(\pi^+\pi^+)$ и $(\pi^-\pi^-)$ объединились, а в качестве распределения $\frac{d^2\sigma_0}{dq_0\,dq_T^2}$ в формуле (59) в основном использовалось распределение $(\pi^+\pi^-)$ пар.

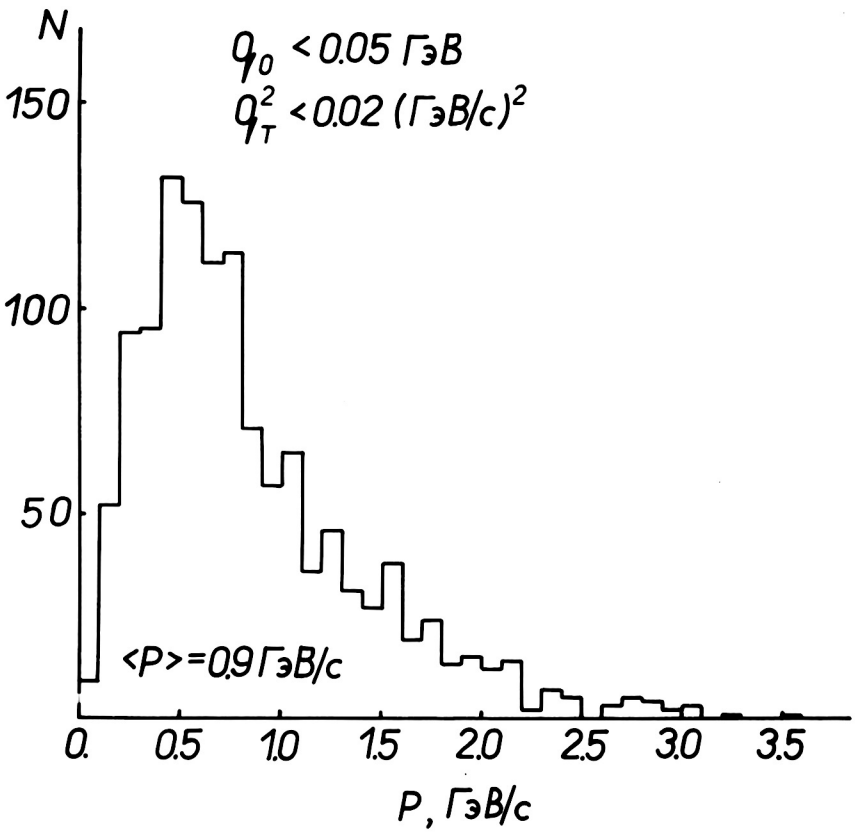


Рис.4.I. Спектр лабораторных импульсов $\pi^{\pm}$ -мезонов из пар с близкими в СЦИ 4-импульсами.

В соответствии с определением (59) нормировка спектров пар тождественных и нетождественных пионов проводилась таким образом, чтобы рассматриваемые ниже отношения спектров были равны единице вне области эффекта ($q_0 > 0{,}12$ ГэВ, $q_T^2 > 0{,}06$ (ГэВ/с)^2, $M_{\pi\pi} > 0{,}34$ ГэВ). Отношение нормированных X - спектров в дальнейшем будем называть X - распределением и обозначать через $g(X)$.

I. Анализ $\Delta\Delta$ - диаграммы

Представленные на рис.4.2 q_0 - распределения для различных интервалов q_T демонстрируют отчётливый пик при малых значениях q_0 для интервала $q_T \leq 0{,}2$ ГэВ/с. Аналогичный пик при малых q_T^2 наблюдается в q_T^2 - распределениях на рис.4.3 для интервала $q_0 \leq 0{,}05$ ГэВ. Наблюдаемый эффект согласуется с теоретическими предсказаниями, обсуждавшимися в гл.I.

Представленные на рис.4.4 q_0 - и q_T^2 - распределения отдельно для пар $\pi^+\pi^+$ и $\pi^-\pi^-$ показывают их идентичность и правомерность объединения в суммарные распределения.

Поскольку пары частиц, вылетающие в переднюю и заднюю полусферы СЦИ, имеют различные средние импульсы в ЛС, в силу чего может отличаться разрешающая способность для таких пар, на рис.4.5 приведены q_0 - и q_T^2 - распределения отдельно для передней ($X > 0$) и задней ($X < 0$) полусфер СЦИ. Видно совпадение распределений для обеих полусфер.

Попытка выделить отдельно события с идентифицированными $P/\bar{P}$ показала, что этот класс событий статистически не обеспечен и основной вклад в измеряемый эффект дают те события, где нет идентифицированных $P/\bar{P}$.

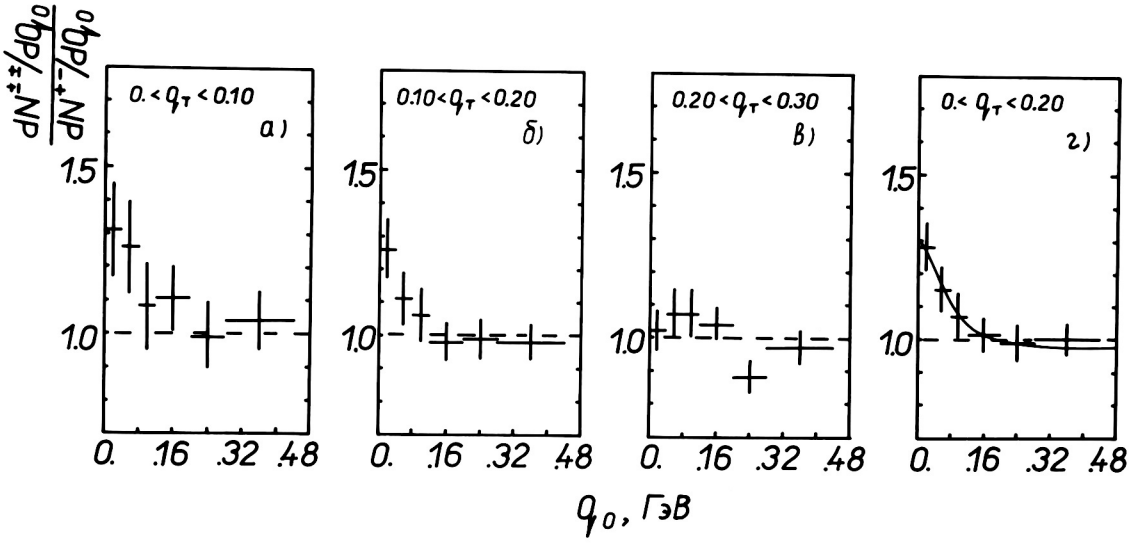


Рис. 4.2. q_0 -распределения для различных интервалов q_T. **Кривая (здесь и ниже) - результат подгонки, описанной в тексте.**

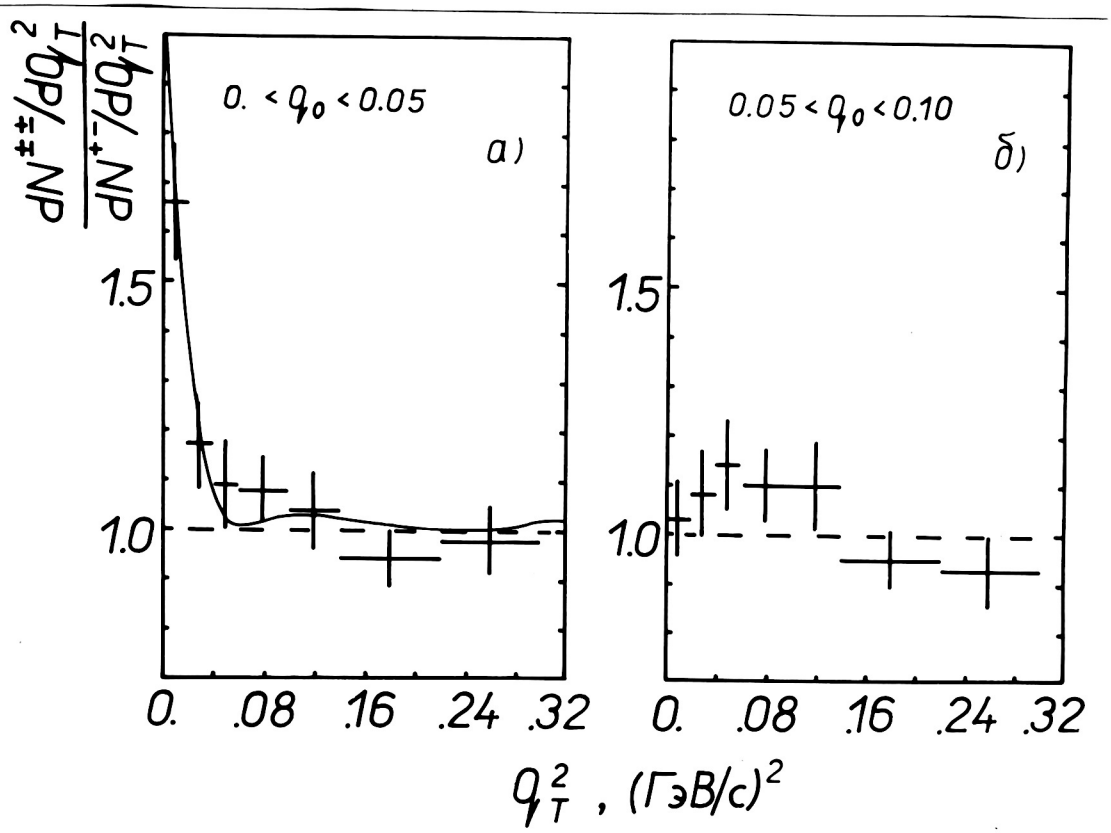


Рис. 4.3. q_T^2 -распределения для различных интервалов q_0.

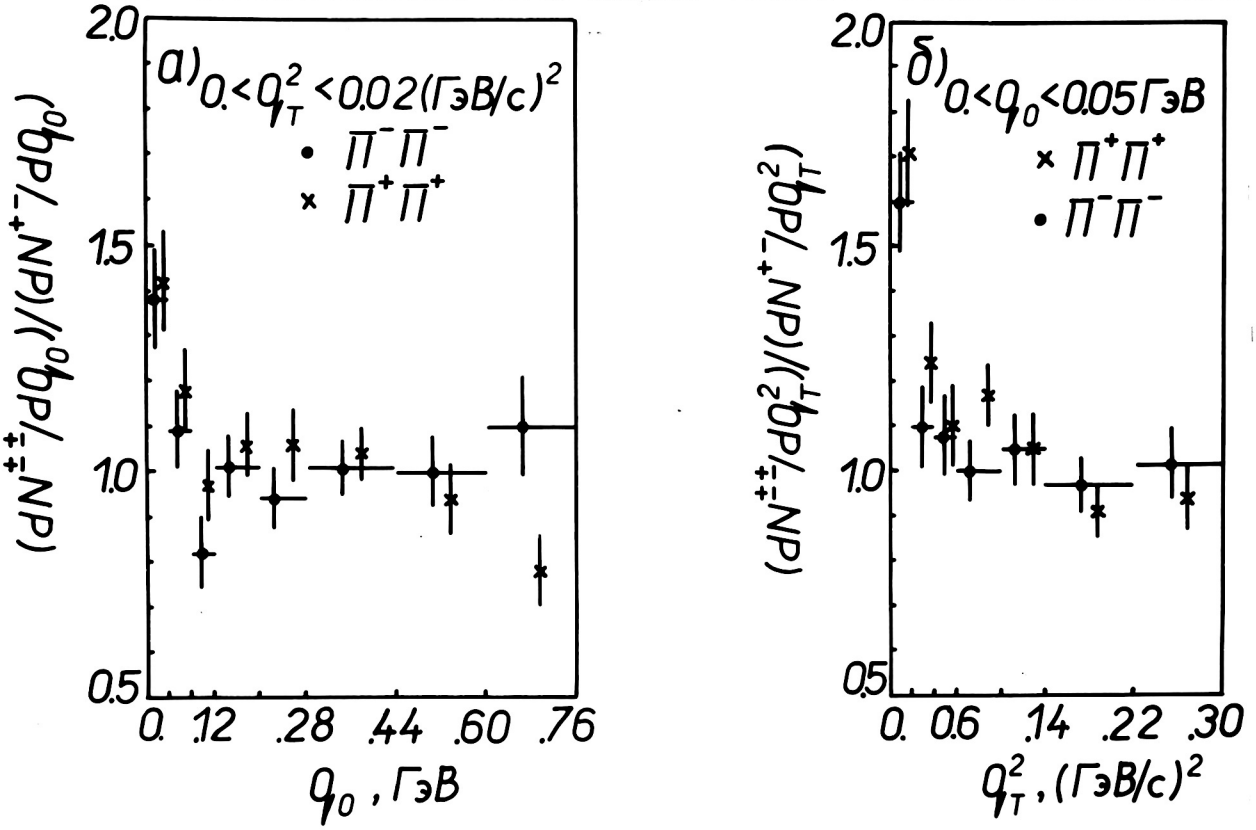


Рис.4.4. Распределения для $\pi^-\pi^-$ и $\pi^+\pi^+$ пар отдельно.

