

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ТРУДЫ ОРДЕНА ЛЕНИНА ФИЗИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА им. П. Н. ЛЕБЕДЕВА

Том 108

НЕУПРУГИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
АДРОНОВ С НУКЛОНАМИ
И ЯДРАМИ
ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Главный редактор Трудов ФИАН
академик Н. Г. БАСОВ



ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»
МОСКВА 1979

УДК 539.171.017

1979

В сборнике излагаются результаты исследований множественного рождения частиц в неупругих столкновениях пионов и протонов с нуклонами и ядрами в области энергий 17—200 ГэВ. Дано описание экспериментальных исследований, проведенных методом ядерных эмульсий, на ускорителе Института физики высоких энергий (Серпухов, СССР) и на ускорителе Национальной лаборатории им. Э. Ферми (Батавия, США).

Ответственный редактор тома
академик П. А. ЧЕРЕНКОВ

при
стей
мно
зац
в в
нер
созд
ино
ютс
жео
опи
зад
дер
мы
кла
нав

суд
мос
но
на
сти
вы
ск
ра
пр
до
зр
С
об
з
н
ф
с
н
н

Н 20408—121
055(02)—79 51—78 1704070000

© Издательство «Наука», 1979 г.

М. А. АДАМОВИЧ, Е. И. ВОЛКОВ, И. М. ДРЕМИН, А. М. ДУНАЕВСКИЙ,
В. Г. ЛАРИОНОВА, Г. И. ОРЛОВА, М. И. ТРЕТЬЯКОВА, С. П. ХАРЛАМОВ,
М. М. ЧЕРНЯВСКИЙ, Ф. Р. ЯГУДИНА

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ БЫСТРОТНЫХ ИНТЕРВАЛОВ ЧАСТИЦ В НЕУПРУГИХ pp - И $p\bar{p}$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ ЭНЕРГИЯХ 50—200 ГэВ И КЛАСТЕРИЗАЦИЯ ЧАСТИЦ

1. Введение

Интенсивные исследования процессов множественного рождения частиц при высоких энергиях привели к выяснению ряда характерных особенностей этих процессов (слабый рост с энергией полных сечений и средних множественностей, скейлинг в распределении по числу частиц, кластеризация и т. п.). Хотя полученные результаты заметно ограничили произвол в выборе теоретических моделей протекания процессов множественной генерации, единой сколько-нибудь стройной теоретической картины пока не создано, а имеется несколько разных подходов, претендующих в той или иной степени на описание экспериментальных данных. Широко используются идеи статистики и гидродинамики, мультипериферического и реджеонного подходов, многокомпонентные модели, кварковое и партонное описание неупругих процессов, эйкональное приближение и т. п. В наши задачи не входит здесь обсуждение каждого из этих подходов (обзор их содержится, например, в докладе [1] и в работе [2]). Из всех этих подходов мы остановимся достаточно подробно лишь на мультипериферической кластерной модели и на модели независимого испускания кластеров, как наиболее тесно связанных с темой нашей статьи.

Основная наша задача состоит в том, чтобы по возможности полнее обсудить проблему кластеризации частиц. Это явление, широко дискутируемое уже достаточно долгое время, но привлекающее к себе наиболее пристальное внимание лишь в последнее пятилетие, представляется нам одним из наиболее интересных проявлений динамики адрон-адронных взаимодействий. Можно считать уже твердо установленным тот факт, что частицы в высокоэнергичных соударениях адронов рождаются не поодиночке, а скоррелированы в группы, получившие название кластеров, которые затем распадаются с образованием наблюдаемых вторичных частиц. Относительно природы самих кластеров, их размеров, массы и других свойств пока не достигнуто такого же единодушия. Имеется, по крайней мере, три точки зрения. Две из них являются крайними, противоположными друг другу. Согласно одной из них кластеры не являются сколько-нибудь новыми объектами, а представляют собой обычные хорошо известные пионные резонансы с относительно небольшими массами, хорошо определенными спинами и другими свойствами, которые можно заимствовать из таблиц Розенфельда. Согласно второй точке зрения, появившейся еще в первых работах с космическими лучами, кластеры — это совершенно новые объекты, отличные от обычных резонансов, со значительно большей массой, множественностью при распаде и т. п. Такие объекты, распадающиеся изотропно в соб-

ственной системе, были названы тогда фэйрболами. Надо отметить, однако, что вторая точка зрения никогда не отстаивалась столь же активно, как это обычно делают сторонники чисто резонансной гипотезы. Скорее, она была всегда ближе к третьей, промежуточной гипотезе, которой мы будем придерживаться. Согласно этой гипотезе явление кластеризации обусловлено неким усредненным эффектом образования как обычных резонансов, так

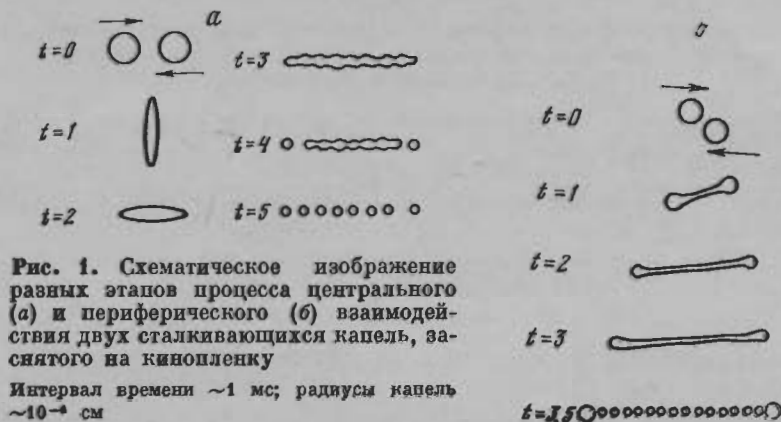


Рис. 1. Схематическое изображение разных этапов процесса центрального (а) и периферического (б) взаимодействия двух сталкивающихся капель, снятого на киноплёнку

Интервал времени ~ 1 мс; радиусы капель $\sim 10^{-4}$ см

и более тяжелых образований, не сводимых к совокупности низкоэнергетических резонансов. Различия между разными авторами, придерживающимися этой точки зрения, обычно проявляются в вопросах о соотношении вклада тех и других, о свойствах более тяжелых кластеров, о возможности их описания как композиции неизвестных еще неупругих пионных резонансов с большими массами или же с помощью чисто статистических моделей и т. п. Качественно необходимость введения более тяжелых кластеров может быть понята, если учесть, что при образовании легких резонансов, быстро движущихся друг относительно друга, слишком много энергии тратится на относительное движение частиц и потому средняя множественность в процессах получается очень низкой и, значит, вклад таких событий невелик, а в случае, когда эти резонансы медленно движутся друг относительно друга, они не успевают быстро разойтись на достаточно большое расстояние и происходят вторичные взаимодействия, приводящие к объединению их в одну кластерную систему. Ясно, что такие рассуждения не могут помочь в определении размеров кластеров. Для этого нужна конкретная динамическая модель. Одну из таких моделей (мультипериферическую кластерную модель) мы рассмотрим подробно ниже и сравним ее с экспериментом, а кроме того, обсудим возможные теоретико-полевые подходы к пониманию явления кластеризации.

Классическим аналогом образования кластеров в адронных соударениях мог бы служить процесс столкновения двух капель воды. Кинетика протекания этого процесса, снятого на киноплёнку и качественно воспроизведенного художником на рис. 1, а, б, весьма наглядна. После образования сплюснутого «блина» внутреннее давление растягивает систему в продольном направлении, а затем в момент равновесия между силами поверхностного натяжения и давлением происходит разбиение образовавшейся системы на отдельные капли. Отличие периферического соударения (рис. 1, б) от центрального (рис. 1, а) проявляется лишь в поперечной компоненте оси симметрии системы и в величине «лидирующих» капель-кластеров. Конечно, нельзя упрощенно переносить эту картину на адронные взаимодействия, так как различия между двумя этими случаями слишком большие (разная природа сил; «размеры» образующихся адронов такие же, как у начальных

частиц, тогда как новые капли воды меньше своих «родителей» и т. п.). Однако наглядность картины, очень напоминающей мультипериферические диаграммы, успехи гидродинамического описания процессов множественного рождения) позволяет надеяться, что указанная аналогия может оказаться успешной.

План статьи таков:

- а) обзор истории вопроса о кластерах,
- б) обсуждение и сопоставление различных предложенных методов обнаружения кластеризации частиц, а также простейших феноменологических моделей,
- в) подробное изложение метода быстрых интервалов,
- г) физическое содержание и параметризация мультипериферической кластерной модели,
- д) сопоставление разных вариантов мультипериферической кластерной модели с экспериментом (особое внимание обращено на распределения по быстрым интервалам как дающим наиболее работоспособный метод разделения разных вариантов и интерпретации кластеров),
- е) обзор теоретико-полевых подходов к интерпретации явления кластеризации;
- ж) рассмотрение технических вопросов (вынесено в Приложения).

2. История вопроса и основные результаты

Идея кластеризации приобрела в последнее время большую популярность. Разнообразные кластерные модели рассматриваются во многих работах и используются при обработке эксперимента. В простейшей форме основная мысль сводится к тому, что процесс рождения частиц при высоких энергиях протекает в два этапа: сначала рождаются скоррелированные группы частиц — кластеры, а затем происходит их распад на наблюдаемые вторичные частицы.

Как известно, первые экспериментальные сведения в поддержку такой гипотезы были получены в 1958 г. группой польских физиков во главе с М. Менсовичем [3], а вскоре вслед за ними японским физиком К. Ниу [4]. Было показано, что при энергиях порядка 10^{12} эВ имеются процессы, в которых относительно медленно в системе центра масс частицы (по современной терминологии — пионизационные) рождаются из двух изотропно распадающихся центров.

По предложению Г. Коккони [5] эти скоррелированные группы частиц были названы фэйрболами.

Масса фэйрбола в таких событиях была оценена порядка 3—4 ГэВ/ c^2 и распадался он в среднем примерно на 7—8 частиц.

Годом позже результаты экспериментов в космических лучах при энергиях около 10^{11} эВ, предпринятых группой ФИАН (Добротин, Славатинский и др.) с использованием камеры Вильсона в магнитном поле ионизационного калориметра, были интерпретированы [6—10] как свидетельствующие в пользу представления о том, что в этой области энергии имеются события, в которых рождается один фэйрбол примерно с такими же характеристиками (изотропный распад, несколько более широкое распределение масс [6] — от 2 до 5 ГэВ/ c^2). При этом в некоторой доли случаев фэйрбол двигался в системе центра масс, что приводило к появлению асимметрии «вперед—назад» в угловом распределении вторичных частиц в индивидуальных событиях («асимметричные ливни»).

В это же время заметное развитие [11, 12] получили высказывавшиеся ранее [13—15] идеи о периферическом характере взаимодействий частиц при высоких энергиях. В частности, фейнмановские периферические диаграм-

мы, изображенные на рис. 2, были использованы в 1961 г. Дреминым и Чернавским [16] для объяснения процессов с рождением одного фэйрбола. Увеличение числа обмениваемых периферических звеньев привело к формулировке мультипериферической схемы [17]. Фейнбергом и Чернавским [18] было отмечено, что наблюдаемая на опыте слабая энергетическая зависимость полных сечений накладывает определенное ограничение (типа правила сумм (см. формулу (30)) на характеристики блоков, рождающихся в узлах мультипериферической цепочки. Для насыщения этого правила сумм

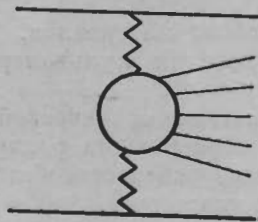


Рис. 2. Диаграмма периферического процесса с образованием пионного фэйрбола

верхняя граница массы группы частиц в блоке должна была заметно превышать массы известных резонансов и достигать примерно 4 ГэВ, что было сопоставлено с массой фэйрбола. Теоретико-полевая модель рождения фэйрболов, основанная на уравнении Бете — Солпитера, была развита в работе Дремнина, Ройзена, Уайта, Чернавского [19] (ее результаты были изложены в докладе [20]). Было показано, что наряду с рождением обычных пионных резонансов (ρ -мезонов и т. п.) в мультипериферическом процессе должны образовываться скоррелированные группы пионов — фэйрболы. Предположения о рождении пионов коррелированными группами высказывались тогда же Фраучи [21] и Кживицким [22]. (Обзоры этого направления см. в [23—25].)

В последние годы, начиная с 1972—1973 гг., изучение двухчастичных корреляций на ускорителях в Серпухове, Батавии и ЦЕРНе выявило наличие сильных ближних корреляций пионов по быстротам¹. На основе этого был сделан вывод о том, что рождение пионов идет через промежуточную стадию образования пионных кластеров. Кластеры, о которых говорят при анализе ускорительных данных, нельзя непосредственно отождествить с фэйрболами, поскольку их масса (по большинству оценок, ~ 2 ГэВ/ c^2) и средняя множественность при распаде ($\sim 3 \div 4$ пионов) заметно меньше соответствующих величин для фэйрболов, наблюдавшихся в космических лучах. Однако разумно предположить, что кластеризация, наблюдаемая в ускорительных экспериментах, представляет собой суммарный, усредненный эффект рождения пионных резонансов и фэйрболов.

При этом ясно, что в зависимости от используемого в эксперименте метода отбора событий предпочтение будет отдаваться тому или иному механизму рождения. При относительно низких энергиях или при выборке событий с малой множественностью более существенным (за счет фазового объема) должен быть вклад процессов с рождением резонансов (или легких фэйрболов). Если же, как это имеет место при регистрации событий в космических лучах, малочастичные процессы детектируются плохо, то следует ожидать большого вклада фэйрболов с большими массами.

¹ Мы подробно остановимся на этих работах при обсуждении методов выделения кластеров. Здесь мы не обсуждаем историю развития новых методов, поскольку все они возникли практически одновременно.

3. Методы обнаружения кластеризации

Предложенные методы выделения кластеризации частиц весьма разнообразны. Прежде чем переходить к их описанию, заметим, что четко выделить отдельный кластер в индивидуальных событиях, по-видимому, удастся лишь в редких случаях (и то при этом на малой статистике всегда возникают сомнения в правильности интерпретации такого выделения). Дело в том, что, во-первых, типы событий весьма разнообразны и нужны специальные методы поиска событий близкого типа, и, во-вторых, кластеры могут сильно перекрываться, например, по шкале быстрот. Поэтому, когда нет специальной выборки событий, речь идет не о том, чтобы разделить все частицы в данном событии по принадлежности их к тому или иному кластеру, а в том, чтобы найти характеристики этих частиц, которые наиболее чувствительны к типу кластеров, из которых те родились. Тем не менее, в силу специфики экспериментов с космическими лучами на первом этапе успех принесли именно попытки выделения индивидуальных событий по их характерным чертам. Ясно, что такой подход не может претендовать на большие статистики и точность.

Перечислим методы, предлагавшиеся для выделения кластеров:

1. Использование λ -координат и диаграмм Даллера—Уолкера [26];
2. Изучение минимумов [27] или корреляций [28] передаваемых 4-импульсов;
3. Выбор максимальных щелей по быстротам между соседними частицами в индивидуальных событиях [29];
4. Изучение дисперсии быстрот [30];
5. Флуктуационный анализ [31];
6. Использование методов теории информации [32];
7. Регистрация рождения тяжелых частиц [33];
8. Перенос заряда из переднего конуса в задний [34] и через заданную точку на шкале быстрот [35];
9. Время жизни кластера в ядерном веществе [26];
10. Двухчастичные корреляции (инклюзивные и полуинклюзивные) [36];
11. Распределение по быстротным щелям [37];
12. Многочастичные корреляции — с помощью распределений по быстротным интервалам [38, 39];
13. Метод u -распределения [40];
14. Парные корреляции как функции массы [36a];
15. γ -фактор симметричной системы [41].

Обсудим некоторые из этих методов, использованных при анализе экспериментальных данных.

Первый из них — метод Даллера—Уолкера — позволил показать [26], что при энергиях $\sim 10^{12}$ эВ имеются так называемые «двугорбые» события.

Исследовалась зависимость величины $dN/d\lambda$ и $\log(F/(1-F))$, где $F = \int_0^\lambda \frac{dN}{d\lambda} d\lambda$,

от $\lambda = -\log \operatorname{tg} \theta_{\text{лаб}}$. $dN/d\lambda$ — распределение частиц в событии по оси λ . Изотропному распределению в координатах $\log(F/(1-F))$ и λ отвечает прямая, проходящая через начало координат. Наблюдались отклонения от линейной зависимости, свидетельствующие о рождении частиц из двух изотропно распадающихся центров при энергии 10^{12} эВ. (В индивидуальных событиях была отмечена «двугорбовость» и в самом распределении $dN/d\lambda$.) Плохая эффективность регистрации событий с малой множественностью в космических лучах приводила к выделению событий, в основном с относительно тяжелыми кластерами, распадавшимися на 7—8 частиц.

При энергии 10^{11} эВ эксперименты в космических лучах показали наличие класса событий, в которых имелся один максимум $dN/d\lambda$, смещенный

относительно нуля в системе центра инерции, что трактовалось как появление одного движущегося фэйрбола. В методе, использующем квадраты переданных 4-импульсов, предполагается, что в событии, упорядоченном по быстротам (или углам) минимальны квадраты 4-импульсов, передаваемых между кластерами. Анализ событий при относительно низких энергиях (24 ГэВ) выявил наличие событий разного типа [42]. Большинство среди них составляли события «фрагментационного» типа, когда возбуждались сами сталкивающиеся частицы, но было обнаружено и событие, которое можно было интерпретировать как пролет первичных частиц без возбуждения с образованием возбужденной пионной системы. Однако при изученных тогда сравнительно низких энергиях нельзя ожидать большой доли таких событий.

Таким образом, на основе проведенного анализа складывалось представление о том, что по мере роста энергии процессы фрагментации насыщаются и переходят в процессы с рождением дополнительных пионизационных блоков (фэйрболов), число которых медленно растет с ростом энергии.

Общим недостатком рассмотренных методов является необходимость изучения и классификации индивидуальных событий, что резко снижает статистику и допускает возможность ошибки из-за флуктуаций, недооценки вклада нейтральных (нерегистрируемых) частиц и т. п.

Остановимся подробнее на тех местах, где возможно использование данных с большой статистикой. Изучение двухчастичных инклюзивных корреляций на ускорительном материале, полученном в ЦЕРНе, привело впервые в 1973 г. [36] к утверждению о рождении кластеров при энергиях 10^{12} эВ. Исследовались корреляционные функции

$$C(y_1, y_2) \equiv \frac{1}{\sigma_{in}} \frac{\partial^2 \sigma}{\partial y_1 \partial y_2} - \frac{1}{\sigma_{in}^2} \frac{\partial \sigma}{\partial y_1} \frac{\partial \sigma}{\partial y_2} \quad (1)$$

или

$$R(y_1, y_2) \equiv \sigma_{in} \frac{\partial^2 \sigma}{\partial y_1 \partial y_2} / \frac{\partial \sigma}{\partial y_1} \frac{\partial \sigma}{\partial y_2} - 1, \quad (2)$$

где быстрота

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_{\parallel}}{E - p_{\parallel}}, \quad (3)$$

E — энергия, p_{\parallel} — продольный импульс частицы.

В случае отсутствия как динамических, так и кинематических корреляций обе эти функции должны обращаться в нуль. Однако в процессах множественного рождения всегда есть кинематические связи, обусловленные законами сохранения энергии-импульса. После их учета «нуль динамических корреляций» смещается к отрицательным значениям $R(0,0)$. Заметим также, что мультипериферический механизм рождения частиц также стремится понизить значения $R(0,0)$ вследствие отталкивания соседних блоков на шкале быстрот. Таким образом, наблюдение положительных значений корреляционных функций свидетельствовало бы о стремлении частиц к тесной группировке.

Заметная положительная величина нормированной корреляционной функции R при $y_1 = y_2 = 0$ ($R(0,0) \simeq 0,6$), наблюдаемая в эксперименте, указывает на сильные ближние корреляции частиц и в рамках модели независимого испускания кластеров интерпретируется как указание на рождение кластеров, распадающихся в среднем на 3—4 частицы. При изотропном распаде кластеров на K частиц, т. е. по закону²

$$G(y_1 - y_2, \delta) = \frac{1}{\delta \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(y_1 - y_2)^2}{2\delta^2} \right] \quad (4)$$

² В формуле (4) G нормировано не на K , а на единицу в целях удобства при дальнейшем использовании.

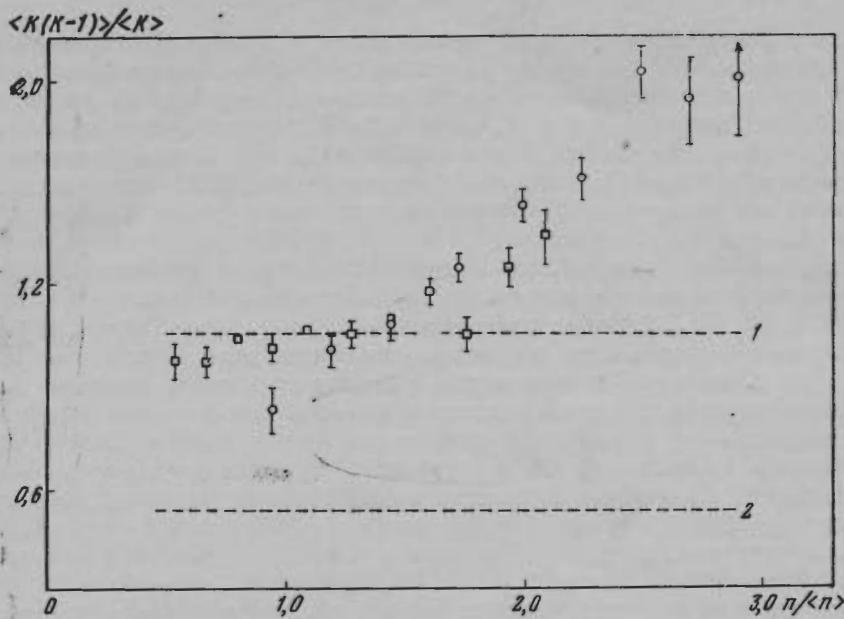


Рис. 3. Зависимость величины $\langle K_{ch}(K_{ch} - 1) \rangle / \langle K_{ch} \rangle$ от числа заряженных частиц $n / \langle n \rangle$

Точки — эксперимент при 200 ГэВ/с; пунктир — возможные зависимости этой величины, когда рождаются только трех- (1) или двухчастичные (2) резонансы

с $\delta \approx 0,85$, нетрудно показать [36], что инклюзивная корреляционная функция (1) в модели независимого испускания кластеров имеет вид

$$C(y_1, y_2) = \frac{\langle K(K-1) \rangle}{\langle K \rangle} \left(\frac{1}{\sigma_{in}} \frac{\partial \sigma}{\partial y} \right)_{y=0} G(y_1 - y_2, \delta \sqrt{2}) \quad (5)$$

(если кластеры равномерно рождаются на шкале быстрот), т. е. величина $C(0,0)$ растет с ростом K и совпадает с известной из эксперимента при $\langle K \rangle \sim 3 \div 4$ [36, 43—53, 58, 73, 74]. Неоднократно высказывалось мнение, что инклюзивные распределения менее чувствительны к механизму рождения, чем полуинклюзивные (при заданной множественности), поскольку в них смешаны вклады от процессов совершенно разного типа. Например, вклад (в точке $y_1 = y_2 = 0$) дальних корреляций, обусловленных неупругими дифракционными процессами, по некоторым оценкам [54] достигает 30% от значения $R(0,0)$. (Несмотря на это, авторы [54] приходят к выводу о распаде кластеров в среднем на 2,4 заряженных частицы.) Заметно меньшее значение полуинклюзивных корреляционных функций при $y_1 = y_2 = 0$, полученное из экспериментальных данных [49, 50], использовалось иногда как указание на меньшие размеры кластеров. Можно показать [43], что в модели независимого испускания кластеров

$$C_n(y_1, y_2) = A_0 \left(\frac{1}{\sigma_n} \frac{\partial \sigma_n}{\partial y} \right)_{y=0} G(y_1 - y_2) - \frac{1 + A_0}{n} \left(\frac{1}{\sigma_n} \frac{\partial \sigma_n}{\partial y_1} \right) \left(\frac{1}{\sigma_n} \frac{\partial \sigma_n}{\partial y_2} \right), \quad (6)$$

где $A_0 = (\langle K(K-1) \rangle / \langle K \rangle)_n$. Из-за наличия отрицательного вклада в (6) значения $C_n(0,0)$ действительно получаются меньше, чем $C(0,0)$, но обработка экспериментальных результатов по формуле (6) опять-таки приводит [43, 55] к значению $\langle K \rangle \sim 3 \div 4$ в согласии с полученным выше результатом. Тем не менее имеются основания считать [56—58], что полуинклюзивные распределения более чувствительны к параметру K , чем инклюзивные. Сравнивая формулу (6) с экспериментом, можно определить

величину A_0 и ее зависимость от числа частиц n . Результаты приведены на рис. 3. Отметим, что здесь даны значения для числа заряженных частиц. Видно, что поведение A_0 при $n < \bar{n}$ можно объяснить трехчастичными резонансами, тогда как рост A_0 при $n > \bar{n}$ требует пуассоновского распределения по числу частиц при распаде кластера (а не δ -функционального, как в распаде резонанса). Ясно, что с учетом факта рождения двухчастичных резонансов это поведение A_0 можно понять, лишь вводя какие-то утяжеленные объекты типа фэйрболов.

Однако ни инклюзивные, ни полуинклюзивные корреляции по быстротам не помогли в выборе между двумя вариантами мультипериферической модели [25, 59, 60], подробно рассмотренной в разд. 5, — в обоих вариантах описание эксперимента было достаточно хорошим, хотя они заметно отличались по роли, которую играли в них тяжелые кластеры. В одном из них образовывался один тяжелый кластер и периферически рождались резонансы, в другом — периферически рождались как кластеры (более легкие, чем кластер в 1 варианте), так и резонансы. Усреднение по всем событиям дает значения $\langle K \rangle$ в обоих вариантах не сильно отличающиеся друг от друга, а потому и двухчастичные корреляции по быстротам не способны различить эти варианты, хотя, конечно, полуинклюзивные корреляции несколько более чувствительны.