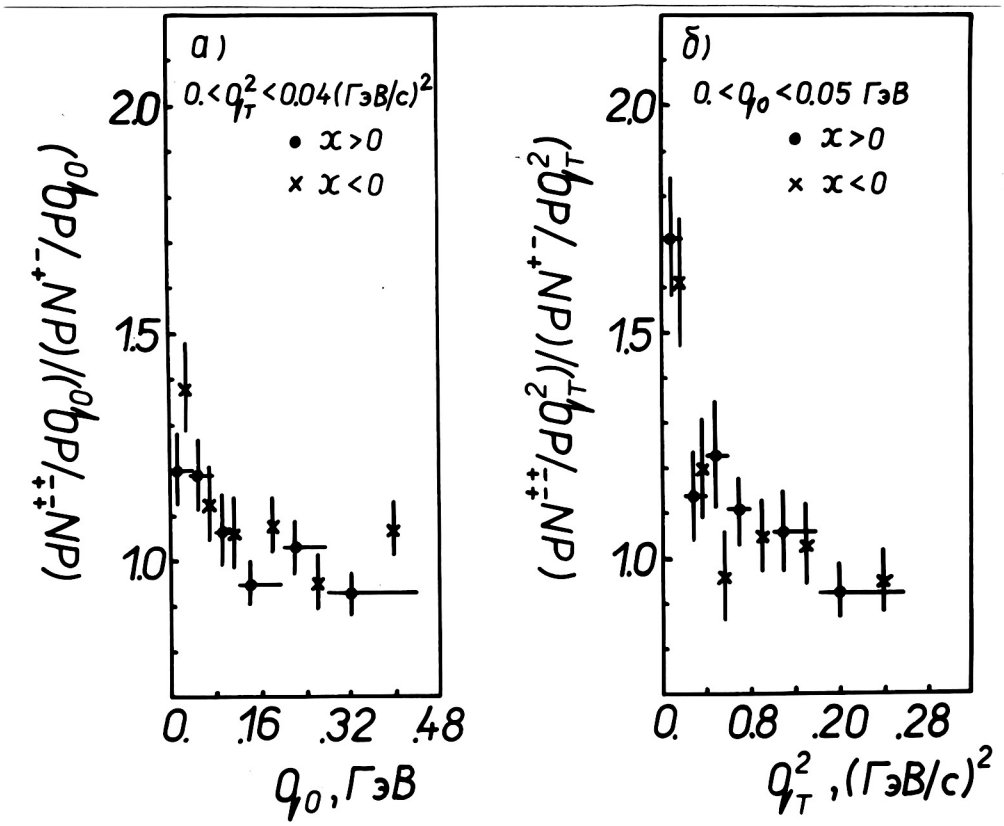


Рис.4.5. Распределения для пар из передней ($x > 0$) и задней ($x < 0$) полусфер СЦИ.

Теоретическое рассмотрение интерференции /62/ требует малости углов α между векторами импульсов частиц (в СЦИ). В принципе эта малость обуславливается выбором на $\Delta\Delta$ - диаграмме области, где одновременно малы q_0 и q_T. В области максимума эффекта ($q_0 \leq 0{,}05$ ГэВ, $q_T \leq 0{,}2$ ГэВ/с) распределение по α сосредоточено в основном при $\alpha < 90^\circ$, где имеет резкий пик при $\alpha = 0$. Сопоставление q_0 - и q_T^2 - распределений для пар с $\cos\alpha > 0$ с суммарными на рис.4.6 показывает, что в изучаемой области эффект определяется парами, имеющими угол $\alpha < 90^\circ$.

Вернёмся к проблеме выбора фона. По определению в качестве фонового должно браться распределение, идентичное распределению пар тождественных частиц, но с "выключенной" интерференцией. Обычно в качестве фонового используется распределение $\pi^+\pi^-$ пар, хотя априори нельзя исключить какие-то динамические корреляции для пар $\pi^+\pi^-$ - мезонов с близкими 4-импульсами. В работе /152/ показано, что взаимодействие в конечном состоянии слабо (по сравнению с интерференцией в $\pi^\pm\pi^\pm$) влияет на распределения $\pi^\pm\pi^\pm$ - пар.

В качестве альтернативы ($\pi^+\pi^-$) - фону был использован фон ложных комбинаций, полученный по процедуре, предложенной в работе /71/ и основанной на смешивании компонент 3-импульсов частиц в каждом реальном событии. Особенностью этой процедуры (в отличие от метода перемешивания частиц из разных событий) является то, что она не нарушает закона сохранения импульса внутри каждого события.

Поясним применявшуюся процедуру на примере двух частиц

с компонентами 4-импульсов в СЦИ (P_x, P_y, P_z, E):

	исходные	после y -перестановки
I:	$(P_x^1, P_y^1, P_z^1, E_1)$	$(P_x^1, P_y^2, P_z^1, E_1')$
2:	$(P_x^2, P_y^2, P_z^2, E_2)$	$(P_x^2, P_y^1, P_z^2, E_2')$

Энергия частицы пересчитывается, исходя из нового импульса, чтобы обеспечить выполнение условия: $E_1' \longrightarrow E_2'$ при $P_1' \to P_2'$.

При наличии в событии N_π пионов получается $N_{1K} = N_\pi (N_\pi - 1)/2$ ложных комбинаций на одну циклическую перестановку y - координат, а число таких перестановок $N_\pi - 1$. Все возможные перестановки исчерпываются введением для каждой y - перестановки ещё $N_\pi - 1$ циклических z - перестановок, что даёт полное число перестановок $(N_\pi - 1)^2$, а полное число ложных комбинаций на одно событие

$$N_{лк} = \frac{N_\pi (N_\pi - 1)^3}{2}.$$

С экспериментальной точки зрения это означает возможность получать статистически хорошо обеспеченный фон. Например, для события с 6-ю пионами число (+−)-пар $N^{+-} = 9$, а $N_{лк} = 3 \cdot 5^3 = 375$.

Поскольку 2-частичные спектры зависят от множественности n, а число $N_{лк} \simeq \frac{n^4}{2}$, в то время как число $N^{+-} \sim \frac{n^2}{4}$, то при генерации фона ложных комбинаций вводился для каждой топологии вес $(N_\pi - 1)^{-2}$.

Описанная процедура, сохраняя баланс импульсов, в принципе может изменять суммарную энергию заряженных π - мезонов в СЦИ E^*. Поэтому при использовании этого фона иногда вводилось требование, чтобы изменение этой энергии ΔE^* было

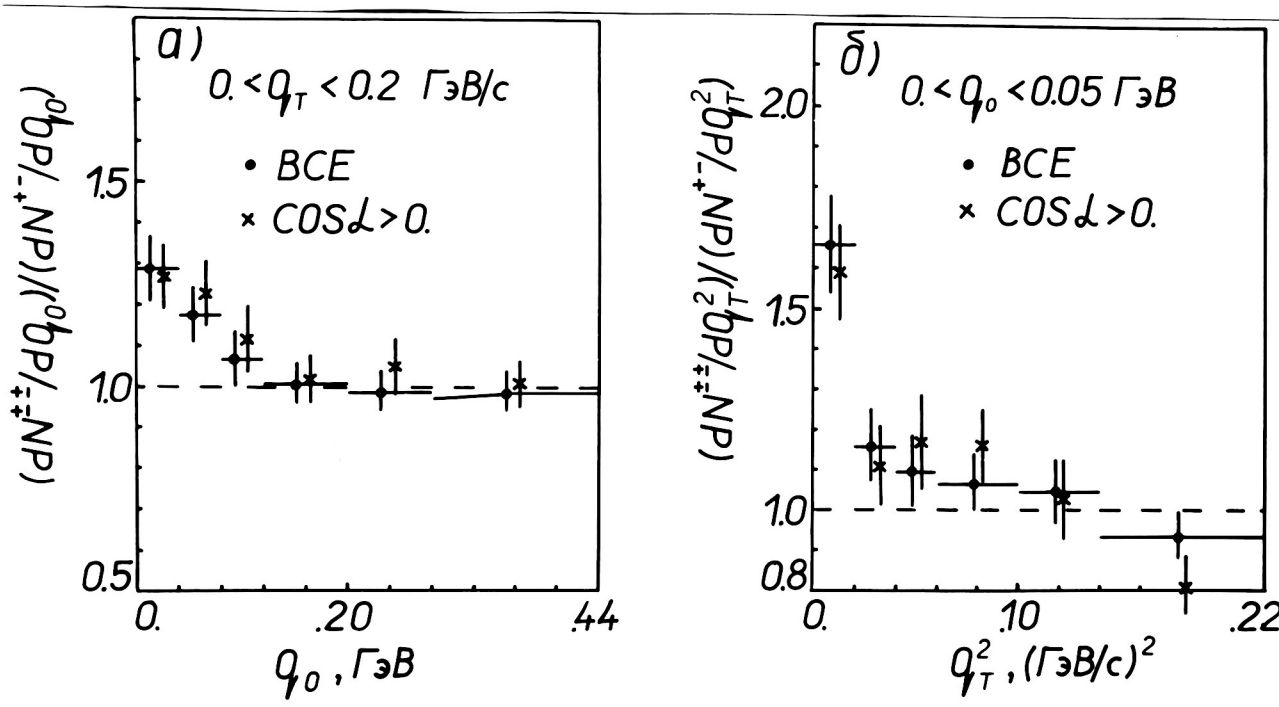


Рис.4.6. Распределения для пар с $cos\alpha > 0$ в сравнении с суммарными распределениями.

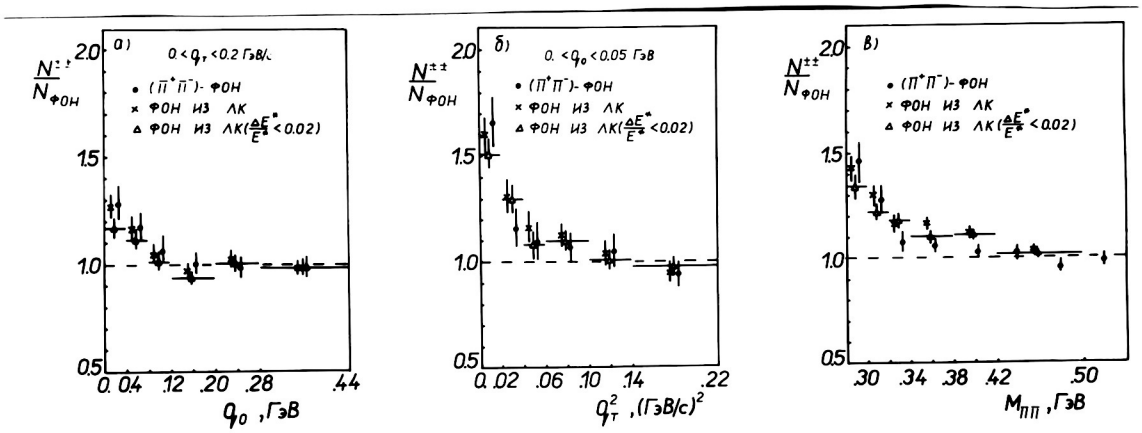


Рис.4.7. Сопоставление распределений, полученных при использовании $(\pi^+\pi^-)$-фона и фона ложных комбинаций (ЛК).