Близок к методу двухчастичных быстротных корреляций и способ определения параметров кластеров по распределению щелей между соседними частицами на шкале быстрот [37, 49, 53, 61—67]. Анализируется распределение расстояний r между соседними частицами на шкале быстрот, когда все частицы в событии расположены в порядке возрастания их быстроты. В πp - и pp -взаимодействиях при энергиях Батавии и в pp -взаимодействиях при энергиях ЦЕРНа распределение заряженных частиц при $r > 1,5$ достаточно хорошо описывается экспонентой³

$$w_0(r) \sim \exp[-r/R], \quad (r > 1,5) \quad (7)$$

с величиной $R \sim 1$. В рамках простейшей модели независимого испускания кластеров легко получить связь этой величины R с плотностью кластеров на шкале быстрот $\rho_{cl} \approx 1/R$, откуда следует, что каждый кластер содержит в среднем 2 заряженные частицы (так как экспериментальное значение среднего расстояния между заряженными частицами $\sim 0,5$), т. е. $\langle K \rangle \approx 3$. Нетрудно показать [39], что в той же модели на малых расстояниях распределение должно иметь вид

$$w_0(r) \sim \exp[-\rho_{cl} \langle K_{cl} \rangle r], \quad (r < 1,5), \quad (8)$$

где $\langle K_{cl} \rangle$ — среднее число заряженных частиц в кластере⁴. Обработка тех же данных Батавии показывает, что $\langle K_{cl} \rangle$ заключено в пределах от 2 до 2,5 (т. е. $\langle K \rangle \sim 3 \div 4$) и имеется некоторая тенденция к росту $\langle K_{cl} \rangle$ с ростом энергии.

В работе [64] (см. формулу (34) этой работы) было получено хорошее описание pp -эксперимента при 205 ГэВ при $\rho_{cl} \approx 0,9$ и $\rho_{cl} \langle K_{cl} \rangle \approx 3,1$, т. е. большее значение $\langle K_{cl} \rangle$, чем в работе [39]. Таким образом, можно было бы оценить $\langle K \rangle$ лежащим опять-таки в интервале от 3 до 4 с тенденцией утяжеления кластеров с энергией.

Конечно, проведенные оценки вызывают серьезные возражения [62, 67, 68], поскольку они сделаны в рамках асимптотических предположений модели независимого испускания кластеров или упрощенных мультипериферических моделей и не учитывают полностью законы сохранения. Более д

³ Подробнее см. ниже, формулы (21) и (22).

⁴ Смысл этой формулы весьма нагляден, так как $\rho_{cl} \langle K_{cl} \rangle = \langle n_{cl} \rangle$, где $\langle n_{cl} \rangle$ — средняя плотность заряженных частиц на шкале быстрот.

тальный анализ эксперимента [67, 68], который будет проведен в разд. 6, показывает, что распределения по быстротным щелям недостаточно чувствительны к особенностям кластерных механизмов рождения, а существенно определяются одним лишь распределением по множественности [67] с учетом законов сохранения.

С целью определения размеров кластера было предложено проводить флуктуационный анализ [31, 67, 56, 70—72] событий. Основная идея, лежащая в основе этого анализа, состоит в изучении неоднородностей распределения частиц в фазовом пространстве. Рассматриваются флуктуации интегрального распределения по быстротам y

$$\Phi(y) = \int_{-\infty}^y P(y') dy', \quad (9)$$

где $P(y)$ — дифференциальное распределение частиц по скорости в ансамбле из N событий. Флуктуация задается величиной

$$M(y) = \langle (S_n(y) - \Phi(y))^2 \rangle P(y), \quad (10)$$

где $S_n(y)$ — экспериментальное распределение в данном событии с числом частиц n ($S_n(y) = p/n$), если p из n быстрот меньше y и $\Phi(y) = \langle S_n(y) \rangle$. Усреднение идет по всем N событиям. Роль флуктуаций характеризуется числом

$$\kappa_n = \int_{-\infty}^{\infty} M(y) dy, \quad (11)$$

которое затем сопоставляется с числом κ_{nref} , получаемым из модели в предположении, что кластеризации нет (точнее, нет нескольких заполненных областей в фазовом объеме). Если заполнено несколько областей, то κ_n превышает κ_{nref} .

Несложные преобразования позволяют упростить вид κ_n :

$$\kappa_n = \frac{\sigma}{n^2} \int dy \left(\frac{1}{\sigma_n} \frac{\partial \sigma_n}{\partial y} \right) \langle [n_L(y) - \langle n_L(y) \rangle]^2 \rangle_n, \quad (12)$$

где $n_L(y)$ — число заряженных частиц, расположенных на шкале быстрот слева от данного значения y в конкретном событии.

Экспериментальные значения κ_n при энергиях Батавии равны $\kappa_n \sim 0,8 \div 1,0$ и слабо зависят от множественности n . Обычные статистические флуктуации приводили бы к значению $\kappa_n = 1$. Ограниченность фазового объема снижает κ_n , тогда как кластеризация увеличивает κ_n . Это видно из простейшей модели независимого испускания кластеров без дальнедействующих корреляций, где можно оценить [72] (если $\kappa_n > 1$)

$$\kappa_n \approx 1 + \frac{\langle K_{ch} (K_{ch} - 1) \rangle}{\langle K_{ch} \rangle} \left[1 - \frac{\sigma \delta}{\sqrt{2\pi Y}} + O(1/Y^2) \right]. \quad (13)$$

Рост $\langle K_{ch} \rangle$ увеличивает κ_n , тогда как фазовый объем уменьшает его (вычитаемое в скобках). Однако на основе численных расчетов Лудлама и Сланского [31] можно сделать вывод, что формула (13) лишь весьма качественно и грубо описывает ситуации и может использоваться только для демонстрации общих тенденций.

Лудлам и Сланский [31] показали, что κ_n весьма чувствительна к обоим эффектам и вычислили средние размеры кластеров в конкретной кластерной модели, показав, что они должны распадаться в среднем на 5—6 частиц. Это значение отличается от обсуждавшегося выше $\langle K \rangle = 3—4$, полученного из корреляций и быстротных щелей.

Байером и Бэппом [72] было показано, что величина κ_n определяется только полуинклюзивным спектром и корреляциями, т. е. не зависит от

каких-либо величин, не обсуждавшихся в предыдущих методах. Получившееся отличие в значениях $\langle K \rangle$ они приписывают различию в чисто модельных предположениях и прежде всего в учете дальнедействующих корреляций и законов сохранения.

Таким образом, видно, что в зависимости от модели и правильности учета таких факторов, как дальнедействующие корреляции и законы сохранения, одни и те же данные допускают интерпретацию на языке кластеров, размеры которых меняются в пределах от 3 до 6 частиц, хотя большинство авторов склоняется к тому, что большую вероятность следует приписать оценкам ближе к нижнему пределу (~ 4 частиц).

Несколько иначе подходят к проблеме кластеров, когда используют метод изучения переноса заряда [34, 35, 49, 56, 63, 75—84] через заданную точку на шкале быстрот (в частности, если эта точка есть $y = 0$, то изучается перенос заряда из одной полусферы в другую). Перенос заряда определяется как

$$Z(y) = - \sum_{i=1,2} q_i \theta(y - y_i) + \sum_{i \geq 3} q_i \theta(y - y_i) \quad (14)$$

для реакции соударения частиц 1 и 2 с рождением частиц 3, ... (заряды частиц обозначены через q_i , быстроты через y_i ; θ — обычная ступенчатая функция). Места на графике, где $Z(y) = 0$, называются щелями, а области между ними — зонами (отрицательными или положительными в зависимости от знака $Z(y)$ в них). Как показывает эксперимент [80], число зон и число содержащихся в каждой из зон частиц растут с ростом энергии (в интервале 100—400 ГэВ). На опыте заметно отличие от случайного разброса зарядов [79] и оправдываются гипотезы локальной компенсации зарядов и локального обмена зарядами [35, 75—78, 80, 82, 84], однако модель испускания нейтральных кластеров не подтверждается (согласно оценкам [56, 66, 78] около половины кластеров должны быть заряженными, т. е. положения щелей не совпадают с местами разделения кластеров). Оценки размеров кластеров по этому методу не очень надежны, но лежат в пределах от двух до трех [81] заряженных частиц на кластер, что опять-таки не противоречит полученным выше оценкам.

Подводя итог различным методам обнаружения кластеризации частиц, можно сказать, что, несмотря на небольшое различие в определении кластеров в разных подходах, имеется некая общность в выводах о том, что двухчастичные корреляции частиц не могут быть объяснены за счет образования только лишь хорошо известных резонансов, а указывают на появление больших по массе коррелированных групп частиц.

Надо отметить, однако, что обычно проводится исследование кластеризации с помощью одного или двух методов. В этом отношении выгодно отличается от рассмотренных выше работ цикл статей Арнеодо и Плаута [56, 99], в которых они исследуют процесс с разных точек зрения, анализируя данные о быстротных и зарядовых распределениях, о переносе заряда, об инклюзивных и полуинклюзивных корреляциях по быстройте. В качестве рабочей модели выбрана кластерная модель с локальным обменом зарядом в цилиндрическом фазовом объеме с учетом законов сохранения и эффекта лидирующих частиц, подогнанная так, чтобы описывалось распределение по множественности. После этого производится анализ искусств. событий по методу Монте-Карло и идет сравнение с экспериментом при энергиях Батавии и ЦЕРНа. Авторы приходят к выводу, что наиболее чувствительны к предположениям о кластерах полуинклюзивные распределения. Кластеры должны в среднем распадаться на 2 заряженные частицы (т. е. $\langle K \rangle = 3$), иметь ширину по быстройте $\delta \sim 0,6 \div 0,7$ (что несколько отличается от изотропии (см. (4)) и неудивительно для малочастичных распадов и в 50—60% случаев быть заряженными. Из этого они заключают, что

рождение хорошо известных мезонных резонансов, действительно, может быть ответственным за большую часть кластерных эффектов».

Таким образом, их выводы не противоречат сказанному выше, но лежат вблизи нижней границы оценки размеров кластеров.

Однако надо заметить, что изученная модель полностью феноменологическая. Выбор распределений кластеров, их свойств, параметров, являясь не строго предопределенным какой-либо теоретической схемой, оставляет достаточно произвола в описании процессов, а потому опять-таки трудно считать количественные оценки надежными.

4. Метод быстрых интервалов

Все рассмотренные выше методы помогают в изучении практически лишь двухчастичных корреляций, тогда как для обнаружения тяжелых кластеров, видимо, эффективнее было бы изучать многочастичные корреляции. Именно такой метод было предложено использовать для поиска кластеров в работе [39]. Он был назван методом быстрых интервалов. Экспериментальные распределения по быстрым интервалам были получены в работах [38, 86, 87] и показано [85], что эти распределения противоречат простейшему предположению о независимом рождении частиц.

Быстрый интервал ${}^n r_k$ определяется как разность быстрот двух частиц в заданном событии с n заряженными вторичными частицами, причем между этими двумя частицами на шкале быстрот находится k других частиц⁶, т. е.

$${}^n r_k = y_{i+k+1} - y_i \quad (0 \leq k \leq n-2), \quad (15)$$

где $1 \leq i \leq n-k-1$. Распределения по быстрым интервалам получают на опыте путем суммирования по всем возможным выборам пар частиц (сумма по индексу i) в каждом событии с данной множественностью n , а затем суммированием всех таких событий (опять-таки с фиксированным n). Теоретические расчеты таких распределений могут быть проделаны аналитически в рамках простейших моделей (или с помощью ЭВМ в более сложных моделях). В первом случае можно проследить за качественными эффектами, вызываемыми кластеризацией частиц, тогда как вычисления на ЭВМ допускают полное количественное сопоставление теории и эксперимента.

4.1. Модель независимого испускания частиц

В качестве простейшей отправной модели, допускающей аналитическое решение задачи, рассмотрим [85] модель независимого испускания частиц. Хотя, как подчеркивалось выше, такая модель не описывает экспериментальные данные даже по двухчастичным корреляциям, мы рассмотрим ее в целях полноты изложения. В модели предполагается, что каждая частица в n -лучевом событии рождается независимо от других. Обычно принимается равновероятное распределение частиц во всей физической области $0 \leq y \leq Y = \ln \frac{2E_\pi}{\mu M}$ (E_π и μ , M — энергия в лабораторной системе и массы сталкивающихся частиц). Такое распределение появляется в асимптотике и для мультипериферической модели, если в каждой вершине диаграммы рождается по одной частице.

В терминах относительных быстрот $\Delta = y/Y$ проблема сводится к нахождению распределения интервалов в системе n точек, случайно брошенных

⁶ Рассмотренные выше быстрые щели являются частным случаем быстрых интервалов при $k=0$, т. е. пустыми быстрыми интервалами. Таким образом, предлагаемый метод обобщает метод быстрых щелей.

на единичный отрезок. Из теории вероятности хорошо известно, что простые геометрические соображения приводят к следующему результату: вероятность двум точкам, брошенным случайно на единичный отрезок, находиться на расстоянии от Δ до $\Delta + d\Delta$ равна

$$dw_2 = (1 - \Delta) d\Delta. \quad (16)$$

Ясно, что вероятность того, что k частиц попадут в интервал Δ , а оставшиеся $n - k - 2$ частицы будут лежать вне этого интервала, равна $\Delta^k (1 - \Delta)^{n-k-2}$. Следовательно, искомая вероятность распределения длин интервалов между частицами равна

$$\frac{dw_k^{(n)}}{d\Delta} = n C_{n-1}^k \Delta^k (1 - \Delta)^{n-k-1}, \quad (17)$$

где $n C_{n-1}^k$ — комбинаторный коэффициент, равный произведению числа возможных выборов первой из «бросаемых» частиц на число возможных способов выбора k частиц из оставшихся $(n - 1)$ частиц. При $k \neq 0$ эти распределения обладают максимумом, который линейно растет с ростом номера k и падает с увеличением полной множественности n (при заданном k):

$$\Delta_{(\max)} = \frac{k}{n-1}. \quad (18)$$

Отметим интересную особенность этой формулы — если при разных значениях множественности n выбирать такие величины k , что отношение (18) не меняется, то максимумы таких распределений должны лежать в одном месте. Поэтому если в качестве новой переменной выбрать величину

$$z = \Delta \frac{n-1}{k}, \quad (19)$$

то распределения $dw_k^{(n)}/dz$ должны обладать максимумами, лежащими в одном и том же месте по шкале z . Смещение этих максимумов должно служить непосредственным указанием на отклонения от модели независимого рождения частиц. Как мы увидим при сопоставлении с экспериментом, сами экспериментальные распределения по Δ заметно отличаются от даваемых формулой (17). Независимое рождение частиц приводит к слишком большим быстротным интервалам в сравнении с экспериментальными данными. Поэтому для наблюдения этого отличия совсем не требуется отдельно следить за положением максимума. Однако такая переменная, видимо, может оказаться полезной при анализе движения максимумов за счет кластеризации частиц, так как характер этого движения зависит от типа рождающихся кластеров.