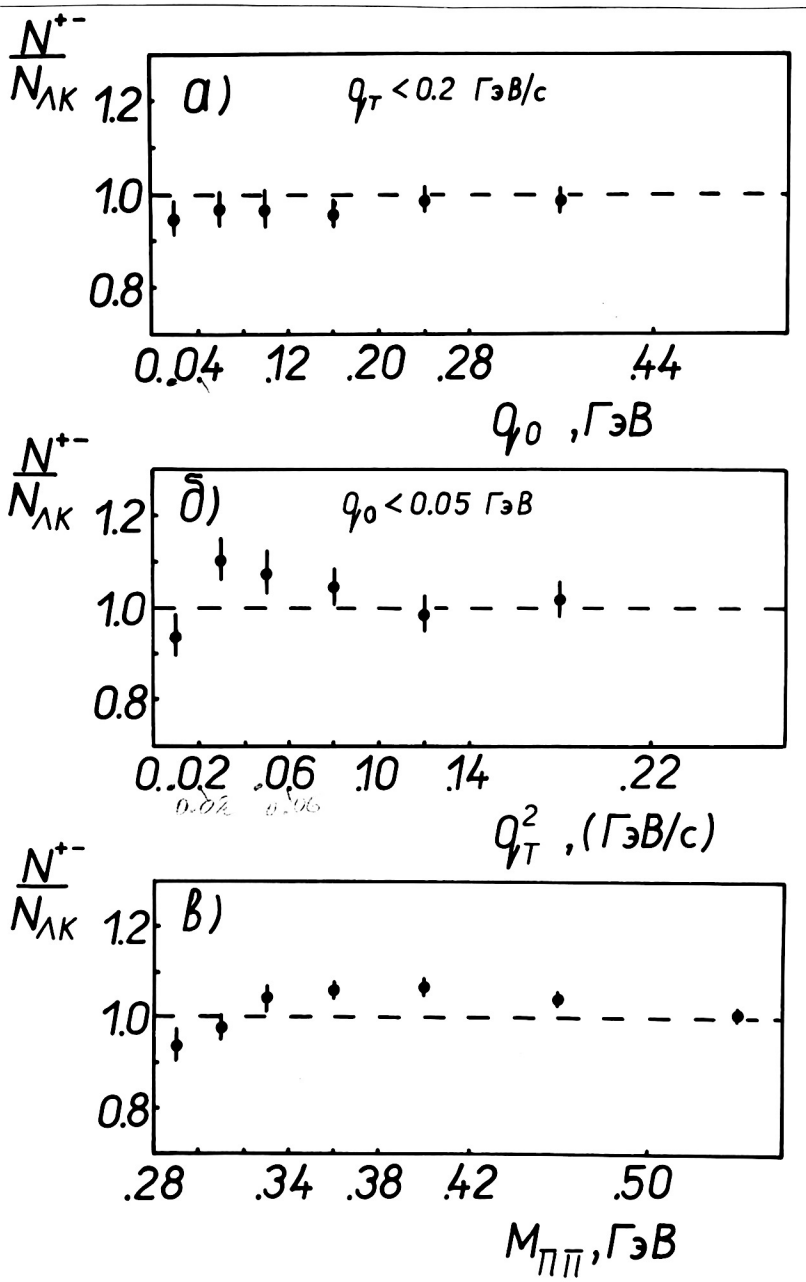


Рис. 4.8. Отношение ($\pi^+\pi^-$) - фона к фону ложных комбинаций (ЛК) для разных переменных.

мало: $\frac{|\Delta E^*|}{E^*} < 0{,}02$.

Сопоставление $\pi^+\pi^-$ - фона с фоном ложных комбинаций на рис.4.7 позволяет сделать вывод об идентичности суммарного фона ложных комбинаций с $\pi^+\pi^-$ - фоном. Это дополнительно подтверждает, что наблюдаемый эффект сосредоточен именно в парах тождественных π - мезонов, ибо перестановки разрушают корреляции. Применение фона ложных комбинаций с $\frac{\Delta E^*}{E^*} < 0{,}02$ приводит к несколько более пологому спаданию эффекта, связанному с тем, что отношение $\frac{N^{+-}}{N_{лк}} < 1{,}0$ при $q_0 \sim q_T \sim 0$, как это видно на рис.4.8.

Убедившись в методической устойчивости наблюдаемого эффекта, перейдём к определению среднего размера R области излучения, который находился из подгонки q_T^2 - распределения рис.4.3а по формуле (см. выражение (60))

$$g(q_T^2) = B\left\{1 + \alpha\left[\frac{2J_1(Rq_T)}{Rq_T}\right]^2\right\}, \qquad (61)$$

где B и α - свободные параметры (параметр B введён для коррекции нормировки).

Величина параметра τ определялась подгонкой q_0 - распределения, представленного на рис.4.2г, по формуле

$$g(q_0) = B\left[1 + \frac{\beta}{1+(\tau q_0)^2}\right], \qquad (62)$$

где B и β - свободные параметры.

Результаты фитирования q_T^2- и q_0 - распределений выражениями (61) и (62) даны в табл.4.1.

Таблица 4.I

Распределение	Отбор	τ, Фм/с	R, Фм	α; β	B	χ^2/DF
$g(q_0)$	$q_T \leq 0{,}2$ ГэВ/с	$3{,}I \pm I{,}6$	–	$0{,}35 \pm 0{,}II$	$0{,}97 \pm 0{,}04$	0,2/3
$g(q_T^2)$	$q_0 < 0{,}05$ ГэВ	–	$3{,}0 \pm 0{,}5$	$I{,}3 \pm 0{,}4$	$I{,}0I \pm 0{,}04$	3,3/3

При замене в (6I) $2J_1(x)/x$ на приближённое выражение $\exp(-x^2/8)$ значение R практически не меняется.

Найденные значения величин R и $c\tau$ (c – скорость света) даны в табл.4.2 вместе с имеющимися на сегодняшний день результатами других экспериментов. Интерференционные данные по $\pi^- C$ – взаимодействиям /I53,I55,I58/ в таблицу не включены.

Данные табл.4.2 показывают, что размер и время жизни области испускания пионов в $\bar{p}p$ – взаимодействиях больше, чем в других реакциях.

Кроме одномерных фитов, представленных в табл.4.I, был проделан двумерный фит методом максимума правдоподобия $\Delta\Delta$ – диаграммы в пределах $0{,}00I \leq q_0 \leq 0{,}2$ ГэВ, $0{,}00I \leq q_T \leq 0{,}3$ ГэВ/с с приближённым выражением для $f(q)$ в (59):

$$f(q) = \exp(-\tau^2 q_0^2) \cdot \left[\frac{2J_1(Rq_T)}{Rq_T}\right]^2 .$$

Используя в качестве фонового распределение $\pi^+\pi^-$ – пар, функционал максимума правдоподобия в соответствии с (59) можно записать в виде

$$\mathcal{L} = \prod_{i=1}^{N_{тп}} \frac{\frac{d^2\sigma^{\pm\pm}(R,\tau,q_i)}{dq_0\,dq_T^2} \cdot w_i}{I_0} = \prod_{i=1}^{N_{тп}} \frac{[1+f(R,\tau,q_i)]\cdot \frac{d^2\sigma^{+-}(q_i)}{dq_0\,dq_T^2}\, w_i}{I_0}, \quad (63)$$

Таблица 4.2 Средние пространственно-временны́е размеры области излучения $\pi^{\pm}$ - мезонов

Реакция	Импульс, ГэВ/с	R, Фм	$c\tau$, Фм	Источник
$\bar{p}p \to 4\pi + X$	0.	$1{,}89 \pm 0{,}06$	$1{,}52 \pm 0{,}14$	/I59/
$\bar{p}p \to 2\pi^+ 2\pi^- \pi^0$	от 0. до 0,7	$1{,}8 \pm 0{,}1$	$1{,}4 \pm 0{,}2$	/I56/
$\bar{p}p \to 2\pi^+ 2\pi^- + X$	5,7	$2{,}6 \pm 0{,}4$	$4{,}5 \pm 1{,}5$	/I5I/
$\bar{p}p \to 2\pi + X$	22,4	$3{,}0 \pm 0{,}5$	$3{,}1 \pm 1{,}6$	наши данные
$\bar{p}n \to 3\pi^- 2\pi^+$	от I. до I,6	$1{,}23 \pm 0{,}09$	$1{,}44^{+0{,}26}_{-0{,}22}$	/I50/
$pp \to p 2\pi + X$	28,5	$1{,}3 \pm 0{,}1$	$0{,}4 \pm 0{,}2$	/I43/
$\pi^{\pm} p \to p(5 \div 7)\pi$	от 4 до 25	$1{,}0^{+0{,}4}_{-0{,}2}$	$0{,}7^{+0{,}6}_{-0{,}3}$	/I45/
$\pi^- p \to p(n)(5\text{-}6)\pi + X$	II,2	$1{,}04 \pm 0{,}1$	$0{,}41 \pm 0{,}15$	/I49/
$\pi^+ p \to 2\pi + X$	I6.	$1{,}84 \pm 0{,}06$	$1{,}08 \pm 0{,}11$	/I59/
$\pi^- p \to 2\pi + X$	40.	$1.7 \pm 0{,}3$	$0{,}8 \pm 0{,}5$	/I54/
$K^+ p \to K^+ p 2\pi^+ \pi^-$	8.25	~0,8	$0{,}9 \div 1{,}2$	/I44/
$K^+ p \to 2\pi + X$	II,8	$1{,}9^{+0{,}3}_{-0{,}2}$	$1{,}5^{+0{,}4}_{-0{,}3}$	/I57/
$K^- p \to 2\pi + X$	I6.	$1{,}84 \pm 0{,}09$	$1{,}00 \pm 0{,}15$	/I59/
$K^- p \to 2\pi + X$	32.	$1{,}22 \pm 0{,}06$	-	/I60/

где $N_{\tau\tau}$-число пар тождественных π - мезонов в выбранной части $\Delta\Delta$ - диаграммы. Нормировочный интеграл

$$I_0 = \int d^3q_0\, dq_T^2 \left[1 + f(R,\tau,q)\right] \frac{d^2\sigma^{+-}}{dq_0\, dq_T^2} \cdot w$$

аппроксимировался выражением

$$I_0 \simeq \frac{1}{W} \sum_{j=1}^{N^{+-}} \left[1 + f(R,\tau,q_j)\right] \cdot w_j, \qquad W = \sum_{j=1}^{N^{+-}} w_j ,$$

где w_j - топологический вес, а суммирование идёт по всем $(+\,-)$ парам в выбранной части $\Delta\Delta$ - диаграммы. Поскольку фактор $\frac{d^2\sigma^{+-}(q)}{dq_0\, dq_T^2} \cdot w$ в (63) не зависит от параметров, он может быть опущен и окончательно использовалось

$$\mathcal{L} = \prod_{i=1}^{N_{\tau\tau}} \frac{1 + f(R,\tau,q_i)\cdot\lambda}{I_0} .$$

При фитировании методом максимума правдоподобия (ММП) широкой области $\Delta\Delta$ - диаграммы становится существенным для измерения интерференции ограничение[62] на малость пространственных углов α между импульсами частиц в парах. Поэтому при фитировании $\Delta\Delta$ - диаграммы по ММП использовались только пары ($(^{++},^{--})$ и $(^{+-})$) с $\cos\alpha > 0$. Полученные по ММП параметры

$$\begin{aligned} R &= 2{,}1 \pm 0{,}4 \text{ фм}, \\ \tau &= 1{,}9 \pm 0{,}5 \text{ фм/с}, \\ \lambda &= 0{,}5 \pm 0{,}1 \end{aligned} \qquad (64)$$

в пределах $1{,}3\sigma$ согласуются для R и τ с результатами одномерных фитов, приведёнными в табл.4.2, хотя результаты (64) двумерного фита систематически ниже данных одномерного фита.

Для определения продольного ($R_{\parallel}$) и поперечного ($R_{\perp}$) размеров области испускания пионов изучалась зависимость эффекта

интерференции на $\Delta\Delta$ – диаграмме от ориентации пар относительно оси столкновения. Как уже отмечалось в гл.I, наблюдая тождественных частиц, летящие в определённом направлении $\bar{n}$ ($\bar{n} = (\bar{P}_1+\bar{P}_2)/|\bar{P}_1+\bar{P}_2|$), мы измеряем размер системы, лежащий в плоскости компланарности пары и перпендикулярный к $\bar{n}$ /63/. Ориентацию пары в СЦИ будем задавать углами θ и φ: θ – угол между направлением $\bar{n}$ и осью реакции $\bar{z}$, φ –угол вектора $\bar{q}_T$ с плоскостью ($\bar{n}$, $\bar{z}$). Очевидно, что отбирая пары с $|\cos\theta| = 1$, мы будем измерять $R_\perp$ (в силу азимутальной симметрии в поперечной плоскости есть только один размер). Для измерения $R_\parallel$ необходимо отбирать пары, удовлетворяющие двум условиям: $\cos\theta = 0$ и $|\cos\varphi| = 1$. При отборе пар только с $\cos\theta = 0$ (φ – любые) будет измеряться среднее двух размеров $\langle R_\parallel, R_\perp \rangle$.

В обсуждаемых ниже распределениях условия отбора относятся как к $\pi^\pm\pi^\pm$, так и к $\pi^+\pi^-$ – парам.

Из приводимых на рис.4.9 q_T^2 – распределений для пар, летящих вдоль оси столкновения ($|\cos\theta| > 0{,}5$) и перпендикулярно к ней, видно, что пик для пар с $|\cos\theta| > 0{,}5$ шире, чем для пар с $|\cos\theta| < 0{,}5$, следовательно, $R_\perp < R_\parallel$. В силу недостаточной статистики нет возможности уменьшить шаг распределения на рис.4.9б, где эффект сосредоточен в одном бине, и проследить форму пика. Величины параметра R, полученные в результате подгонки по формуле (6I) q_T^2 – распределений, соответствующих различным ориентациям пар, приведены в табл.4.3 (использовались q_T^2 – распределения для интервала $q_0 \leq 0{,}05$ ГэВ). Характерно, что $R_\parallel$ значительно больше $R_\perp$.

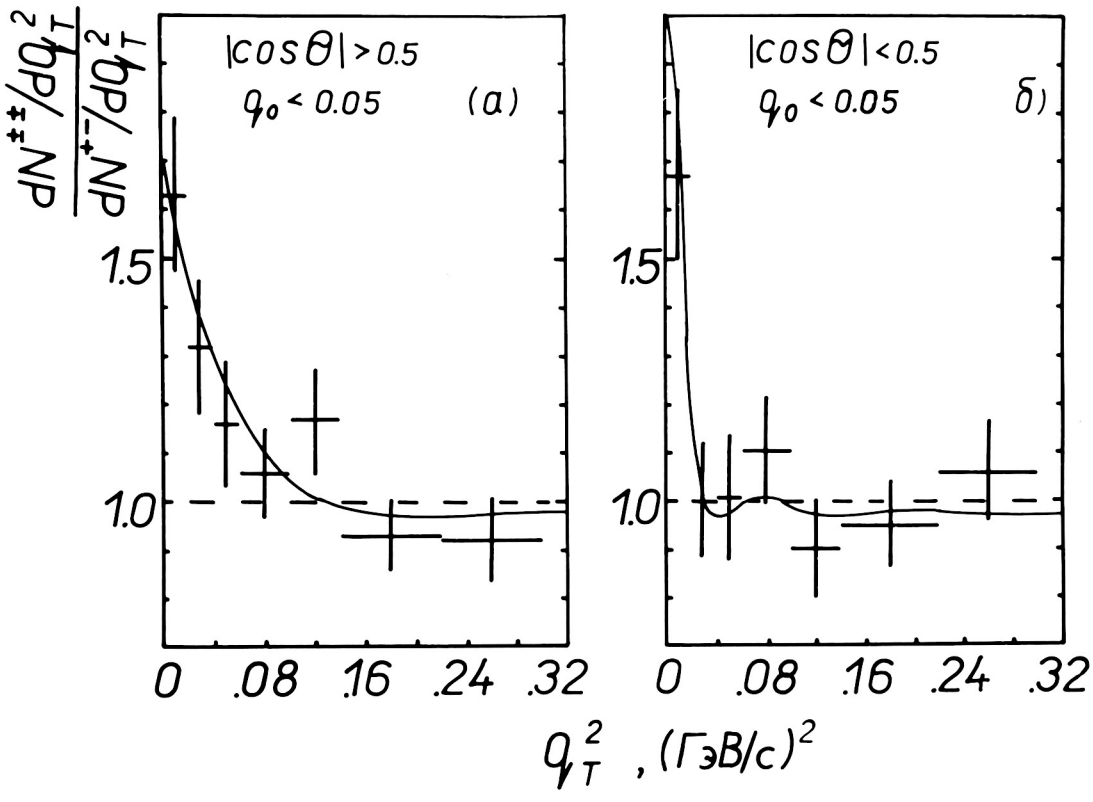


Рис. 4.9. q_T^2 -распределения для пар, летящих вдоль оси столкновения ($|\cos\theta| > 0{,}5$) и поперечно к ней ($|\cos\theta| < 0{,}5$).

Таблица 4.3

Ориентация пар	Измеряемый размер	R, Фм	χ^2/DF	τ, Фм/с	χ^2/DF
Все пары	$\langle R \rangle$	3,0±0,5	3,3/3	2,3±0,8	0,07/3
$\lvert\cos\theta\rvert > 0,5$	$\langle R_\perp \rangle$	I.6±0,5	2,8/3	3,I±I,6	0,5/3
$\lvert\cos\theta\rvert < 0,5$	$\langle R_\parallel, R_\perp \rangle$	3,6±I,0	I,4/3	2,2±I,0	I,0/3
$\lvert\cos\theta\rvert < 0,5$ и $\lvert\cos\varphi\rvert > \frac{1}{\sqrt{2}}$	$\langle R_\parallel \rangle$	4,4±I,4	I,6/3	I,4±0,5	0,5/3

Оказалось, что и наклон пика в q_o - распределении также зависит от ориентации пар. В целях удобства дальнейшего обсуждения в табл.4.3 приведены величины параметра τ, определённые аппроксимацией q_o - распределений для интервала $q_T \leq 0,2$ ГэВ/с по формуле

$$g(q_o) = b\left[1 + a \cdot \exp(-\tau^2 q_o^2)\right] , \qquad (65)$$

совпадающей с (62) при $\tau^2 q_o^2 \ll I$.

Результаты, приведённые в табл.4.3, указывают на то, что $\tau_\parallel < \tau_\perp$.

Очевидно, что время жизни источника π - мезонов не зависит от направления вылета пар (если источник один). Следовательно, зависимость параметра τ от направления вылета пары свидетельствует о том, что в нашем эксперименте наклон пика в q_o - распределении не определяется одним только временем жизни источника π - мезонов. Возможно, что в этот параметр даёт вклад продольный (относительно направления наблюдения) размер системы источников π - мезонов (см. ниже п.4.4).

2. Изучение эффекта интерференции в спектре эффективных масс

В околопороговой области спектра эффективных масс $M_{\pi\pi}$ в различных реакциях[I6I-I63] ранее наблюдалось систематическое превышение относительного числа пар тождественных пионов по отношению к числу пар нетождественных пионов. На возможность проявления эффекта интерференции в $M_{\pi\pi}$- спектре тождественных частиц указывалось в работе[67]. В качестве чувствительного метода изучения этого эффекта нами был выбран анализ $M_{\pi\pi}$- распределений - отношений

$$g(M_{\pi\pi}) = \frac{dN^{\pm\pm}/dM_{\pi\pi}}{dN^{+-}/dM_{\pi\pi}} .$$

Представленные на рис.4.I0 наши данные по $M_{\pi\pi}$ - распределениям демонстрируют отчётливый околопороговый пик шириной ~60 МэВ и максимальным значением ~I,46. Аналогичное распределение на рис.4.7в , полученное с фоном из ложных комбинаций, показывает, что наблюдаемый эффект сосредоточен в парах тождественных π - мезонов.

Нетрудно показать, что эффект интерференции, наблюдаемый на $\Delta\Delta$ - диаграмме, должен проявляться и в $M_{\pi\pi}$ - спектре тождественных π - мезонов или же в переменной

$$m^2 = M^2_{\pi\pi} - 4m^2_\pi = \bar{q}^2 - q_0^2 . \qquad (66)$$

Очевидно, что малым q_0 и q_T соответствуют $m^2 \sim 0$.

Совместно с Г.И.Копыловым автором было проведено следующее рассмотрение связи эффекта интерференции на $\Delta\Delta$ - диаграмме с $M_{\pi\pi}$- (m^2-) - распределением.

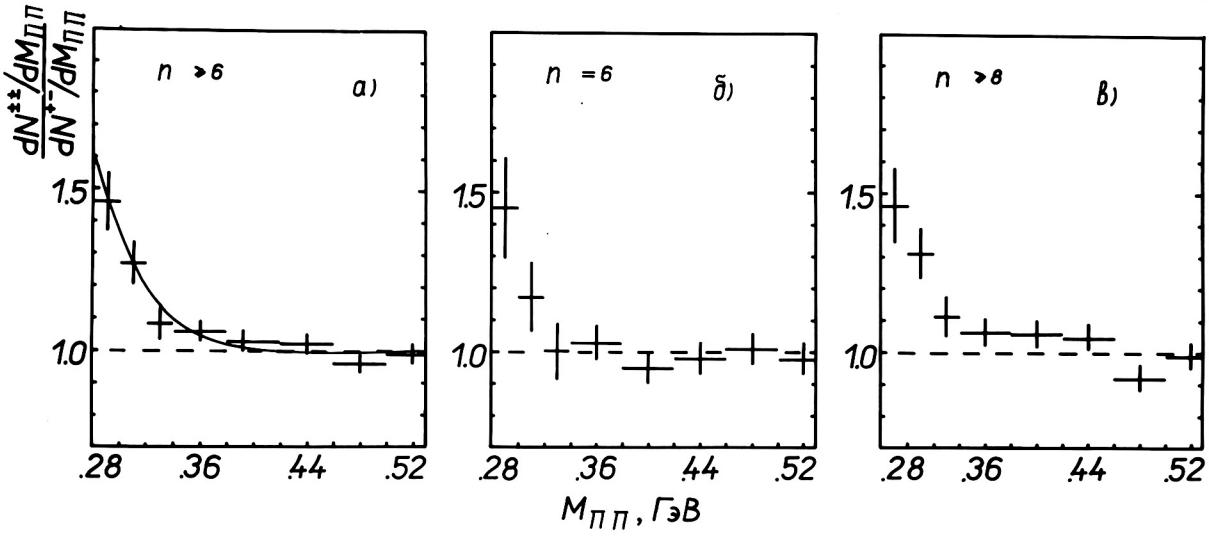


Рис.4.10. $M_{\pi\pi}$ -распределения для различных множественностей n

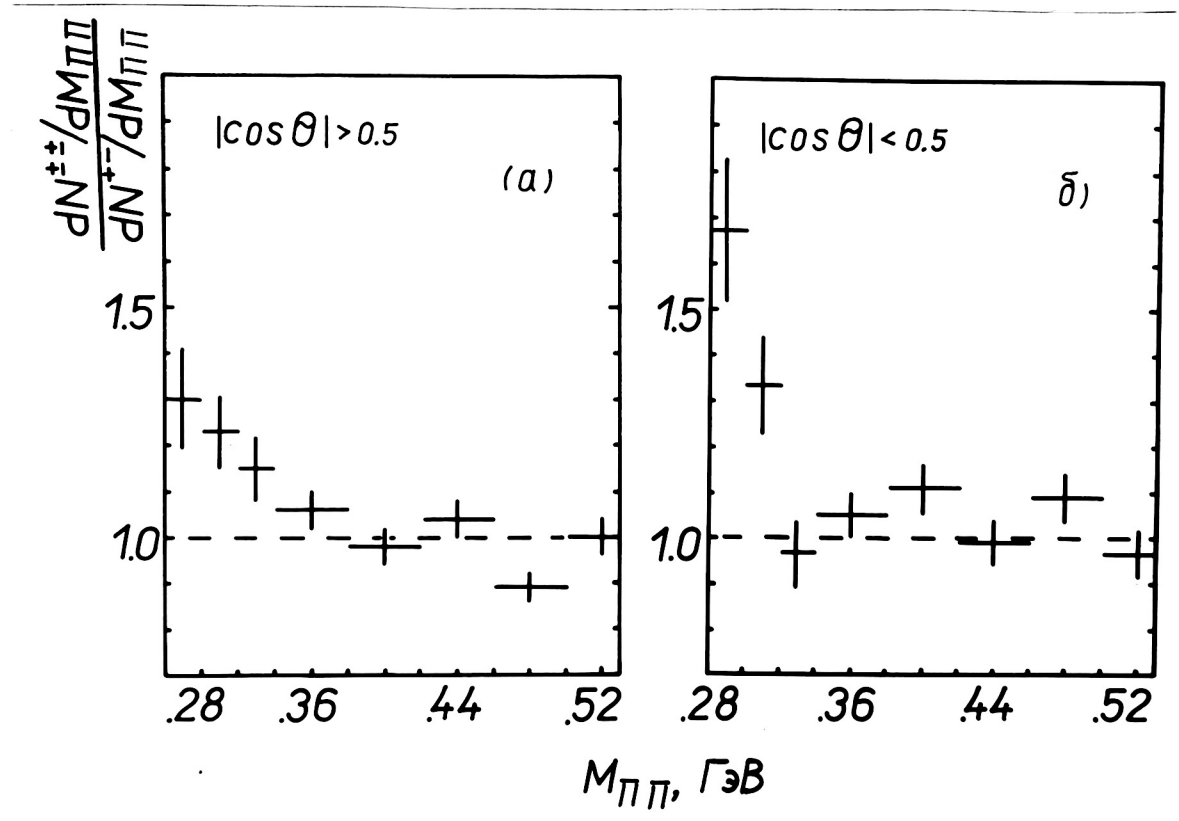


Рис.4.11. $M_{\pi\pi}$ -распределения для пар, летящих вдоль оси столкновения ($|\cos\theta| > 0.5$) и поперечно к ней ($|\cos\theta| < 0.5$).