4.2. Модель независимого рождения кластеров

Основной недостаток модели независимого рождения частиц (большие быстротные интервалы) можно устранить, если рассмотреть рождение частиц коррелированными группами, кластерами, с относительно малыми интервалами между соседними частицами. В соответствии с этим задача сводится к нахождению распределения быстротных интервалов, если на ось быстрот мы случайно бросаем частицы (точки) не поодиночке, а группами-гребенками [39]. Каждая такая гребенка представляет собой кластер, тогда как «зубья» этой гребенки — частицы, на которые распадается данный кластер. Случайно брошенные гребенки, конечно, могут и перекрываться. Проводимое нами рассмотрение учитывает и такую возможность, в отличие от тех методов выделения кластеров, где требовалось, чтобы эти гребенки были достаточно четко разделены в индивидуальных событиях. Поэтому в методе быстротных интервалов можно использовать всю экспериментальную ста-

тистику. Быстротные интервалы — это как раз и есть интервалы между зубьями, пронумерованными в порядке возрастания быстроты. Под гребенками мы будем понимать кластеры, распадающиеся изотропно, т. е. по закону (4), на K частиц.

Для того чтобы не вводить усложнений, связанных с конечностью интервала быстрот Y_α и конечностью ширины гребенки δ , рассмотрим асимптотический предел $Y \rightarrow \infty$, т. е. будем бросать гребенки конечной ширины δ на бесконечную ось быстрот с равномерным распределением центров этих гребенок-кластеров. Пусть центр некоего кластера попал в точку \hat{y} . Тогда вероятность того, что ни одна из K частиц этого кластера не попадет в интервал (y', y'') , будет равна

$$w = \left(1 - \int_{y'}^{y''} G(y - \hat{y}) dy\right)^K, \quad (20)$$

где $G(y - \hat{y})$ задано формулой (4).

Если две частицы попадают точно на края интервала (y', y'') , то соответствующая вероятность будет пропорциональна $G(y - \hat{y}) G(y'' - \hat{y})$, т. е. вероятность того, что две частицы лежат на краях интервала, а остальные $(K - 2)$ вне его, пропорциональна второй производной — $\partial^2 w / \partial y' \partial y''$. Вероятность частице попасть внутрь интервала дается интегралом $\int_{y'}^{y''} G(y - \hat{y}) dy$.

Поэтому заменив множитель (-1) в скобке формулы (20) на некую постоянную α , дифференцируя k раз по α и затем полагая опять $\alpha = -1$, мы найдем вероятность найти точно k частиц в интервале (y', y'') . Принимая пуассоновское распределение по числу кластеров, суммируя по всем кластерам и интегрируя по положениям их центров, нетрудно получить инклюзивную вероятность $w_k(r)$ появления быстротных интервалов, содержащих внутри себя k частиц, как функцию от длины этих интервалов $r = y'' - y'$:

$$w_k(r) = \frac{\partial^k}{\partial \alpha^k} \left[\frac{1}{\rho_{cl} K \alpha^2} \frac{\partial^2}{\partial r^2} D(\alpha, r) \right]_{\alpha=-1}, \quad (21)$$

где

$$D(\alpha, r) = \exp \left[\rho_{cl} \int_{-\infty}^{\infty} d\hat{y} \left[\left(1 + \alpha \int_0^r G(y - \hat{y}) dy\right)^K \right] - 1 \right], \quad (22)$$

ρ_{cl} — плотность кластеров на шкале быстрот.

При $k = 0$ из (21), (22) легко получить формулы (7) и (8), дающие разные экспоненциальные зависимости распределений быстротных щелей при малых и больших размерах щелей. При $k \neq 0$ характер получающихся распределений отвечает качественно зависимостям вида

$$w_k(r) \sim r^k \exp(-r/r_0) \quad (23)$$

при разных значениях r_0 , т. е. имеются максимумы в распределениях, положения которых линейно растут с ростом k . Для полуинклюзивных распределений они, естественно, сдвигаются в область меньших длин интервалов при больших множественностях. Однако наиболее важный вывод состоит в том, что максимумы смещены к меньшим значениям r в случае рождения кластеров по сравнению с моделью независимого испускания частиц. Этот вывод, конечно, очевиден и из простейших интуитивных соображений. Сравнение рассмотренных моделей позволяет качественно оценить величину эффекта кластеризации, с помощью рассмотрения многочастичных корреляций.

Изученные модели обладают тем преимуществом, что допускают аналитическую трактовку кластеризации. Однако оно достигается ценой отказа от многих существенных ограничений и введения дополнительных предположений. Мы имеем в виду отсутствие в них ограничений, связанных с зако-

нами сохранения, введение несколько произвольных (хотя и имеющих обоснование в рамках мультипериферического подхода) распределений по числу кластеров и по положению их центров, предположения о распаде кластеров, а также такие следствия этих моделей, как не описывающее эксперимент распределение по множественности и т. п. Численные значения ρ и K , которые получаются при сопоставлении таких моделей с экспериментом, отражают, скорее, качественные тенденции их изменения при переходе от одной модели к другой, нежели могут рассматриваться как реальные параметры схемы. Они заметно изменяются при правильном учете законов сохранения, распределения по множественности и т. п. Эти модели нужны нам лишь как демонстрация качественных тенденций, из которых грубо (но зато быстро, аналитически) можно оценить основные характеристики и их поведение.

Количественное сравнение с экспериментом и определение параметров кластеров, конечно, надо проводить в рамках моделей, которые правильно учитывают законы сохранения, предсказывают разумное энергетическое поведение сечений, достаточно хорошо воспроизводят основные одно- и двух-частичные инклюзивные распределения. Поэтому мы перейдем к описанию полуфеноменологической модели неупругих процессов, которая имеет серьезные теоретические основания, наиболее полно развита в теоретическом отношении (что позволяет существенно ограничить ее параметры) и в расчетном отношении доведена до уровня, который позволяет любое сопоставление с экспериментом по всем возможным характеристикам.

5. Мультипериферическая кластерная схема и моделирование искусственных событий

5.1. Общие соображения

В этом разделе мы подробно опишем физическое содержание и параметризацию мультипериферической кластерной модели, которая использовалась для детального сопоставления с экспериментальными данными вплоть до $E_{\text{л}} \leq 200$ ГэВ. Кластерным моделям посвящена обширная литература, но, по нашему мнению, требования, которые обычно предъявляются к моделям, недостаточны, чтобы можно было проводить количественное сравнение с экспериментом.

Конечно, к модели неупругих процессов необходимо предъявлять общие требования, связанные с ее теоретической обоснованностью и с возможностью найти соответствие между используемыми в ней параметрами и характеристиками упругого рассеяния. Ни одна из перечисленных выше моделей не может считаться удовлетворяющей этим условиям. Но есть и специфические требования, которые надо предъявлять к модели, когда претендуют на количественное описание эксперимента.

1. Модель должна помимо сравнительно тяжелых кластеров содержать еще по крайней мере два механизма, обеспечивающих наблюдаемые на опыте процессы рождения резонансов и процессы неупругой дифракции. Эти механизмы не аддитивны и могут одновременно участвовать в одном и том же элементарном акте.

2. Модель должна давать исчерпывающую информацию для всестороннего сравнения ее с экспериментом.

3. Модель должна быть проверена в достаточно широком интервале энергий.

4. Необходимы одновременные расчеты реакций, вызванные разными начальными частицами (например, pp и pp). Последние два требования должны быть выполнены при одном наборе основных параметров.

Для построения модели, удовлетворяющей перечисленным требованиям, мы используем мультипериферическую модель, основанную на уравнении

Бете — Солпитера [19, 23]. В этой модели процесс множественной генерации адронов описывается набором мультипериферических диаграмм (см. рис. 4). Этот набор есть не что иное, как итерационное решение мультипериферического уравнения ($t = 0$)⁶

$$A_1^I(S) = A_1^{-I}(S) + \frac{1}{16\pi^2 k S} \int \frac{dk^2 dS_1 dS_2}{(k^2 + \mu^2)^2} \bar{A}_1^I(S_1, k^2) A_1^I(S_2, k^2), \quad (24)$$

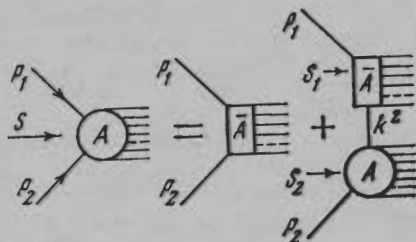
которое можно представить графически следующим образом (рис. 5).

Здесь $A_1(S, k^2)$ — амплитуда упругого рассеяния при $t = 0$, связанная с полным сечением взаимодействия по оптической теореме

$$A_1(S, k^2) = \sigma(S, k^2) \sqrt{(S + k^2 - \mu^2)^2 + 4k^2 \mu^2}, \quad (25)$$

а $\bar{A}_1(S, k^2, p^2)$ — ее неприводимая часть, т. е. сумма всех диаграмм, у которых в t -канале может быть обмен чем угодно, но только не одним π -мезоном. Пара-

Рис. 4. Графическое изображение итерационного решения уравнения Бете—Солпитера. Практически оказывается, что вплоть до $E_{\text{д}} \approx 400$ ГэВ важны диаграммы с числом блоков не более четырех



метр $\kappa \approx (\sigma_{\text{tot}}/\sigma_{\text{inel}})^2 \approx 1,5$ позволяет в грубом приближении учесть унитарность в S -канале и этот вопрос мы обсудим отдельно (см. п. 5.3).

В неприводимую часть относятся, очевидно, двухчастичные процессы, которые мы подразделяем на резонансные (при малых энергиях) и дифракционные. Однако, как показано в [18, 101], этих двух вкладов недостаточно, чтобы периферические одномезонные взаимодействия обеспечили правильное поведение полных сечений и средней множественности как функции энергии.

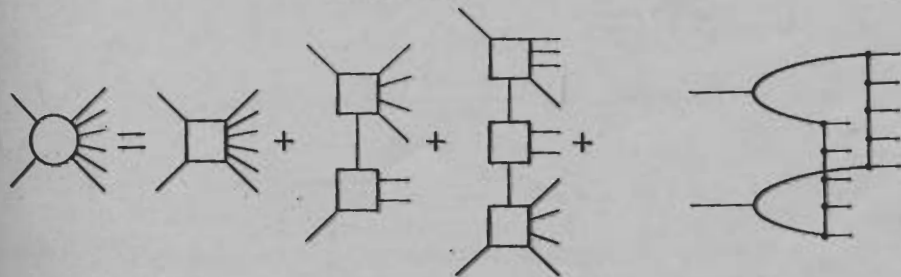


Рис. 5. Графическое изображение уравнения Бете—Солпитера

Рис. 6. Диаграмма процессов множественной генерации с рождением нескольких мультипериферических лесенок

Из этого вытекает необходимость введения в схему еще одного неприводимого процесса, который в отличие от двух вышеперечисленных, является существенно неупругим (см. также разд. 7, формулу (53)). Блок мультипериферической диаграммы, в котором происходит неупругое неодномезонное рассеяние, будем называть фэйрболом и общее выражение для $\bar{A}_1(S, k^2, p^2)$ примет вид

$$\bar{A}_1(S, k^2, p^2) = \bar{A}_1^{\text{Res}}(S, k^2, p^2) + \bar{A}_1^{\text{dif}}(S, k^2, p^2) + \bar{A}_1^{\text{fb}}(S, k^2, p^2). \quad (26)$$

⁶ Уравнение (24) написано для фиксированного изотопического спина I в t -канале. Везде ниже мы используем только уравнение для $t = 0$.

Наше теоретическое определение фэйрбола формально более широкое, чем определение, данное объектам, наблюдавшимся в космических лучах. Под него, в частности, попадают и процессы с рождением двух и более мультипериферических лесенок (рис. 6), свойства которых изучены в работе [102]. Для того чтобы окончательно определить фэйрбол, необходимо перечислить характеристики неупругих неприводимых процессов или, другими словами, задать способ распада блока мультипериферической цепочки на отдельные частицы. Это мы сделаем ниже (см. п. 5.4), а пока ограничимся только выбором амплитуды $\bar{A}_1(S, p^2, k^2)$ ⁷.

При описании реальных πp -, pp -столкновений в рамках мультикластерной модели возникает, вообще говоря, три типа кластеров-фэйрболов: NN -кластер — когда обе частицы, при столкновении которых образуется кластер, являются нуклонами (барионное число $B = 2$, масса $\mathfrak{M} = \sqrt{S}$, S — квадрат энергии в с. ц. м.); πN -кластер — когда только одна частица нуклон ($B = 1$), а вторая — пион (реальный или виртуальный); $\pi\pi$ -кластер — обе частицы, рождающие кластер, являются пионами ($B = 0$). Для $\pi\pi$ -кластеров мы и будем использовать старое название — фэйрбол.