Для пар с фиксированной скоростью V соотношение (66) запишем в виде

$$m^2 = q_T^2 + \alpha^2 q_0^2 \quad , \text{ где } \alpha^2 = \frac{1}{V^2} - 1.$$

Обозначая $\rho(q_0^2, q_T^2) = \frac{d^2N}{dq_0^2 dq_T^2}$, спектр эффективных масс получим из $\Delta\Delta$ - распределения таким образом:

$$\frac{dN}{dm^2} = \iint dq_0^2 dq_T^2 \rho(q_0^2, q_T^2) \delta(m^2 - q_T^2 - \alpha^2 q_0^2) =$$

$$= \int_0^{(m/\alpha)^2} dq_0^2 \rho(q_0^2, m^2 - \alpha^2 q_0^2).$$

Записывая в соответствии с (59) $\rho^{++} = [1 + f(q_0^2, q_T^2)]\rho^{+-}$, получим для отношения m^2 - спектров (для простоты пишем только индексы + +):

$$g(m^2) = \frac{dN^{++}/dm^2}{dN^{+-}/dm^2} = 1 + \frac{\int_0^{(m/\alpha)^2} dq_0^2 \rho^{+-}(q_0^2, m^2 - \alpha^2 q_0^2) \cdot f(q_0^2, m^2 - \alpha^2 q_0^2)}{\int_0^{(m/\alpha)^2} dq_0^2 \rho^{+-}(q_0^2, m^2 - \alpha^2 q_0^2)}. \quad (67)$$

Используя экспериментальную информацию о том, что $\rho(q_0^2, q_T^2) \approx \exp(-c q_T^2 - d q_0^2)$ с параметрами $c \simeq 5{,}4$ (ГэВ/с)$^{-2}$ и $d \simeq 3{,}5$ ГэВ$^{-2}$ и беря для $f(q_0^2, q_T^2)$ приближённое выражение

$$f(q_0^2, q_T^2) \simeq \exp\left(-\frac{R^2}{4} q_T^2 - \tau^2 q_0^2\right),$$

получим из (67) окончательно

$$g(m^2) \simeq 1 + e^{-\frac{R^2 m^2}{4}} \frac{(c\alpha^2 - d)\left[1 - \exp\left\{\left[\left(\frac{R^2}{4} + c\right)\alpha^2 - d - \tau^2\right]\frac{m^2}{\alpha^2}\right\}\right]}{\left[\left(\frac{R^2}{4} + c\right)\alpha^2 - d - \tau^2\right]\left[1 - \exp\left\{(c\alpha^2 - d)\frac{m^2}{\alpha^2}\right\}\right]}. \quad (68)$$

При малых m^2 выражение (68) сводится к виду

$$g(m^2) \simeq 1 + \exp\left[-\left(\frac{R^2}{8} + \frac{\tau^2}{2d^2}\right) m^2\right] , \quad (69)$$

независящему от параметров c и d. Из (69) видно, что эффект интерференции в m^2 - распределении имеет максимум $g(0) = 2$ и убывает с ростом m^2.

Более тщательное рассмотрение приводит к выражению

$$g(m^2) = 1 + \exp\left(-\frac{B^2 m^2}{3}\right) , \quad (70)$$

справедливому при малых m^2. Параметр наклона B^2 в общем случае зависит от размеров системы источников, их времён жизни, направления наблюдения и скорости пар.

Для определения параметра B в (70) мы параметризовали $M_{\pi\pi}$ - распределения следующей формулой:

$$g(M_{\pi\pi}) = B\left[1 + a \cdot \exp\left(-\frac{B^2 m^2}{3}\right)\right], \quad (71)$$

где a и B - свободные параметры.

Подгонка распределения рис.4.10а по формуле (71) дала значения параметров, приведённые в табл.4.4.

Подобный эффект наблюдался для m^2 - спектра $\pi^-\pi^-$ - пар в $\pi^- p$ - взаимодействиях при 200 ГэВ/с [164], где соответствующий наклон $B = 1{,}16 \pm 0{,}13$ Фм, что заметно ниже нашего значения.

Зависимость $M_{\pi\pi}$ - распределения от направления испускания пар демонстрирует рис.4.11, из которого видно, что пик шире для пар, испущенных вдоль оси столкновения. Соответствующие значения параметра B, определённые по формуле (71) для различных ориентаций пар, приведены в табл.4.4. Данные на рис.4.10б и 4.10в указывают на возможное уширение околопорогового пика с ростом множественности.

Таблица 4.4

Условия отбора	B, Фм	a	b	χ^2/DF
Все пары	2,4±0,3	0,62±0,15	1,0 ± 0,02	4,6/4
$\lvert\cos\theta\rvert > 0{,}5$	1,8±0,4	0,45±0,12	0,95± 0,03	9,8/4
$\lvert\cos\theta\rvert < 0{,}5$	3,5±0,7	1,3 ±0,5	1,03± 0,02	8,9/4
$\lvert\cos\theta\rvert < 0{,}5$ и $\lvert\cos\varphi\rvert > \frac{1}{\sqrt{2}}$	3,4±1,0	1,2 ±0,7	1,03± 0,03	17/4

Данные табл.4.4 показывают, что параметр B не зависит от отбора пар по углу φ, но чувствителен к отбору по $\cos\theta$. Качество фита ухудшается по мере сужения рассматриваемой кинематической области, что указывает на соответствующее усложнение формы $g(M_{\pi\pi})$ - распределения по отношению к (71). Сопоставление выражений (69) и (70) приводит к соотношению $B^2 = \frac{3}{2}(\tau^2 + \frac{R^2}{4})$, подстановка в которое параметров R и τ из табл.4.3 даёт значения параметра B, независящие от ориентации пар и близкие к данным табл.4.4.

4.4 Обсуждение результатов и выводы

Проведённое нами измерение эффекта интерференции тождественных $\pi^{\pm}$- мезонов даёт новую информацию об их рождении.

Обнаруженная нами анизотропия параметров R и τ (см. табл.4.3) указывает на сигарообразную - вытянутую вдоль оси реакции - форму области излучения $\pi^{\pm}$ - мезонов, т.е. $R_{\parallel} > R_{\perp}$. Полученное нами указание на обратное соотношение параметров $\tau_{\parallel} < \tau_{\perp}$ хорошо согласуется с этим выводом, ибо параметры $\tau_{\parallel}^2$ ($\tau_{\perp}^2$) содержат вклад, пропорциональный $R_{\perp}^2$ ($R_{\parallel}^2$) соответственно, как это будет показано ниже - см. формулы (73).

С другой стороны, измеренные значения параметров R и $c\tau$ (~ 3 Фм) нам кажутся слишком большими, чтобы их трактовать как пространственно-временны́е характеристики области взаимодействия, ибо из наклона упругого $\bar{p}p$ – рассеяния при 22,4 ГэВ/с следует (см. гл.3), что радиус взаимодействия $R_{\text{вз}} = 1{,}36$ Фм. Обратимся поэтому к модели движущихся источников (МДИ)[64,146], в которой естественным образом получается растяжение области испускания π – мезонов на величину $\bar{z} = \bar{v}\tau$ ($\bar{v}$ – скорость источника, τ – его время жизни). Для одинаковых источников типа кластеров радиуса R, движущихся со скоростями $\bar{v}_1$ и $\bar{v}_2$ формула (36) гл.I (см.[64]) может быть записана в виде

$$\frac{d^4\sigma}{d^4q} = \left\{1 + \frac{e^{-R^2\bar{q}^2}}{2}\left[(1-\alpha)\left(\frac{1}{1+y_1^2}+\frac{1}{1+y_2^2}\right) + \frac{2\alpha(1+y_1y_2)}{(1+y_1^2)(1+y_2^2)}\right]\right\}\frac{d^4\sigma_0}{d^4q}, \quad (72)$$

где $y_{1,2} = (q_0 - \bar{q}\cdot\bar{v}_{1,2})\tau$, τ – время жизни источников в системе наблюдения, а система единиц такова, что $c = \hbar = 1$. Здесь α – относительный вклад перекрёстной интерференции ($0 \le \alpha \le 1$), а пространственное распределение источников внутри кластера преположено гауссовским для учёта эффекта отдачи. Для случая $\bar{v}_1 = -\bar{v}_2 = \bar{v}$ в пределе малых $y_{1,2}$ и $R|\bar{q}|$ (72) может быть представлено в следующем приближенном виде

$$\frac{d^4\sigma}{d^4q} \simeq \left\{1 + \exp\left[-R^2\bar{q}^2 - \tau^2 q_0^2 - \tau^2 k\cdot\left(v_{\parallel}^2 q_{\parallel}^2 + \tfrac{1}{2}v_{\perp}^2 q_{\perp}^2\right)\right]\right\}\frac{d^4\sigma_0}{d^4q},$$

где $v_{\parallel}$ ($v_{\perp}$) – продольная (поперечная) по отношению к оси реакции компонента скорости, а $k = 1 + 2\alpha$. Для пар,

наблюдаемых вдоль либо поперёк оси реакции, последнее выражение сводится к функции от двух переменных, откуда легко получить следующие соотношения:

$$R_\perp^2 = 4R^2 + 2k\tau^2 V_\perp^2 \quad , \tag{73а}$$

$$\tau_\perp^2 = \tau^2 + \frac{R_\parallel^2}{4} \left\langle \frac{1}{V_0^2} \right\rangle \quad , \tag{73б}$$

$$R_\parallel^2 = 4R^2 + 4k\tau^2 V_\parallel^2 \quad , \tag{73в}$$

$$\tau_\parallel^2 = \tau^2 + \frac{R_\perp^2}{4} \left\langle \frac{1}{V_0^2} \right\rangle \quad , \tag{73г}$$

где среднее $\left\langle \frac{1}{V_0^2} \right\rangle \simeq 2$ в нашем эксперименте. Приближённые формулы (73) справедливы в области максимума интерференционного пика, где и могут быть использованы для качественных оценок. Подчеркнём, что соотношения (73б) и (73г) справедливы и в случае неподвижных источников (только для излучения с поверхности эллипсоида коэффициент I/4 должен быть заменён на I/I8[7I]). Из выражений (73) видно, что если два одинаковых источника движутся в противоположные стороны и существенна только перекрёстная интерференция ($k = 3$), то будут наблюдаться значения параметров $R_{\parallel,\perp}^2$ в 3 раза (при $R = 0$) бо́льшие, чем для источников, движущихся в одном направлении ($k = I$). Соответственно увеличивается и анизотропия параметров $\tau_{\parallel,\perp}^2$. Для случая, когда источник I покоится, а источник 2 движется (и предполагая, что $\tau_1 \ll \tau_2$), надо в (73) положить $k = \frac{I + \alpha}{2}$ и сделать замену $\tau^2 = k\tau_2^2$ и $R^2 = \frac{R_1^2 + R_2^2}{2}$ (в 73б, 73г). Случай одного движущегося источника описывается выражениями (73) при $k = I$.

Во всех случаях из (73) следует, что полученный нами результат ($R_\perp < R_\parallel$ и $\tau_\perp > \tau_\parallel$) в МДИ объясняется периферическим ($V_\parallel^2 > \frac{V_\perp^2}{2}$) рождением источников $\pi^\pm$ – мезонов. Очевидно, что справедливо следующее ограничение на размер источников: $R \leq 0{,}5 R_\perp$.

Применяя (73) к нашим данным, можно получить оценку $\tau \lesssim 0{,}7$ Фм/с. Если предположить, что $V_\perp \sim 0$, то $R \simeq (0{,}8 - 0{,}9)$ Фм, а $V_\parallel \sim 1$. Если же R мало́ по сравнению с динамическими членами, то $\frac{V_\parallel}{V_\perp} \sim 1{,}8$.

Пренебрегая в (73) размером R для двухчастичных распадов кластеров и подставляя $\langle V_0^{-2} \rangle \simeq 2$, получим

$$
\begin{aligned}
R_\perp^2 &\simeq 2k\tau^{*2}\frac{P_\perp^2}{M^2}, \\
R_\parallel^2 &\simeq 4k\tau^{*2}\frac{P_\parallel^2}{M^2}, \\
\tau_\perp^2 &\simeq \tau^{*2}\left(\gamma^2 + 2k\frac{P_\parallel^2}{M^2}\right), \\
\tau_\parallel^2 &\simeq \tau^{*2}\left(\gamma^2 + k\frac{P_\perp^2}{M^2}\right),
\end{aligned}
\qquad (74)
$$

где $P_{\perp,\parallel}$ – поперечные и продольные импульсы кластеров, M и τ^* их масса и собственное время жизни.

Используя в качестве оценки характеристик кластеров наши данные[I65] о рождении ρ^0 – мезонов в $\bar{p}p$ (22,4) ($\langle P_\perp^2 \rangle \sim 0{,}34$ (ГэВ/с)^2, $\langle P_\parallel^2 \rangle \sim 0{,}85$ (ГэВ/с)^2 и $\gamma^2 \sim 3$), получим из (74) при варьировании k от 1 до 3 следующие оценки параметров R и τ :

$$
\begin{aligned}
R_\perp &\sim 1{,}4 - 2{,}3 \text{ Фм}, \\
R_\parallel &\sim 3{,}4 - 5{,}9 \text{ Фм}, \\
\tau_\perp &\sim 3{,}3 - 4{,}8 \text{ Фм/с}, \\
\tau_\parallel &\sim 2{,}5 - 2{,}8 \text{ Фм/с},
\end{aligned}
$$

что находится в согласии с данными табл. 4.3.

Соотношения (73), полученные для источников, движущихся с фиксированными скоростями, могут измениться при усреднении по импульсному спектру источников*). Для упрощения пренебрежём

*) Приводимые в этом абзаце соображения принадлежат Р. Ледницкому.

в (72) размерами источников и оставим только член, описывающий перекрёстную интерференцию ($\alpha = 1$). Затем усредним (72) и (73) по импульсам источников, излучающих π - мезоны с импульсом $\sim \frac{\vec{P}}{2}$. При этом рассмотрим случай, когда один интерферирующий π - мезон излучается прямо из области взаимодействия, а второй является продуктом распада резонанса (и $y_1 < y_2$). Аналогичная модель рассматривалась в /I46/ при обсуждении предварительных результатов настоящей работы. Детальное изучение этой модели в терминах только m^2 - распределения проделано в работах Томаса /I66/ и Грассбергера /I67/. Усредняя (73) по инклюзивным спектрам $\pi^{\pm}$ - и ρ^0 - мезонов в нашей реакции /96,I65/, получим следующие оценки параметров: $R_\perp \simeq 1{,}3$ Фм, $R_\parallel \simeq 2{,}9$ Фм, $\tau_\perp \simeq \tau_\parallel \simeq 2{,}4$ Фм/с. В этом приближении для наклона B^2 m^2- распределения получим результат, не зависящий от направления наблюдения (см. также /I67/):

$$B^2 \simeq \left(\frac{p^*}{\Gamma m_\pi}\right)^2,$$

где p^* - импульс π - мезона в системе покоя резонанса, Γ - ширина резонанса, m_π - масса π - мезона. Для ρ - мезона это даёт $B \simeq 3{,}3$ Фм. В рассмотренном случае зависимость B от направления может быть связана с суперпозицией вкладов от разных резонансов.

Полученное нами при подгонке по ММП двумерного $\Delta\Delta$ - распределения значение параметра $\lambda = 0{,}5 \pm 0{,}1$ (см. (59)) указывает на сильное подавление интерференции. В работе /I59/ для $\bar{p}p$ - аннигиляции в покое, $\pi^+ p$ - и $K^- p$ -взаимодействий при I6 ГэВ/с были получены следующие значения параметра λ :

$\bar{p}p$ (0): $\lambda = 1{,}22 \pm 0{,}08$,

π^+p (16): $\lambda = 0{,}49 \pm 0{,}02$

K^-p (16): $\lambda = 0{,}41 \pm 0{,}03$.

Видно, что $\lambda \simeq 1$ только в $\bar{p}p$ - аннигиляции.

Наше значение λ согласуется с неаннигиляционными данными. Анализ распределения по множественности пар из области $q_0 \leq 0{,}1$ ГэВ, $q_T^2 \leq 0{,}04$ (ГэВ/с)^2 в сопоставлении с оценками аннигиляционных сечений σ_n^A табл. 3.2 показал, что ~58% рассматриваемых π - мезонов относятся к аннигиляционному каналу. Как показано в работе /168/, при измерении интерференции на смеси событий с разными R, τ эффективное значение λ может оказаться меньше единицы.

Из изложенного выше следует, что наши данные объясняются в МДИ периферическим движением источников. Источниками могут быть резонансы, кластеры или файерболы. Различие значений параметров интерференции в разных реакциях (см. табл. 4.2), может быть связано с различной динамикой процессов образования $\pi^\pm$ - мезонов: непосредственно из области взаимодействия, либо в результате распада движущихся источников π - мезонов (кластеров, резонансов или файерболов).

Для более определённых заключений, в частности, для выбора между моделями покоящихся и движущихся источников, необходимо детальное изучение эффекта интерференции тождественных π - мезонов на существенно более высокой статистике.

Основные результаты, полученные в настоящей главе, могут быть сформулированы следующим образом.

I. Впервые в $\bar{p}p$ – взаимодействиях при высоких (>6 ГэВ) энергиях наблюдался предсказанный Г.И.Копыловым и М.И.Подгорецким эффект интерференции в парах тождественных $\pi^{\pm}$ – мезонов. Интерференция наблюдалась как в переменных $\Delta\Delta$ – диаграммы, так и в спектре эффективных масс пар тождественных пионов.

2. Анализ методических возможностей показал, что камера "Людмила" обладает разрешением достаточным для уверенного измерения эффекта интерференции.

3. Показано, что эффект проявляется одинаково как при использовании $(\pi^{+}\pi^{-})$ – фона, так и при использовании фона ложных комбинаций. Установлено, что эффект проявляется одинаково для $(\pi^{+}\pi^{+})$ – и $(\pi^{-}\pi^{-})$ – пар, а также для пар, летящих в переднюю и заднюю полусферы СЦИ.

4. В рамках анализа $\Delta\Delta$ – диаграммы определены средний размер и время жизни области рождения $\pi^{\pm}$ – мезонов: $\langle R \rangle = 3{,}0\pm0{,}5$ Фм и $\langle \tau \rangle = 3{,}1\pm1{,}6$ Фм/с. Полученные нами величины превышают значения, измеренные для πp –, Kp – и pp – взаимодействий, хотя ошибки наших данных довольно велики в силу ограниченности статистики.

5. Получено указание на вытянутость области генерации $\pi^{\pm}$ – мезонов вдоль оси реакции и на противоположную зависимость от направления наблюдения параметров R и τ, измеренных по $\Delta\Delta$ – диаграмме: $R_{\perp} = (1{,}7\pm0{,}4)$ Фм, $R_{\parallel} = (4{,}4\pm1{,}4)$ Фм, $\tau_{\perp} = (3{,}1\pm1{,}6)$ Фм/с и $\tau_{\parallel} = (1{,}4\pm0{,}5)$ Фм/с.

Показано, что эти параметры необязательно описывают только пространственно-временные характеристики области взаимодействия, но могут в значительной степени определяться движением

источников π - мезонов.

6. Совокупность полученных данных интерпретирована в рамках модели движущихся источников типа кластеров или резонансов, рождающихся периферически. Показано, что параметры области генерации $\pi^{\pm}$ - мезонов в целом воспроизводятся характеристиками ρ^{o} - мезонов, рождающихся в нашей реакции.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты диссертации можно сформулировать следующим образом:

I. Создан универсальный комплекс фортранных программ для ЭВМ БЭСМ-6, предназначенный для инклюзивной обработки данных камерного эксперимента. Комплекс позволяет производить сортировку и сборку событий и накапливать ленты суммарных результатов с набором инклюзивных переменных для событий всех типов, встречающихся в камерном эксперименте.

2. Получены первые данные об основных инклюзивных характеристиках рождения заряженных частиц в $\bar{p}p$ - взаимодействиях при 22,4 ГэВ/с:

а) для $\pi^{\pm}$ - мезонов определены полные инклюзивные сечения, сечения рождения во фрагментационной и центральной областях. Показано, что в области фрагментации протона разность инвариантных сечений рождения π^- - мезонов в $\bar{p}p$ - и pp - взаимодействиях зависит от энергии как $s^{-\frac{1}{2}}$ для $P_{лаб} \geqslant 22{,}4$ ГэВ/с

б) изучен спектр поперечных импульсов π^+ - мезонов и показано, что вклад аннигиляционных π^+ - мезонов растёт с ростом p_T. Спектр $d\sigma(\pi^+)/dp_T^2$ удовлетворительно описывается выражениями статистической и мультипериферической моделей, но в последней со значением массы частицы отличным от m_π.

3. Изучено явление неупругой одиночной дифракции и проведён анализ дифракционно-возбуждённой системы. Найдено, что

- сечение одиночной дифракции $\sigma_D = 2{,}65 \pm 0{,}08$ мбн и

сосредоточено в событиях с малой множественностью (средняя множественность в дифракционных событиях $\langle n \rangle^{D} = 2{,}67 \pm 0{,}03$), дифракционные π - мезоны составляют $\sim 4\%$ от недифракционных;

- дифференциальное сечение $\frac{d\sigma_D}{dM_X^2}$ убывает как M_X^{-2} при $M_X^2 \geqslant 2$ ГэВ^2 в соответствии с 3-померонной моделью инклюзивной дифракции;
- число частиц в дифракционной системе не зависит от передачи $|t'|$, что подтверждает предсказание кластерной модели дифракции.

4. Обоснован способ получения характеристик аннигиляции из сопоставления $\bar{p}p$ - и pp - взаимодействий, для аннигиляционных $\pi^{\pm}$ - мезонов получены оценки инклюзивного сечения, сечения в центральной области, средней множественности и среднего поперечного импульса.

5. Для области фрагментации протона ($x \lesssim -0{,}3$) установлено предсказываемое кварк-партонной моделью степенное поведение структурных функций $\pi^{\pm}$ - мезонов $f^{\pm}(x) \propto (1-|x|)^{n_{\pm}}$ с показателями степени $n_{\pm} \sim 3$.

6. Обнаружена и изучена зарядовая асимметрия π - мезонных спектров в центральной области.

7. Впервые в $\bar{p}p$ - взаимодействиях при высоких энергиях (>6 ГэВ) наблюдался и изучен эффект интерференции тождественных $\pi^{\pm}$ - мезонов. Обнаружено, что средний размер области генерации $\pi^{\pm}$ - мезонов $\langle R \rangle = 3{,}0 \pm 0{,}5$ Фм больше радиуса взаимодействия $R_{вз} = 1{,}36 \pm 0{,}03$ Фм, что указывает на непрямой характер рождения большинства интерферирующих π - мезонов. Получено указание на вытянутость области генерации $\pi^{\pm}$ -

мезонов вдоль оси реакции. Совокупность полученных данных интерпретирована в рамках модели движущихся источников типа кластеров или резонансов, рождающихся периферически, пробег которых от области взаимодействия до распада приводит к расширению области генерации $\pi^{\pm}$ - мезонов по сравнению с областью взаимодействия. Показано, что параметры области генерации $\pi^{\pm}$ - мезонов воспроизводятся характеристиками ρ^{o} - мезонов, рождающихся в нашей реакции.

В заключение мне приятно выразить благодарность многим коллегам за стимулирующее сотрудничество.

Я глубоко благодарен моему научному руководителю И.М.Граменицкому за многолетнее научное руководство, неоценимую помощь и поддержку на всех этапах работы.

Я искренне признателен дирекции Лаборатории высоких энергий ОИЯИ за предоставленную возможность принять участие в актуальных исследованиях, проводимых в ЛВЭ ОИЯИ.

Настоящая работа стала возможной в результате организации и постоянной поддержки сотрудничества со стороны НИИЯФ МГУ, за что я выражаю глубокую благодарность Е.М.Лейкину и В.Г.Шевченко.