5.2. Параметризация $\bar{A}_1(S, p^2, k^2)$

Форм-факторы всех членов в уравнении (26) мы выбрали в факторизующемся по квадратам переданных 4-импульсов виде, а именно:

$$\bar{\sigma}(S, k^2, p^2) = \sigma^{Res}(S, k^2, p^2) F^R(k^2) F^R(p^2) + \sigma^{dif}(S, p^2, k^2) F^d(p^2) F^d(k^2) + \sigma^{cl}(S, k^2, p^2) F^{cl}(k^2) F^{cl}(p^2). \quad (27)$$

Вид функций σ^{Res} , σ^{dif} на массовой поверхности определяется экспериментальными данными⁸, а величина σ^{cl} , вообще говоря, произвольна и от ее выбора зависят свойства всей схемы.

Мы рассмотрели два предельных варианта [59, 60, 103]:

I.

$$A_1^{cl} = a_{cl} \left(1 - \frac{z_{пор}}{z}\right) \left(\frac{pkz}{\mu^2}\right)^{\bar{l}} \theta(z - z_{пор}) \quad (28)$$

см. рис. 7, а), где \bar{l} близко к 1, $z = \frac{S + p^2 + k^2}{2pk}$.

II.

$$A_1^{cl} = \beta \left[1 - \left(\frac{S_{пор}}{S}\right)^2\right] \frac{1}{V S / S_0} \sqrt{S + p^2 + k^2} \sqrt{S + p^2 + k^2 + 4k^2 p^2}, S_0 = 1 \text{ ГэВ}^2 \quad (29)$$

(см. рис. 7, б). Точные значения всех параметров выписаны ниже (с. 21).

В первом варианте непериферические (центральные) взаимодействия практически не убывают с энергией и составляют заметную долю полного сечения. Во втором варианте, где $\sigma^{cl}(S) \sim 1/\sqrt{S}$, центральные взаимодействия при больших энергиях исчезают и все неупругое сечение описывается только периферическими диаграммами. В работе [104] показано, что только при $\sigma^{cl} \sim 1/\sqrt{S}$ можно согласовать поведение сечений πN - и NN -взаимодействий при умеренных ($E \simeq 10 \div 20$ ГэВ) и больших энергиях, т. е. решить совместно задачу о положениях и вычетах вакуумных полюсов P и P' в чисто периферической модели.

⁷ Мы совершенно оставляем в стороне вопрос о механизме образования кластера и об эволюции этого механизма с ростом массы кластера. Для наших целей достаточно только знать, что неупругие неоднородные процессы необходимы для описания множественной генерации. Один из возможных механизмов образования кластера рассматривается в работе [110].

⁸ Таблицы резонансов, которые мы используем, помещены в работах [59].

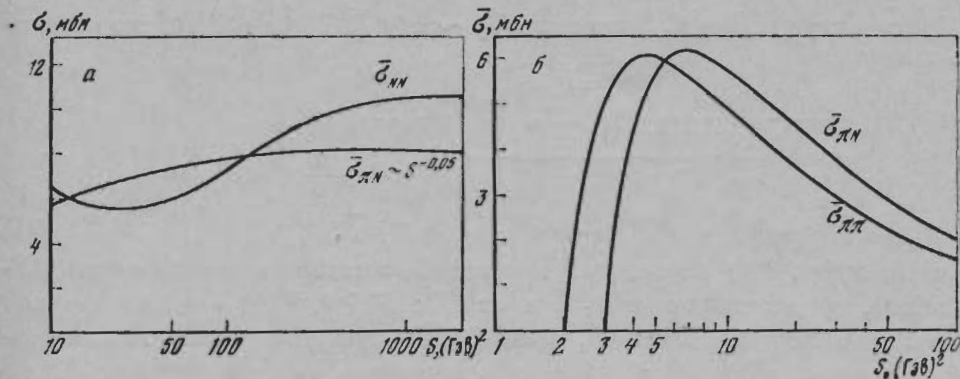


Рис. 7. Сечение рождения кластера как функция его массы в случае первого (а) и второго (б) вариантов мультипериферической кластерной модели

Повторим кратко рассуждения этой работы. Из эксперимента известно, что полусумма полных сечений π^+p - и π^-p -взаимодействий с хорошей точностью аппроксимируется зависимостью (в области $E < 100$ ГэВ)

$$\sigma_{\pi N}(S) = \sigma_{\pi N}(\infty) \left(1 + \frac{1}{\sqrt{S/S_0}} \right),$$

где $\sigma_{\pi N}(\infty) = 22$ мбН, $S_0 = 1$ ГэВ².

Тогда периферическая часть полного сечения NN -взаимодействий, согласно (24), равна

$$\begin{aligned} \sigma_{NN}^{\text{периф}} = & \frac{1}{16\pi^2} \int \frac{dk^2 F(k^2)}{(k^2 + \mu^2)^2} \int_{(M+\mu)^2}^{S_1 \text{ max}} dS_1 \bar{A}_1^{\pi N}(S_1, k^2) \times \\ & \times \left[\frac{1}{2} K^2(S_1, k^2) + \frac{2}{3} \frac{1}{\sqrt{S}} K^{3/2}(S_1, k^2) \right]. \end{aligned} \quad (30)$$

Здесь мы взяли интеграл по S_2 и обозначили $F(k^2)$ — форм-фактор для сечения πN -взаимодействий, а

$$K(S_1, k^2) = \left[\sqrt{(S_1 + k^2 - M^2)^2 + 4k^2 M^2} - (S_1 + k^2 - M^2) \right] / 2M^2.$$

Функция $K(S_1, k^2)$ всегда меньше, а в некоторых областях (S_1, k^2) существенно меньше единицы. Первый член в квадратных скобках в (30) $\sim K^2$ дает постоянный вклад в σ_{NN} , т. е. обеспечивает вычет в полюсе Померанчука β_P^{NN} , а второй $\sim K^{3/2}$ дает вклад в P' -полюс.

Если мы хотим построить чисто периферическую схему для NN взаимодействий (за исключением аннигиляционных процессов), то

$$\sigma_{NN}^{\text{периф}} = \sigma_{NN}^{\text{неупр}} - \sigma_{NN}^{\text{анниг}},$$

и, как известно из эксперимента, эта разность выходит с ростом энергии на константу снизу, т. е. нужен такой выбор \bar{A}_1^{cl} , чтобы в схеме была возможность получения отрицательного вычета P' -полюса для NN -рассеяния.

Если $\bar{A}_1^{\pi N} = A_1^{\text{Res}}$, т. е. вклад в интеграл по S_1 в (30) ограничен малыми энергиями, то вычет в P' -полюсе $\beta_{P'}^{NN}$ будет больше, чем β_P^{NN} , так как $3/2 < 2$, а $K(S_1, k^2) < 1$. Численные расчеты с разными $F(k^2)$ показали, что при $\bar{A}_1^{\pi N} = A_1^{\text{Res}}$ отношение $\omega = \beta_{P'}^{NN} / \beta_P^{NN}$ равно $2,2 \div 2,5$, что резко противоречит эксперименту.

Пусть теперь кроме A_1^{Res} имеется $\sigma_{\pi N}^{cl} \sim \alpha/\sqrt{S}$. Тогда (30) можно переписать в виде

$$\begin{aligned} \sigma_{NN}^{периф} &= \frac{1}{16\pi^2 k} \int \frac{dk^2 F(k^2)}{(k^2 + \mu^2)^2} \int^{S_{max}} dS_1 \left[A_1^{Res}(S_1) + \right. \\ &+ \left. \frac{\alpha}{\sqrt{S_1}} \sqrt{(S_1 + k^2 - M^2)^2 + 4k^2 M^2} \right] \left[\frac{1}{2} K^2 + \frac{2}{3} \frac{1}{\sqrt{S}} K^{1/2} \right] = \\ &= P^{(Res)} + P^{(cl)} + P'^{(Res)} - P'^{(cl)} + c \ln S/\sqrt{S}, \end{aligned} \quad (31)$$

где через $P^{(Res)}$, $P^{(cl)}$ обозначены постоянные составляющие в сечении NN -процессов, происходящие от A_1^{Res} и от \bar{A}_1^{cl} ; $P'^{(Res)}$, $P'^{(cl)}$ — падающие как $1/\sqrt{S}$ составляющие и, наконец, $c \ln S/\sqrt{S}$ — разрезный вклад, возникающий при вычислении периферического интеграла от произведения \bar{A}_1^{cl} на P' вклад в $\sigma_{\pi N}^{tot}$. Из (31) видно, что кластерный механизм дает отрицательный вклад в падающую $\sim 1/\sqrt{S}$ часть. Наряду с этим появляется положительный вклад типа $c \ln S/\sqrt{S}$, который в рассматриваемой области энергий ведет себя существенно более плавно, чем $1/\sqrt{S}$.

Отсюда следует, что при наличии $\sigma^{cl} \sim 1/\sqrt{S}$ можно так подобрать параметры, что $\sigma_{NN}^{периф}$ совпадает с экспериментальным неупругим сечением pp -рассеяния.

Для определения свободных параметров мы использовали прежде всего экспериментальную информацию о ходе неупругих сечений и средней множественности πN - и NN -взаимодействий в интервале энергий $10 \text{ ГэВ}^2 \leq S \leq 400 \text{ ГэВ}^2$. Выбор именно этих величин определяется тем, что они экспериментально измерены точнее, чем другие характеристики неупругих процессов.

При малых энергиях ($S \simeq 10 \div 15 \text{ ГэВ}^2$) в вершинах мультипериферической цепочки участвуют только амплитуды A_1^{Res} , $A_{1\gamma}^9$. Вычисление с помощью (24) $\sigma_{\pi N}$, σ_{NN} в этих областях накладывает два условия на параметры. Еще два условия мы получим, рассмотрим область $S = 400 \text{ ГэВ}^2$, поскольку в этой области велика роль кластеров и интегральный член в (24) существенно зависит от параметров $\bar{A}_1^{cl}(S, p^2, k^2)$.

Практически оказывается, что если теоретически вычисленные неупругие сечения $\sigma_{\pi N}$ и σ_{NN} совпадают с экспериментальными при $S \simeq 10 \div 15$ и $S \simeq 400 \text{ ГэВ}^2$, то они хорошо совпадают и при промежуточных энергиях. Для нахождения остальных условий на параметры мы использовали такую физическую величину, как средняя множественность при энергиях $S \simeq 50 \text{ ГэВ}^2$, где кластеры только вступают в игру, и при $S \simeq 400 \text{ ГэВ}^2$, где их уже много.

Перечисленных выше величин достаточно для определения всех свободных параметров. Ниже выписаны функциональные зависимости, которые мы выбирали по принципу максимальной простоты, и значения всех параметров для I и II вариантов (для нулевого изотопического спина в t -канале).

Приведенные выше наборы параметров не являются абсолютно жесткими¹⁰ и можно найти другие наборы, в которых все параметры взаимосвязанно изменяются на $10 \div 15\%$. Такая возможность обусловлена: а) ошибками в измерении экспериментальных величин (особенно упругого сечения) в области малых энергий; б) недостаточно хорошо измеренной амплитудой резонансного вклада совместно с нерешенной еще проблемой выделения фона из-под ре-

⁹ В случае πN - и NN -процессов необходимо к амплитуде резонансного взаимодействия добавить вклад псевдоскалярного взаимодействия (γ_5 -вершины), которого нет в $\pi\pi$ -процессах из-за отрицательной G -четности π -мезона.

¹⁰ Жестким является требование определенного поведения на массовой поверхности сечений $\bar{\sigma}_{\pi\pi}^{cl}$ и $\bar{\sigma}_{\pi N}^{cl}$.

I вариант

$$\bar{A}_1^{Res} = 2pk \sqrt{z^2 - 1} \sum_i \frac{a_i}{(z/z_i - 1)^2 + b_i^2} \times$$

$$\times F^R(k^2) F^R(p^2)$$

$z_i = \frac{S_i + k^2 + p^2}{2pk}$; $S_i = m_i^2$; m_i — масса резонанса; величины a_i, b_i выбраны так, что на массовой поверхности вычисленное сечение совпадает с экспериментальным в резонансной области [см. [106]]

$$F^R(p^2) = (1 + p^2/\Delta_r)^{-1};$$

$$\bar{A}_1^{dif} = \frac{3pk(z - z_d) \theta(z - z_d)}{16\pi[\rho_p + \gamma_p \ln z/z_d]} \sigma_\infty^2 \times$$

$$\times F^d(\beta^2) F^d(k^2);$$

$$\bar{A}_1^{cl} = a_{cl} \left(1 - \frac{z_{пор}}{z}\right) \theta(z - z_{пор}) \times$$

$$\times \left(\frac{pkz}{\mu^2}\right)^{\bar{l}} F^{cl}(p^2) F^{cl}(k^2);$$

$$F^d(k^2) = F^{cl}(k^2) = (1 + k^2/\Delta)^{-1};$$

II вариант

$$\bar{A}_1^{Res} = \Sigma \frac{a_i}{(\sqrt{S} - m_i)^2 + b_i^2} \times$$

$$\times \sqrt{(S + p^2 + k^2)^2 - 4p^2 k^2} F^R(p^2) \times$$

$$\times F^R(k^2);$$

$$F^R(k^2) = \frac{1 + C_R k^2}{1 + (d_R k^2)^2};$$

$$\bar{A}_1^{dif} = \left\{ \sigma^{(P)} \left(1 - \frac{S_d}{S}\right) \theta(S - S_d) F_{(P)}^d(p^2) F_{(P)}^d(k^2) + \right.$$

$$\left. + \sigma^{(P')} \frac{\theta(S - S_d)}{\sqrt{S}} F_{(P')}^d(p^2) \times \right.$$

$$\left. \times F_{(P')}^d(k^2) \right\} \times$$

$$\times \sqrt{(S + p^2 + k^2)^2 - 4p^2 k^2};$$

$\sigma_{\pi\pi}^{(P)} = 2$ мбн; $\sigma_{\pi\pi}^{(P')} = 8$ мбн;
 $\sigma_{\pi N}^{(P)} = 3$ мбн; $\sigma_{\pi N}^{(P')} = 12$ мбн;

$$\bar{A}_1^{cl} = \frac{\beta}{\sqrt{S/S_0}} \left[1 - \left(\frac{S_{пор}}{S}\right)^2\right] \times$$

$$\times \sqrt{(S + p^2 + k^2)^2 - 4p^2 k^2} F^{cl}(k^2) \times$$

$$\times F^{cl}(p^2);$$

$S_0 = 1$ ГэВ²; $F^{cl}(k^2) = \frac{1 + C_{cl} k^2}{1 + (d_{cl} k^2)^2}$;

$$A_{1\gamma} = \sqrt{6} 16\pi^2 f^2 \frac{M^2}{\mu^2} k^2 [\delta(S - M^2) + \delta(u - M^2)] F_\gamma(p^2)$$

$f^2 = 0,08$; $F_\gamma(k^2) = (1 + k^2/\Delta_\gamma)^{-1}$;

Параметры:

$a_{cl}^{\pi\pi} = 2$; $a_{cl}^{\pi N} = 6,4$. Величина сечения центральных NN-взаимодействий определяется как разность ($\sigma_{экспер}^{неупр} - \sigma_{периф}^{теор}$).