Я глубоко признателен Рудь И.Б. за неоценимую поддержку на всех этапах работы.

Приношу свою искреннюю благодарность моим коллегам по работе в ЛВЭ ОИЯИ: Б.В.Батюне, И.В.Богуславскому, А.Валкаровой, В.Врбе, З.Златанову, Р.Ледницкому, Л.А.Тихоновой, Т.П.Топурия, В.Д.Цинцадзе за плодотворное сотрудничество.

Я глубоко признателен покойному Г.И.Копылову, инициировавшему наши исследования по эффекту интерференции, за много-

численные полезные дискуссии. Я благодарен М.И.Подгорецкому за обсуждение результатов изучения эффекта интерференции и конструктивные замечания.

Выражаю свою благодарность сотрудникам ЛВТА ОИЯИ Н.А.Буздавиной, А.Г.Заикиной, Н.С.Заикину, В.Г.Иванову, Л.И.Лепиловой, А.Ф.Лукьянцеву, И.Н.Силину за многочисленные обсуждения вопросов математической обработки данных на ЭВМ и полезные консультации.

Я признателен Р.М.Лебедеву, И.С.Саитову и В.В.Глаголеву за передачу опыта обработки камерных данных.

Я благодарен всем сотрудникам научно-экспериментального отдела водородных камер ЛВЭ ОИЯИ, принимавшим участие в получении экспериментального материала на установке "Людмила".

Большая работа по просмотру плёнки и обработке событий была выполнена коллективом лаборантов: В.А.Васильевой, Н.И.Веселовой, В.И.Молоствовой, М.А.Самоновой и А.А.Стельмах. Всем им автор сердечно благодарен.

Я благодарен всему интернациональному коллективу, участвующему в обработке материалов, полученных на двухметровой водородной камере "Людмила".

Я признателен В.И.Молоствовой за помощь в отладке программ.

Мне приятно поблагодарить Л.П.Блинову, В.А.Васильеву, И.А.Муравьёву и З.И.Санько за помощь в оформлении диссертации.

П Р И Л О Ж Е Н И Е

Формат ленты суммарных результатов LINEX .

Адрес	Тип	Величина
		Область заголовка
I	I	номер эксперимента
2	I	номер кадра (+ плёнки + события)
3	I	дата счёта по LINEX
4	BCD	лаборатория
5	I	число вторичных треков в событиях (включая V^0 и треки распада)
6	I	число π^- - мезонов в событии
7	I	число антипротонов в событии
8	I	число π^+ - мезонов в событии
9	I	число протонов в событии
I0	I	относительный адрес I-го слова массива π^- - треков
II	I	то же для антипротонов
I2	I	то же для π^+ - треков
I3	I	то же для протонов
I4	I	относительный адрес I-го слова массива 2-х частичных комбинаций ($\bar{p}$, π^-)
I5	I	то же для 3-х частичных комбинаций
I6	I	длина массива для одного трека
I7	I	длина массива для одной 2-х частичной комбинации
I8	I	число 2-х частичных комбинаций
I9	I	длина массива одной 3-х частичной комбинации
20	I	число 3-х частичных комбинаций
2I	I	вершина события (код буквы)
22	F	X -координата вершины события
23	F	Y - координата вершины события
24	F	Z - координата вершины события
25	F	S - квадрат энергии в с.ц.м.
26	F	$\sqrt{S}$ - энергия в с.ц.и.
27	F	топология

28	I	число 2-х частичных комбинаций ($\bar{p}$, π)
29	I	число 2-х частичных комбинаций (p , π)
30	I	относительный адрес I-го слова массива 2-х частичных комбинаций (p , π)
31	I	число 2-х частичных комбинаций (π , π)
32	I	относительный адрес I-го слова массива 2-х частичных комбинаций (π , π)
33	I	число 2-х частичных комбинаций (B , B)
34	I	относительный адрес I-го слова массива 2-х частичных комбинаций (B , B)
35	I	относительный адрес I-го слова массива лидирующей частицы
36	F	M_{mis} для события в целом
37	F	резерв
38	F	топологический вес
39	I	число гипотез для V^0
40	I	относительный адрес I-го слова массива V^0
		область треков
		первый трек - пучковый, начинается с адреса 41,
		в порядке гипотез треки расположены так: $\pi^-, \bar{p}, \pi^+, p$,
		все треки распада, все V^0-s

IA= 40+(ITR-1)*IB(16)

IA+ I	F	заряд частицы
2	F	M - масса частицы (<0 для $\bar{\Lambda}$)
3	F	p_x - компонента импульса в лаб. системе камеры
4	F	p_y - компонента импульса в лаб. системе камеры
5	F	p_z - компонента импульса в лаб. системе камеры
6	F	E - энергия в лаб. системе
7	F	p - модуль импульса в лаб. системе
8	F	Δp_x - ошибка компоненты импульса
9	F	Δp_y - ошибка компоненты импульса
10	F	Δp_z - ошибка компоненты импульса
		лабораторная система
11	F	$\theta_в$ - полярный угол трека в системе пучка
12	F	$\varphi_в$ - азимутальный угол трека в системе пучка
13	F	L - длина трека

I4	F	$\Delta_B^2 = -(P_B - P)^2$
I5	F	$\Delta_T^2 = -(P_T - P)^2$
I6	F	M_X^2
I7	F	M_X для трека со знаком M_X^2
I8	F	PT – модуль поперечного импульса
I9	F	P_T^2
20	F	θ –угол трека с пучковым
2I	F	$\cos\theta$
22	F	P_L лаб.– продольный импульс в ЛС
23	F	P_L^2
24	F	Y лаб.– быстрота
25	F	код метки конца трека
26	F	ψ – угол между вектором $\bar{P}_T$ и осью Z в системе пучка
		система центра:
27	F	θ^* – угол трека с пучковым
28	F	$\cos\theta^*$
29	F	P_L^* – продольный импульс
30	F	P_L^{*2}
3I	F	Y^* – быстрота
32	F	$x = P_L^* / P_{max}^*$
33	F	$(E^*/(\pi \cdot P_{max}^*$) – вес для гистограмм
34	F	p^* – модуль импульса
35	F	E^* – энергия
36	F	P_T / P_{max}^*
		анти–лаб. система: недостающий трек
		вторичные треки
37	F	θ_A – угол трека с пучковым
38	F	$\cos(\theta_A)$ / V^o: N неразд. гипотез
39	F	P_L – продольный импульс
40	F	P_L^2
4I	F	Y_A – быстрота / V^o: N вершин
42	F	P – модуль импульса
43	F	E – энергия
44	F	$(E / (\pi \cdot P_{max})$)–вес
45	F	λ – измеренное значение

ЛС: 37 $P_{x\,mis}$, 38 $P_{y\,mis}$, 39 $P_{z\,mis}$, 40 E_{mis}, 4I $|P_{mis}|$, 42 $P_{L\,mis}$, 43 $P_{T\,mis}$, 44 $\psi_{T\,mis}$

46	F	φ - измеренное значение
47	F	$1/(2\pi \cdot P_T)$ - вес для гистограммы
48	F	$M_T = (M^2 + P_T^2)^{1/2}$ - попер.масса
49	F	M_X^2/S
50	F	V°: вес кинематический 50 P_{beam} измеренный
		область 2-х частичных комбинаций
IA=	40+NTR*IB(16)+(ICOM2-1)*IB(17)	
IA+I	F	заряд комбинации
2	F	(отн.адрес I-го трека)*I000+(отн.адрес 2-го трека)
3	F	M_{12}^2 - квадрат эффективной массы комбинации
4	F	Δ_B^2 - передача от пучка
5	F	Δ_T^2 - передача от мишени
6	F	P_T^2 - квадрат поперечного импульса
7	F	P - модуль импульса в с.ц.и.
8	F	$X = P_L^*/P_{max}^*$ в с.ц.и.
9	F	θ - полярный угол в системе Готфрида-Джексона
I0	F	φ - азимутальный угол в системе -"-

ЛИТЕРАТУРА

1. D.Amati, S.Fubini and A.Stanghelini, Nuovo Cim. 26 (1962) 896.
2. A.A.Logunov, M.A.Mestverishvili, Nguen Van Hieu, Phys. Letters B25 (1967) 611.
3. A.A.Logunov, Nguen Van Hieu, in Topical Conf. on High Energy Coll. of Hadrons, v.II, CERN, 68-7, 1968.
4. C.K.Chen, Nucl. Phys. B81 (1974) 18.
5. J.J.J.Kokkedee, Nuovo Cim. 43A (1966) 919.
6. J.Whitmore et al., Phys. Rev. Letters 38 (1977) 996.
7. А.К.Лиходед, П.В.Шляпников, УФН № 124, в.1 (1978) 3.
8. T.Ferbel, prepr. UR-152, Rochester, 1976.
9. H.Goldberg, prepr. NUB-2349, Boston, 1978.
10. R.Slansky, Phys. Reports 11C (1974) 99.
11. J.Whitmore, Phys. Reports 10C (1974) 273.
12. J.Whitmore, Phys. Reports 27C (1976) 189.
13. E.Predazzi, Riv. Nuovo Cim. 6 (1976) 217.
14. В.Г.Гришин, физика ЭЧАЯ, т.7, в.3 (1976) 595.
15. R.P.Feynman, Phys. Rev. Letters 23 (1967) 1415.
16. J.Benecke et al., Phys. Rev. 188 (1969) 2159;
    Phys. Rev. Letters 25 (1970) 1072.
17. U.Amaldi, M.Jacob and G.Matthiae, Ann. Rev. Nucl. Sci. 26 (1976) 385.
18. J.Dias de Deus, Nucl. Phys. B59 (1973) 231.
19. A.Buras and J.Dias de Deus, Nucl. Phys. B71 (1974) 481.
20. V.Barger and R.Phillips, Phys. Letters 60B (1976) 358.
21. И.Я.Померанчук, Е.Л.Фейнберг, Докл. АН СССР 93 (1953) 493;
    E.L.Feinberg, I.Pomeranchuk, Suppl. Nuovo Cim. 3 (1956) 652.
22. M.L.Good, W.D.Walker, Phys. Rev. 120 (1960) 1857.

23. A.Bialas et al., Ann. Phys. 73 (1972) 439.

24. И.М.Граменицкий, З.Новак, Физика ЭЧАЯ т.5, в.I (I974) 63.

25. А.Б.Кайдалов, Пленарный доклад на XУIII межд. конф. по физике высоких энергий, Тбилиси, I976; Труды конференции, Дубна, т.I, AI-27.

26. H.Boggild, T.Ferbel, Ann. Rev. Nucl. Sci. 24 (1974) 451.

27. С.В.Мухин, В.А.Царев, Физика ЭЧАЯ, т.8, в.5 /I977/ 989.

28. H.Satz, Phys. Letters 32B (1970) 380.

29. S.Humble, Nucl. Phys. B76 (1974) 137.

30. Y.Hama, Phys. Rev. D6 (1972) 3306.

31. S.Pokorski, L.Van Hove, Nucl. Phys. B60 (1973) 379.

32. F.Johns, B.Margolis et al., Phys. Rev. Letters 29 (1972) 756.

33. K.Fialkowski and H.I.Miettinen, Nucl. Phys. B103 (1976) 247.

34. S.Pokorski, L.Van Hove, Acta Phys. Pol. B5 (1974) 229.

35. L.Van Hove, S.Pokorski, Nucl. Phys. B86 (1975) 243.

36. L.Van Hove, Acta Phys. Pol. B7 (1976) 339.

37. L.Van Hove, K.Fialkowski, Nucl. Phys. B107 (1976) 211.

38. L.Van Hove, Nucl. Phys. B122 (1977) 525.

39. H.Kirk et al., Nucl. Phys. B128 (1977) 397.

40. D.Everett et al., Nucl. Phys. B73 (1974) 440.

41. А.Б.Кайдалов, Вторая школа физики ИТЭФ, вып.3, М., Атомиздат, I975, с.5.

42. И.М.Дремин, Физика ЭЧАЯ, т.6, вып.I, с.45, I975.

43. Е.М.Левин, М.Г.Рыскин, Письма ЖЭТФ I7 /I973/ 669.

44. А.К.Лиходед, А.Н.Толстенков, Письма ЖЭТФ 20 /I974/ 433.

45. A.Arneodo and G.Plaut, Nucl. Phys. B107 (1976) 262.

46. A.Arneodo and G.Plaut, Nucl. Phys. B113 (1976) 156.

47. V.V.Anisovich and V.M.Shekhter, Nucl. Phys. B55 (1973) 455.

48.H.Goldberg, Nucl. Phys. B44 (1972) 149.

49.В.В.Князев,А.К.Лиходед,В.А.Петров,А.Н.Толстенков, препр. ИФВЭ ОТФ 77-106, Серпухов, 1977.

50.H.Goldberg, Phys. Rev. D6 (1972) 2542.

51.E.H. de Groot and K.Zalewski, Nucl. Phys. B57 (1973) 212.

52.S.J.Orfanidis and V.Rittenberg, Nucl. Phys. B59 (1973) 570.

53.B.Margolis ,W.J.Meggs and N.Weiss, Phys. Rev.D13 (1976)2551.

54.B.R.Webber, Nucl. Phys. B117 (1976) 445.

55.A.H.Muller, Phys. Rev. D2 (1970) 2963.

56.H.M.Chan et al., Phys. Rev. Letters 26 (1971) 672.

57.H.I.Miettinen, Phys. Letters 38B (1972) 431.

58.J.Whitmore et al., Phys. Letters 60B (1976) 211.

59.P.D.Ting, Phys. Rev. 181 (1969) 1942.

60.J.G.Rushbrooke and B.R.Webber, prepr. HEP 77/7, Cambridge, 1977; Phys. Reports 44C (1978) N°1.

61.G.Goldhaber et al., Phys. Rev. 120 (1960) 300.

62. В.Г.Гришин,Г.И.Копылов,М.И.Подгорецкий, ЯФ 13 /1971/ 1116.

63. Г.И.Копылов, М.И.Полгорецкий, ЯФ 15 /1972/322.

64. Г.И.Копылов, М.И.Подгорецкий, ЯФ 18 /1973/ 656.

65. Г.И.Копылов, М.И.Подгорецкий, ЯФ 19 /1974/ 434.

66.V.N.Shuriak, Phys. Letters 44B (1973) 387.

67.G.Cocconi, Phys. Letters 49B (1974) 459.

68.G.I.Kopylov, Phys. Letters 50B (1974) 472.

69. Г.И.Копылов, М.И.Подгорецкий, ЖЭТФ 69 /1975/ 414.

70. Г.И.Копылов, препр. ОИЯИ, Е2-8549, Дубна, 1975.

71.G.I.Kopylov, M.I.Podgoretsky, prepr. JINR, E2-9285, Dubna, 1975.

72.G.I.Kopylov et al., prepr. JINR, E2-9249, Dubna, 1975.

73.A.Giovannini, G.Veneziano, Nucl. Phys. B130 (1977) 61.
74.Б.В.Батюня и др., препр. ОИЯИ, I3-76I5, Дубна, I973.
75.Ю.Бетко и др., препр. ОИЯИ, I-6769, Дубна, I972.
76.Б.В.Батюня и др., препр. ОИЯИ, I3-944I, Дубна, I976.
77.Б.В.Батюня и др., препр. ОИЯИ, I3-97I0, Дубна, I976.
78.И.В.Богуславский и др., препр. ОИЯИ, I-7649, Дубна, I973.
79.И.В.Богуславский и др., препр. ОИЯИ, I3-6I78, Дубна, I97I.
80.Н.Ф.Буланов и др., препр. ОИЯИ, I3-7254, Дубна, I973.
81.Н.М.Вирясов и др., препр. ОИЯИ, I-6769, Дубна, I972.
82.К.И.Губриенко и др., препр. ИФВЭ, ОП 74-55, Серпухов, I974.
83.В.Н.Алферов и др., ЖТФ XIУ /I975/ 2I69.
84.В.Н.Алферов и др., ЖТФ XIУ /I975/ 2I75.
85.В.Н.Алферов и др., ЖТФ XIУ /I975/ 2I83.
86.R.E.Ansorge et al., Phys. Letters 59B (1975) 299.
87.А.Валкарова, З.Златанов, препр. ОИЯИ, I-8905, Дубна, I975.
88.TC Program Library, CERN, v.1,2,3, 1968.
89.Н.А.Буздавина,В.Г.Иванов, препр. ОИЯИ, PI0-7I9I, Дубна, I973.
90.В.И.Рудь,Л.А.Тихонова, ОИЯИ, I-767I, Дубна, I974.
91.В.И.Рудь, ОИЯИ, I0-I0968, Дубна, I977.
92.В.И.Рудь,Л.А.Тихонова, ОИЯИ, БI-I0-I0828, Дубна, I977.
93.L.N.Abesalashvili,..,V.I.Rud,..,V.Simàk, Phys. Letters 52B (1974) 236.
94.E.G.Boos,..,V.I.Rud,..,V.Simàk, prepr. JINR, E1-9781, Dubna, 1976.
95.E.G.Boos,..,V.I.Rud,..,V.Simàk, Czech. J. Phys. B26 (1976) 1281.
96.E.G.Boos,..,V.I.Rud,..,V.Simàk, Nucl. Phys. B121 (1977) 381.
97.E.Bracci et al., CERN/HERA 73-1 , 1973.

98.Yu.M.Antipov et al., Nucl. Phys. B57 (1973) 333.

99.T.Ferbel, prepr. UR-587, Rochester, 1976.

100.V.Blobel et al., Nucl. Phys. B69 (1974) 454.

101.E.G.Boos,..,V.I.Rud,..,T.P.Topuriya, prepr. JINR, E1-11665, Dubna, 1978.

102.J.G.Rushbrooke et al., Phys. Letters 59B (1975) 303.

103.F.Grard et al., Phys. Letters 59B (1975) 409.

104.J.Benecke et al., Nucl. Phys. B76 (1974) 29.

105.E.G.Boos,..,V.I.Rud,..,V.Simàk, prepr. JINR, E1-10423, Dubna, 1977; Physica Scripta 15 (1977) 305.

106.R.Raja, Phys. Rev. D16 (1977) 142.

107.P.V.Chliapnikov, Rapporteurs talk at the 18-th Int. Conf. on High Energy Physics, Tbilisi, 1976.

108.F.T.Dao,J.Lach,J.Whitmore, Proc. Symp. on Antinucleon-Nucleon Interactions, Liblice-Prague, 25-28 June, 1974, CERN 74-18, p.255.

109.M.A.Jabiol et al., Nucl. Phys. B127 (1977) 365.

110.C.P.Ward et al., report on the IV Europien Antiproton Symposium, Strasbourg, France, June 26-30, 1978.

111.Cambridge-FNAL-MSU Collaboration, Analysis of antiproton reactions at 100 GeV/c, preliminary data, subm. to Int. Conf. on High-Energy Physics, Palermo, 1975; J.Whitmore et al., Phys. Rev. Letters 38 (1977) 996.

112.A.M.Rossi et al., Nucl. Phys. B84 (1975) 269.

113.C.Ghesquière, see ref. 108, p.436.

114.R.Hamatsu et al., Nucl. Phys. B123 (1977) 189.

115.D.Gall et al., Proc. Int. Symp. on $\bar{p}p$-Interactions, Loma-Koli, Finland, 1975, p.414.

116.F.Hayot et al., Nucl. Phys. B80 (1974) 77.

117.A.Arneodo and J.L.meunier, prepr. Université de Nice NTH 78/2.

118.R.Hagedorn, Nuovo Cim. Suppl. 3 (1965)147;
Nuovo Cim. 56A (1968) 1027.

119.S.Frautschi, Phys. Rev. D3 (1971) 2821.

120.H.Boggild et al., Nucl. Phys. B57 (1973) 77.

121.H.Braun et al., Proc. of the European Antiproton Symp., Stockholm, 1976, p.337.

122.H.Satz and Y.Zarmi, Nuovo Cim. Letters 15 (1976) 421.

123.H.Satz, prepr. Ref.TH 2532 - CERN, 1978.

124.А.К.Лиходед,А.Н.Толстенков,препр.ИФВЭ 74-51,Серпухов,1974.

125.G.A.Smith, report on the 3rd Int. Winter Meeting on Fundamental Physics, Parador de Sierra Nevada, 1975, on behalf of the FNAL-ISU-UM-MSU-Collaboration.

126.W.H.Sims et al., Nucl. Phys. B41 (1972) 317.

127.D.J.Crennel et al., Phys. Rev. Letters 28 (1972) 643.

128.V.V.Anisovich et al., Nucl. Phys. B55 (1973) 474.

129.J.Elbert et al., Phys. Rev. D3 (1971) 2042.

130.E.G.Boos,..,V.I.Rud,..,V.Simàk, prepr. JINR, E1-10453, Dubna, 1977; Nucl. Phys. B128 (1977) 269.

131.P.V.Landshoff,J.C.Polkinghorne, Phys. Rev. D8 (1973) 4157;
Phys. Rev. D10(1974) 891.

132.J.C.Polkinghorne, Phys. Letters 60B (1976) 281.

133.B.L.Combridge, Phys. Letters 62B (1976) 222.

134.W.Ochs, Cal. Tech. prepr. CALT-68-542, Pasadena, 1976; Nucl. Phys. B118 (1977) 397.

135.K.P.Das and R.C.Hwa, Phys. Letters 68B (1977) 459.

136.R.D.Field and R.P.Feynman, Phys. Rev. D15 (1977) 2590.

137.G.Warren et al., Nucl. Phys. B130 (1977) 367.

138.S.Humble, prepr. Ref.TH.1830 - CERN, 1974.

139.E.Beier et al., Phys. Rev. D17 (1978) 2864.

140.H.Weisberg et al., Phys. Rev. D17 (1978) 2875.

141.T.Ferbel, Phys. Rev. D8 (1973) 2321.

142.В.Г.Гришин, доклад на IУ международном семинаре по проблемам физики высоких энергий, Дубна, 1976.

143.J.Canter et al., prepr. BNL-20516, Brookhaven, 1975.

144.F.Grard et al., Nucl. Phys. B102 (1976) 221.

145.M.Deutschmann et al., Nucl. Phys. B103 (1976) 198.

146.R.Lednicky, report "Two-pion correlations in $\bar{p}p$-interactions at 22.4 GeV/c", in Proc. of the 3rd European Symp. on $\bar{N}N$-Interactions, Stockholm, 1976.

147.V.V.Filippova,..,V.I.Rud,..,V.Simàk, prepr. JINR, E1-11073, Dubna, 1977.

148.А.А.Локтионов,..,В.И.Рудь,..,Е.Эрванне, ЯФ 27 /1978/ 1556.

149.E.Calligarich et al., Nuovo Cim. Letters 16 (1976) 129.

150.G.Boreani et al., report 112-A2-66 on XVIII Int. Conf. on High Energy Physics, Tbilisi, 1976;
Nuovo Cim. 36A (1976) 245.

151.V.Simàk, see ref. 121, p.319.

152.Г.И.Копылов, ЯФ 25 /1977/ 1091.

153.Ю.Д.Баюков и др., препр. ИТЭФ-70, М., 1976.

154.Н.Ангелов и др., препр. ОИЯИ, Р1-10502, Дубна, 1977; ЯФ 26 /1977/ 796.

155.Н.Ангелов и др., препр. ОИЯИ, 1-10714, Дубна, 1977; ЯФ 27 /1978/ 675.

156.C.Angelini et al., Nuovo Cim. Letters 19 (1977) 279.

157.J.S.Pearson et al., prepr. Univ. of California UCD-PPL-77-02-10, Davis, 1977.

158.А.А.Байрамов и др., препр. ОИЯИ, Р1-III70, Дубна, 1977.

159.M.Deutschmann et al., prepr. CERN/EP/Phys 78-1;

160.В.В.Бабинцев и др., препр. ИФВЭ ОЭИПК 78-74, Серпухов, 19787

161.J.Clayton et al., Topical Conf. on High Energy Coll. of Hadrons, CERN 68-7, v.1, p.595, 1968.

162.A.Eskreys et al., Nucl. Phys. B42 (1972) 44;

163.L.Aniola, J.Bartke, T.Toghen, Nucl. Phys. B60 (1973) 338.

164.N.N.Biswas et al., Phys. Rev. Letters 37 (1976) 175.

165.D.I.Ermilova,..,V.I.Rud,..,V.Simàk, Nucl. Phys. B137 (1978) 29.

166.G.Thomas, Argonne prepr. ANL-HEP-PR-76-33, 1976.

167.P.Grassberger, Nucl. Phys. B120 (1977) 231.

168. Р.Ледницки, М.И.Подгорецкий, препр. ОИЯИ, Р2-I2205, Дубна, 1979.