$\Delta = 0,3$ ГэВ²; $\Delta_R = 1,5$ ГэВ²;
 $\Delta_\gamma = 0,18$ ГэВ²; $\rho_p^{\pi N} = 3,3$ ГэВ⁻²;
 $\rho_p^{\pi N} = 2,5$ ГэВ⁻²; $\gamma_p = 0,15$ ГэВ⁻²;
 $\sigma_\infty^{\pi\pi} = 12,5$ мбн, $\sigma_\infty^{\pi N} = 21$ мбн;
 $\bar{l} = 0,97$;
 $S_d^{\pi\pi} = 2M_N^2$; $S_d^{\pi N} = 6M_N^2$;

$$F_{(P)}^d = \frac{\Delta_P}{\Delta_P + k^2}; F_{(P')}^d = \frac{\Delta_{P'}}{\Delta_{P'} + k^2};$$

Параметры:

$\beta^{\pi\pi} = 16$ мбн; $\beta^{\pi N} = 20$ мбн;
 $C_R^{\pi\pi} = C_R^{\pi N} = 4,5$ ГэВ⁻²; $d_R^{\pi\pi} = d_R^{\pi N} = 2$ ГэВ⁻²;
 $C_{cl}^{\pi\pi} = C_{cl}^{\pi N} = 2,5$ ГэВ⁻²; $d_{cl}^{\pi\pi} = d_{cl}^{\pi N} = 1$ ГэВ⁻²;
 $\Delta_P = 2,5$ ГэВ²; $\Delta_{P'} = 0,5$ ГэВ²;
 $\Delta_\gamma = 0,18$ ГэВ²;
 $S_{пор}^{\pi\pi} = 2$ ГэВ²; $S_{пор}^{\pi N} = 3$ ГэВ²;
 $S_d = 4,5$ ГэВ².

зонансов. Все это вместе взятое ограничивает точность всего подхода в целом и величина относительной ошибки может достигать в отдельных распределениях величины $\sim 15\%$. Подчеркиваем, однако, что такие небольшие согласованные изменения параметров никак не затрагивают физической сущности рассматриваемых вариантов.

5.3. Учет унитарности в S -канале

Во втором варианте модели мы сделали попытку в грубом приближении учесть эффекты унитарности в S -канале. Более полно и последовательно процедура учета унитарности развита в работе [111], где вместо (24) получено следующее нелинейное интегральное уравнение:

$$A_1(S) = \bar{A}_1(S) + \frac{(1-\rho)}{16\pi^3 S} \int \frac{dS_1 dS_2 dk^2 \bar{A}_1(S_1, k^2)}{(k^2 + \mu^2)^2 (1-\rho(k^2))} A_1(S_2, k^2) - \frac{(1-\rho)}{16\pi^3 S} \int \frac{\rho(k^2) A(S_1, k^2) A(S_2, k^2) dk^2 dS_1 dS_2}{(k^2 + \mu^2)^2 (1-\rho(k^2))}, \quad (32)$$

где $\rho(k^2) \sim \sigma_{cl}(k^2)/\sigma_{tot}(k^2)$.

Второй член уравнения (32) содержит быстро падающий множитель $\rho(k^2)$, так как σ_{cl} убывает с ростом квадрата переданного 4-импульса значительно быстрее, чем σ_{tot} .

Поэтому в первом приближении можно пренебречь нелинейным по A_1 членом и тогда (32) сводится к (24).

5.4. Описание распадов и моделирования

Моделирование pp -взаимодействий проводилось при $E_{л} = 70, 200$ ГэВ а π^-p - при $E_{л} = 40, 60, 200$ ГэВ на основе итерационного решения уравнения (24)¹¹.

Для получения информации об отдельных частицах недостаточно знать $\bar{A}_1(S, p^2, k^2)$, поскольку величины, входящие в него, относятся к блокам, рассматриваемым как целое. Необходимые дополнительные сведения, а именно, число частиц, рожденных в каждом блоке, их зарядовый состав и кинематику распада блока, наиболее просто ввести, если предположить, что различные механизмы (кластерный, дифракционный, резонансный) рождения частиц в одном и том же блоке не интерферируют. Это означает, что $|A_N|^2 = \sum |A_N^i|^2$, где суммируются величины, соответствующие всевозможным механизмам и различным резонансам, присутствующим в данном блоке: A_N — амплитуда рождения N частиц из блока; A_N^i — амплитуда рождения N частиц из блока посредством какого-либо механизма (i).

Кинематика частиц, родившихся посредством резонансного или дифракционного взаимодействий, вычислялась известным путем по законам упругого распада (перезарядка при обмене ρ -мезоном нами не учитывалась) (см. Приложение II). При взаимодействии в γ_5 -вершине испускается только одна частица — пуклон, и его заряд и 4-импульс определяются единственным образом из законов сохранения в вершине.

Для рассмотрения распада кластеров небольшой массы ($\mathfrak{M} < 7 \div 8$ ГэВ) мы использовали статистическую модель в варианте Померанчука [106]¹². Как показано в [106], при больших массах условия применимости этой модели нарушаются, так как становится существенным гидродинамическое ускорение. Это обстоятельство особенно сильно проявляется в I варианте (28), так как масса покоящегося в с. ц. и. сгустка (одноблочная диаграмма) велика ($\mathfrak{M} = \sqrt{S}$), а сечение образования такого сгустка составляет около 30% от полного неупругого сечения.

Во втором варианте (29) сечение образования тяжелых блоков малó из-за того, что $\sigma_{cl} \sim 1/\sqrt{S}$ и даже при $E_{л} = 200$ ГэВ не превышает 3 мбн. По-

¹¹ Уравнение (24) записано для определенного изоспина в t -канале. Переход к реальным зарядовым амплитудам подробно проделан в Приложении I, куда вынесены все детали моделирования.

¹² Конкретная реализация этой модели, необходимая для получения сведений о каждой частице (а не только об одночастичных спектрах), вынесена в Приложение III.

этому в этом варианте можно ограничиться использованием только модели Померанчука.

Для описания распада тяжелых блоков применялась гидродинамическая модель Ландау [107]. Качественная схема развала такова: весь сгусток разбивается на отдельные элементы, масса которых 2 ГэВ¹³. Для каждого из них определяется продольная скорость согласно известной из [107] функции распределения. Далее отдельные элементы распадаются согласно модели Померанчука. Мы здесь не имеем возможности вдаваться в подробности; описание метода моделирования гидродинамических процессов проведено в работе [108]. Сделаем, однако, два замечания:

1. Известно, что решение уравнений гидродинамики состоит из двух частей: нетривиального решения и бегущих волн. Доля энергии, уносимая бегущими волнами, значительна (~40%), а число частиц не поддается достоверному определению и по оценкам составляет 0,5—1 частицу. При моделировании мы считали, что в бегущих волнах содержится по одной частице, что является верхней оценкой для их числа. Как будет видно из результатов расчетов, вклад частиц из бегущих волн при этом составляет 10%, что может быть учтено при моделировании. Однако вследствие грубости гидродинамического описания такая процедура не производилась, но при построении спектров пионы из бегущих волн не учитывались.

2. Гидродинамическая модель построена для частиц одного сорта, а в нашем случае при распаде рождаются нуклоны и пионы. Это приводит к тому, что описание нуклонов, рожденных при центральном взаимодействии, заведомо огрубляется из-за следующих двух обстоятельств: во-первых, в принципе, поскольку не существует развитой гидродинамической модели для двух сортов частиц; во-вторых, по техническим причинам, связанным с тем, что масса нуклона сравнима с массой элемента, из которого рождается нуклон, и, следовательно, его импульсный спектр, являющийся суммой довольно узких спектров нуклонов, родившихся в различных элементах, может иметь ряд пиков, свидетельствующих о том, что для нуклонов выбранная масса элемента (~2 ГэВ) мала.

Отметим, что в статистической и гидродинамической моделях присутствуют параметры: V — объем, занимаемый системой, и C^2 — скорость звука; они известны по порядку величины и фактически не являются свободными. Значения этих параметров выбирались следующими: $V = 4/3\pi N\mu^{-3}$; $C^2 = 1/5$.

Сведений, изложенных выше, в принципе, достаточно, чтобы рассчитать как кинематику отдельных вершин мультипериферической цепочки, так и кинематику отдельных частиц, однако мы хотим подчеркнуть, что создание соответствующей эффективной программы на ЭВМ представляет собой трудную вычислительную задачу. Мы не можем здесь дать полную формулировку алгоритмов, так как это заняло бы слишком много места (см. Приложение IV), а ограничимся общим описанием возможностей программы.

Вся схема реализована на ЭВМ БЭСМ-6 на языке ФОРТРАН в виде трех последовательно работающих программ LITTLE, GREAT и GREATH. Первая программа вычисляет сечения каждой диаграммы и производит наигрыш событий так называемой «малой кинематики», т. е. вычисляется кинематика блоков мультипериферической цепочки. Вся информация записывается на магнитную ленту. Вторая программа (GREAT) моделирует звезду с полной (большой) кинематикой, т. е. нам становятся известными все импульсы и природа конечных частиц. Под «природой» частицы мы понимаем как ее свойства, так и информацию о ее происхождении, т. е. сведения о механизме генерации частицы в конкретном блоке мультипериферической диаграммы.

¹³ Обоснование такого выбора см. в [108].

Полученные искусственные звезды, записанные на магнитную ленту, обрабатываются с помощью третьей программы ¹⁴GREATH, причем любые распределения могут быть проанализированы по механизмам рождения частиц, т. е. можно сказать, какие диаграммы дают вклад в соответствующую область.

Простым изменением входных данных можно переходить к другим энергиям вплоть до $E_{\pi} = 200$ ГэВ. Программа работает для случаев $\pi^{\pm}p$, pp -взаимодействий.

Сравнению распределений, полученных при обработке искусственных событий, с экспериментом и посвящен следующий раздел.

6. Сопоставление с экспериментальными данными

6.1. Введение

При неупругом взаимодействии адронов высокой энергии образующиеся частицы вылетают преимущественно в направлении первично налетающей частицы. Поперечные компоненты их импульсов p_{\perp} ограничены очень малыми значениями ($p_{\perp} \sim 300$ МэВ/с). В силу ограниченности поперечных импульсов фазовый объем, занимаемый частицами, сводится к одномерному объему, зависящему от одной только переменной. Такой удобной переменной является быстрота $y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_{\parallel}}{E - p_{\parallel}}$, где E и p_{\parallel} — энергия и продольный импульс частицы. В лабораторной системе координат законы сохранения энергии и импульса допускают изменение быстроты в интервале от 0 до $y_{\max} = \ln(2p_0/\mu_0)$, где p_0 и μ_0 — импульс и масса первичной частицы в лабораторной системе.

Экспериментально легче измерять углы, а не импульсы частиц, поэтому обычно для каждой вторичной заряженной частицы определяется величина $\eta = -\ln \operatorname{tg} \frac{\theta}{2} = \ln \frac{p + p_{\parallel}}{p - p_{\parallel}}$. Величина η подобна, но не совсем идентична, быстроте. Однако при условии $p_{\parallel}^2 \gg p_{\perp}^2 \gg \mu^2$ (что выполняется для большинства вторичных релятивистских частиц) величины η и y близки между собой. Поэтому для упрощения терминологии мы в дальнейшем будем величину η называть быстротой y .

При изучении полуинклюзивных реакций взаимодействия двух адронов (p_1 и p_2) типа

$$p_1 + p_2 \rightarrow c_1 + c_2 + \dots + c_n + \text{все остальное}, \quad (33)$$

где c_i — заряженные частицы, пронумерованные в порядке возрастания быстроты; в эксперименте для каждого события извлекается информация о быстротах всех заряженных частиц.

На рис. 8, а, б представлены в виде примеров некоторые индивидуальные события множественности $n = 4$ и $n = 10$, полученные сотрудничеством Алма-Ата—Ленинград—Москва—Ташкент [38, 116, 117]. На этих рисунках вертикальными черточками обозначены значения быстрот η в каждом событии. Как видно из рисунков, величины η занимают интервал от 0 до 7, хотя истинные быстроты y имели бы значения, не превышающие 6,1.

Как известно, рассмотрение плотности распределения точек в фазовом пространстве реакции дает указания о наличии сгущений плотности, что в свою очередь свидетельствует о генетической связи рожденных частиц. В частности, изучение диаграмм Далицца дает сведения о наличии барионных и мезонных резонансов. Таким образом, изучение плотности распределения

¹⁴ На этом этапе может быть, в принципе, использована любая программа обработки, а не обязательно GREATH.

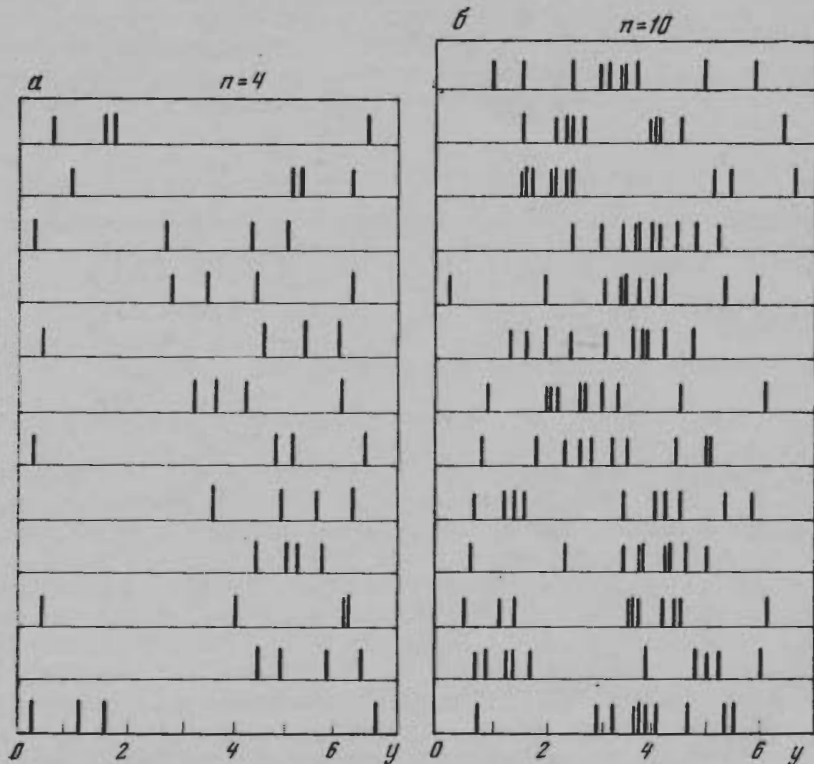


Рис 8. Примеры индивидуальных ливней с множественностью $n = 4$ (а) и $n = 10$ (б), образованных в неупругих pp -взаимодействиях при энергии 200 ГэВ

Вертикальными черточками обозначены значения быстрот в каждом событии

частиц в фазовом пространстве реакций дает указания о механизмах этих реакций. Поэтому не меньший интерес представляет собой изучение распределения плотности частиц в одномерном фазовом пространстве — пространстве быстрот.

Можно ожидать, что при дифракционной диссоциации частиц последние будут иметь быстроты, коррелированные с быстротами налетающей и мишенной частицы. При мультипериферическом механизме плотности образующихся частиц $\rho = dN/dy$ в пространстве быстрот $0 \leq y \leq Y$ постоянна $\rho(y) = \rho_0$ и не зависит также от быстроты $Y = \ln(2p_0/\mu_0 M)$ налетающей частицы [17]. С физической точки зрения мультипериферическая генерация отвечает процессу независимого образования частиц, при котором отсутствует корреляция между частицами по быстроте. Мы хотим проанализировать экспериментальные распределения быстротных интервалов, занимаемых группой частиц и сопоставить с предсказаниями, следующими из различных теоретических моделей: модели независимого испускания частиц, модели независимого испускания кластеров и двух вариантов мультипериферической кластерной модели.

Напомним, что быстротным интервалом $\Delta_{k,n}$, содержащим $(k + 1)$ частиц, называется разность упорядоченных быстрот

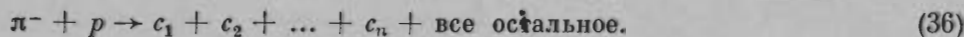
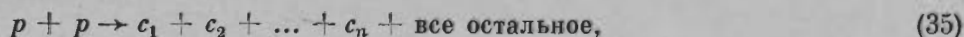
$$\Delta_{k,n} = y_{i+k} - y_i \quad (34)$$

в событии (33) с фиксированной множественностью n . Здесь k может изменяться от 1 до $n - 1$, а i — от 1 до $n - k$. Сопоставленные таким образом экспериментальные значения суммируются в каждом событии по i и затем по

всем событиям фиксированной множественности. Затем задача состоит в том, чтобы сравнить полученные таким способом экспериментальные распределения быстротных интервалов с теоретическими спектрами, вычисленными согласно моделям с учетом или без учета кластеризации.

6.2. Экспериментальные данные

С помощью ядерных фотоэмульсий изучались полуинклюзивные реакции взаимодействия протонов с протонами и отрицательных пионов с протонами:



Для изучения реакции (35) эмульсии облучались в пучке протонов с импульсом 67 ГэВ/с на ускорителе ИФВЭ (Серпухов, СССР) и в пучке протонов с импульсом 200 ГэВ/с на ускорителе FNAL (Батавия, США). Реакция (36) изучалась в ядерных фотоэмульсиях, облученных в пучке отрицательных пионов с импульсами 60 ГэВ/с на ускорителе ИФВЭ (Серпухов, СССР). Экспериментальный материал был получен сотрудничествами и его методические особенности описаны в работах [118—120]. Для исследования реакции (36) при импульсе пионов 200 ГэВ/с ядерные эмульсии были облучены в пучке пионов на ускорителе FNAL (Батавия, США). Описания эксперимента и результаты по изучению множественности и угловых распределений частиц опубликованы в работах [121, 122]. В данной работе мы приводим результаты изучения быстротных интервалов в полуинклюзивных реакциях (35) и (36). Для каждой заряженной частицы, возникшей в результате реакции (35) или (36), был измерен угол ее вылета и определена величина $\eta = -\ln \operatorname{tg}(\theta/2)$, которой мы аппроксимировали быстроту y . В каждом событии частицы нумеровались по возрастанию быстроты; затем в каждом событии были определены интервалы $\Delta_{k,n}$ согласно (34).

При сравнении с аналитическими модельными распределениями независимого испускания частиц и независимого испускания кластеров удобнее пользоваться относительными интервалами

$$\Delta'_{k,n} = \frac{y_{i+k} - y_i}{Y} = \frac{\Delta_{k,n}}{Y}. \quad (37)$$

Здесь $Y = \ln(2p_0/\mu M)$ — максимально возможное значение быстроты.

6.3. Сравнение с моделью независимых частиц

Простейшей мыслимой моделью является модель независимого испускания частиц, когда в событии с n заряженными частицами каждая из них генерируется поодиночке, независимо от других, с постоянной плотностью вероятности в физической области быстрот $0 \leq y \leq Y$. При мультипериферическом механизме генерации одиночных частиц плотность образующихся частиц в пространстве быстрот $0 \leq y \leq Y$ постоянна и не зависит от быстроты налетающей частицы, с физической точки зрения такая мультипериферическая генерация отвечает процессу независимого образования частиц, при котором отсутствует корреляция между частицами. Такая модель была подобно рассмотрена в работах [85, 119], и мы лишь кратко остановимся на результатах в целях полноты изложения.

Если воспользоваться относительными быстротными интервалами $\Delta'_{k,n} = \Delta_{k,n}/Y$, то задача сводится к изучению распределений интервалов, получаемых при случайном разбиении отрезка $(0,1)$ n точками. Легко показать [85], что при равномерном распределении частиц по быстротам на отрезке $(0,1)$

интервалы $\Delta_{k,n}$ имеют плотность распределения в виде (17). Сравнение экспериментальных спектров быстрых интервалов с формулой (17) было дано в работах [116, 123, 124] и приводится ниже.

На рис. 9, а представлены экспериментальные распределения интервалов $\Delta_{k,n} = \Delta_{1,2}$ в событиях неупругого pp -взаимодействия при 200 ГэВ/с с множественностью заряженных частиц $n = 2$. Для событий с $n = 2$ интервал $\Delta_{1,2}$ совпадает с размахом ливня $r = \Delta_{n-1,n}$ [124]. Как видно из рис. 9, а, распределение размахов для генерации только двух заряженных частиц резко отличается от распределения (17). Вместо падающего мы наблюдаем почти постоянное в интервале (0,1) распределение, которое имеет даже тенденцию повышаться с увеличением $\Delta_{1,2}$. Таким образом, события с двумя заряженными частицами не соответствуют равномерной плотности распределения быстрых. Это означает, что в событиях с $n = 2$ частицы коррелированы по скорости. Действительно, при больших значениях $\Delta_{1,2}$ наблюдается повышение спектра. В рамках двухкомпонентной модели (фрагментация и пионизация) простейшим объяснением такой корреляции является преобладание фрагментации (дифракционной диссоциации) над процессом пионизации. В этом случае можно ожидать преобладания событий с максимальными размахами.

На рис. 9, б представлено распределение интервалов $\Delta_{k,n}$ ($k = 1, 2, 3$) для событий неупругих pp -взаимодействий с множественностью заряженных частиц $n = 4$. Распределение щелей между быстрыми соседних частиц в общем согласуется с (17), хотя можно видеть, что экспериментальные точки поднимаются круче при малых значениях $\Delta_{1,4}$. В распределении интервалов $\Delta_{2,4}$, содержащих три частицы, при малых значениях экспериментальные данные превышают значения (17). Из сравнения этих двух распределений с распределениями (17) можно сделать вывод о вкладе дифракционной диссоциации взаимодействующих частиц. Экспериментальное распределение размаха $r = \Delta_{3,4}$ ливней для $n = 4$ отличается от распределения (17). В рамках двухкомпонентной модели наблюдаемые корреляции для $n = 4$ и $k = 1, 2, 3$ можно объяснить суммарным действием процессов фрагментации и пионизации. Следует отметить, однако, что небольшое преобладание размахов в области 0,2—0,4 может быть следствием других процессов, приводящих к тому, что ливень из четырех частиц занимает малый интервал по скорости.

На рис. 9, в — г представлены экспериментальные распределения интервалов $\Delta_{k,n}$ ($k = 1, 2, \dots, n - 1$) для ливней с множественностью $n = 6$ и 10, соответственно. Сплошными линиями изображены распределения (17). Как видно из рисунков, для интервалов $\Delta_{k,n}$, занимаемых четырьмя ($k = 3$) и более частицами ($k \geq 4$), наблюдаются отклонения от распределений (17). Экспериментальные максимумы смещены в область малых значений интервалов. Как видно из рисунков, размахи ливней смещены в сторону меньших значений. По-видимому, такие корреляции можно интерпретировать как проявление тенденции большого числа частиц располагаться в ливне более тесной группой. Аналогичные отклонения спектров от (17) наблюдаются и для событий множественности больше 10.

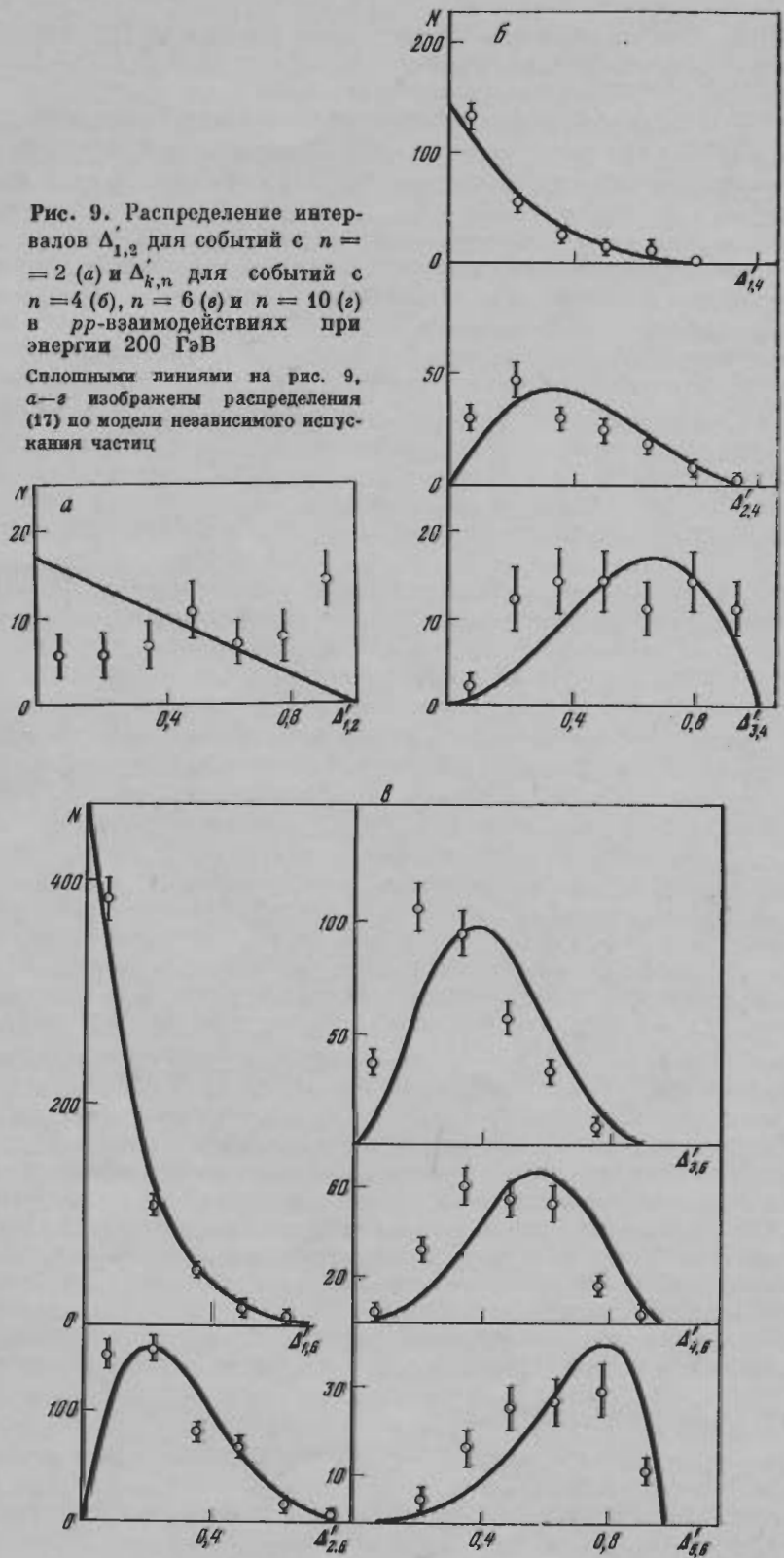
Перейдем теперь от рассмотрения быстрой структуры ливней к рассмотрению субструктуры [116, 119], т. е. рассмотрим распределения величин

$$\Delta_{k,n}^* = (y_{i+k} - y_i) / (y_a - y_b), \quad (38)$$

в центральной области быстрых $2,0 \leq y \leq 4,65$ с выделенной множественностью n_π в этой области. Здесь $y_a = 4,65$ и $y_b = 2,0$ — границы области пионизации. На рис. 10, а представлены экспериментальные распределения щелей $\Delta_{1,n}^*$ для pp -взаимодействий с множественностями $n_\pi = 2, 3, 4$ и 5

Рис. 9. Распределение интервалов $\Delta_{1,2}$ для событий с $n = 2$ (а) и $\Delta_{k,n}$ для событий с $n = 4$ (б), $n = 6$ (в) и $n = 10$ (г) в pp -взаимодействиях при энергии 200 ГэВ

Сплошными линиями на рис. 9, а-г изображены распределения (17) по модели независимого испускания частиц



в области пионизации. Они сравниваются с распределениями (17). Как видно из рисунка 10, а, экспериментальные спектры поднимаются круче в сторону очень малых $\Delta_{1,n}^{\pi}$, чем распределения (17). Это может служить указанием на наличие корреляций между соседними по быстроте частицами. При $n_{\pi} > 5$ экспериментальные спектры $\Delta_{1,n}^{\pi}$ совпадают с (17). Это говорит о том, что при больших множественностях распределения $\Delta_{1,n}^{\pi}$ мало чувствительны к механизму генерации частиц.

На рис. 10, б приведены экспериментальные распределения ($k = 2, \dots, 7$) для событий, у которых множественность частиц в области пионизации $2,0 \leq y \leq 4,65$ равна 10. Сплошными линиями на этом рисунке изображены распределения (17). Из сравнения спектров следует, что экспериментальные распределения для $k = 4, 5, 6, 7$ слегка смещены в сторону малых значений. Возможно, что это обстоятельство указывает на наличие корреляций соответствующего числа частиц, генерируемых в процессе пионизации.

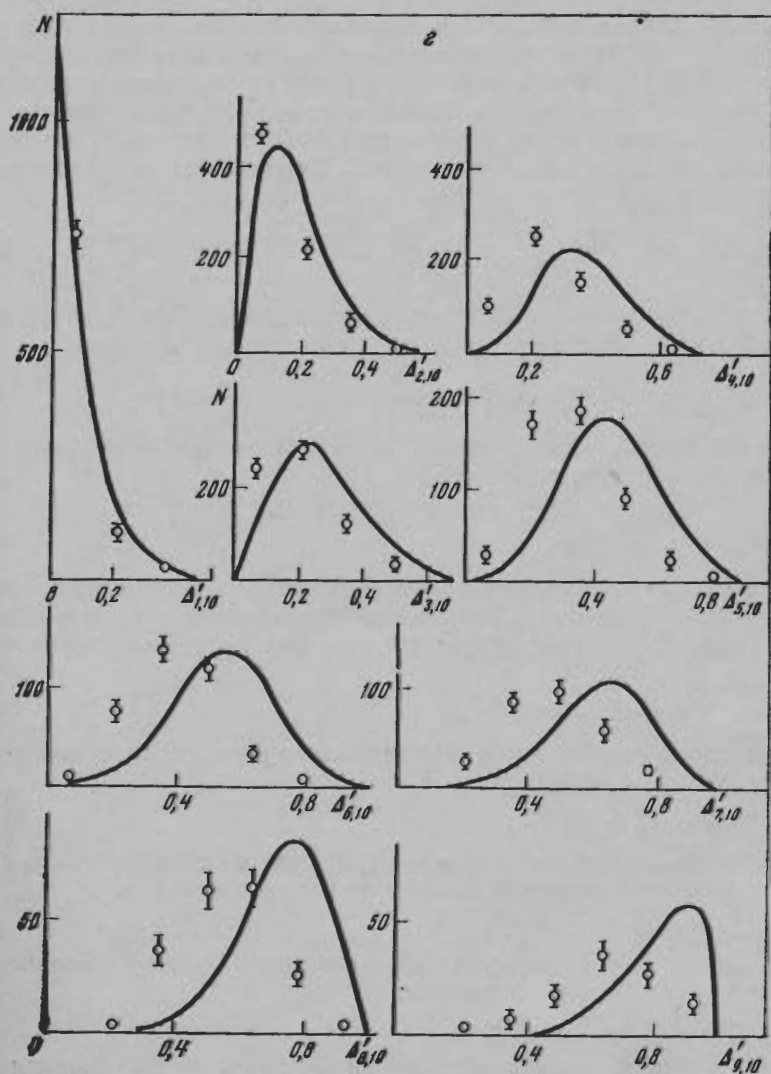


Рис. 9 (окончание)

На рис. 10, в представлено экспериментальное распределение ливней с множественностью n_π в области пионизации от 2 до 10 по величине

$$r_\pi = \frac{y_n - y_{n-1}}{y_a - y_b}, \quad (39)$$

аналогичной размаху полного ливня. Сплошной линией на этом рисунке изображено распределение

$$\sum \frac{dw}{dr_\pi} = \sum_{n_\pi=2}^{10} n_\pi C_{n_\pi-1}^{n_\pi-2} (1 - r_\pi) r_\pi^{n_\pi-2}, \quad (40)$$

аналогичное распределению $\Delta_{n-1, n}^*$ (17) для фиксированной множественности. Сравнивая распределения, мы видим, что экспериментальные данные отличаются от (40) как в области малых значений, так и в области максимума, что также может быть следствием корреляции частиц в области пионизации.

Таким образом, анализ распределений интервалов $\Delta_{k, n}^*$ во всем ливне и в области пионизации, по-видимому, свидетельствует о наличии многочастичных корреляций. Рассмотрим теперь в рамках модели независимых частиц, какова функция распределения минимального (или максимального) интервала, если плотность распределения интервалов задана законом $f(x)$. Эта задача тесно связана, а вернее, является частным случаем задачи: какова функция распределения (или плотность) событий, когда ровно m интервалов из $(n - k)$ интервалов меньше величины t . Вероятность того, что интервал будет меньше t , равна

$$\mathcal{F}(t) = \int_0^t f(x) dx. \quad (41)$$

Вследствие этого функция распределения или вероятность событий, в которых m интервалов из $(n - k)$ интервалов будут меньше t , а остальные — больше, равна

$$\mathcal{P}(m \text{ интервалов} < t) = C_{n-k}^m [\mathcal{F}(t)]^m [1 - \mathcal{F}(t)]^{n-k-m}, \quad (42)$$

где $\mathcal{F}(t)$ определяется формулами (41) и (17). Плотность вероятности в этом случае записывается в виде

$$g(m \text{ интервалов} = t) = C_{n-k}^m f(t) [\mathcal{F}(t)]^{m-1} [1 - \mathcal{F}(t)]^{n-k-m-1} \times \\ \times [m - (n - k) \mathcal{F}(t)]. \quad (43)$$

В одном предельном случае, когда $m = 0$, в событии нет ни одного интервала, превышающего значения t . Это означает, что в этом случае формула (41) является функцией распределения минимального интервала, превышающего величину t

$$\mathcal{P}(\Delta_{k, n \text{ min}}^* > t) = [1 - \mathcal{F}(t)]^{n-k}. \quad (44)$$

В частном случае $k = 1$ формула (44) описывает распределение минимальной щели между быстротами частиц:

$$\mathcal{P}(\Delta_{\text{min}}^* > t) = [(1 - t)^n]^{n-1}. \quad (45)$$

В другом предельном случае $m = n - k$ все интервалы меньше t и, следовательно, распределение максимального интервала имеет вид:

$$\mathcal{P}(\Delta_{k, n \text{ max}}^* < t) = [\mathcal{F}(t)]^{n-k}. \quad (46)$$

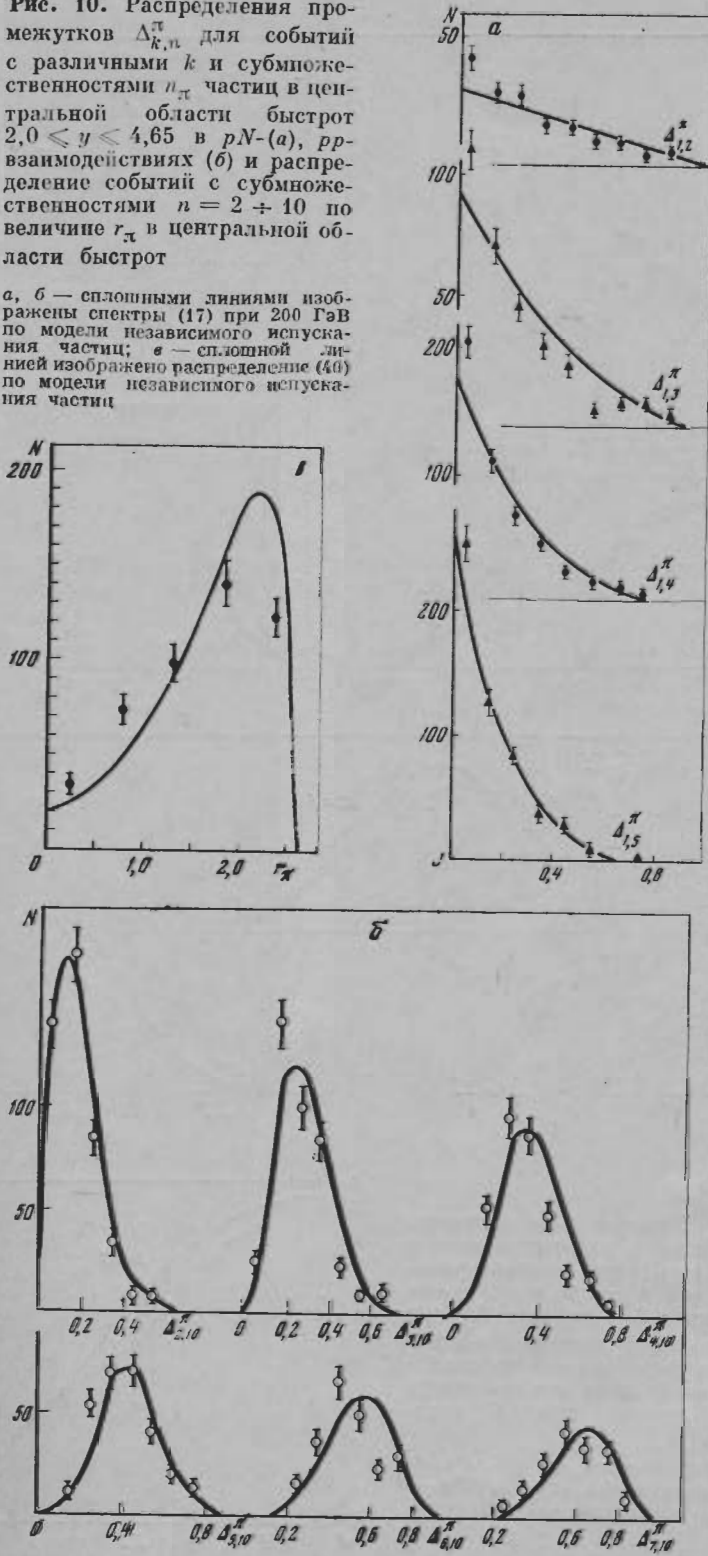
В частном случае $k = 1$ формула (46) описывает функцию распределения максимальной щели между частицами:

$$\mathcal{P}(\Delta_{\text{max}}^* < t) = [1 - (1 - t)^n]^{n-1}. \quad (47)$$

Рассмотрим теперь экспериментальные функции распределения ливней фиксированной множественности, когда ровно m интервалов $\Delta_{k, n}^*$ меньше за

Рис. 10. Распределения промежутков $\Delta_{k,n}^\pi$ для событий с различными k и субмножественностями n_π частиц в центральной области быстрот $2,0 \leq y \leq 4,65$ в pN - (а), pp -взаимодействиях (б) и распределение событий с субмножественностями $n = 2 \div 10$ по величине r_π в центральной области быстрот

а, б — сплошными линиями изображены спектры (17) при 200 ГэВ по модели независимого испускания частиц; в — сплошной линией изображено распределение (40) по модели независимого испускания частиц



ивней с
(39)
еке изо-
(40)
веннос-
ные от-
имума,
зации.
ивне и
астич-
астиц,
интер-
эта за-
какова
валов
тервал
(41)
горых
льше,
(42)
этом
(43)
ерва-
(41)
щего
(44)
ьной
(45)
ова-
(46)
ния
(47)
ней
за

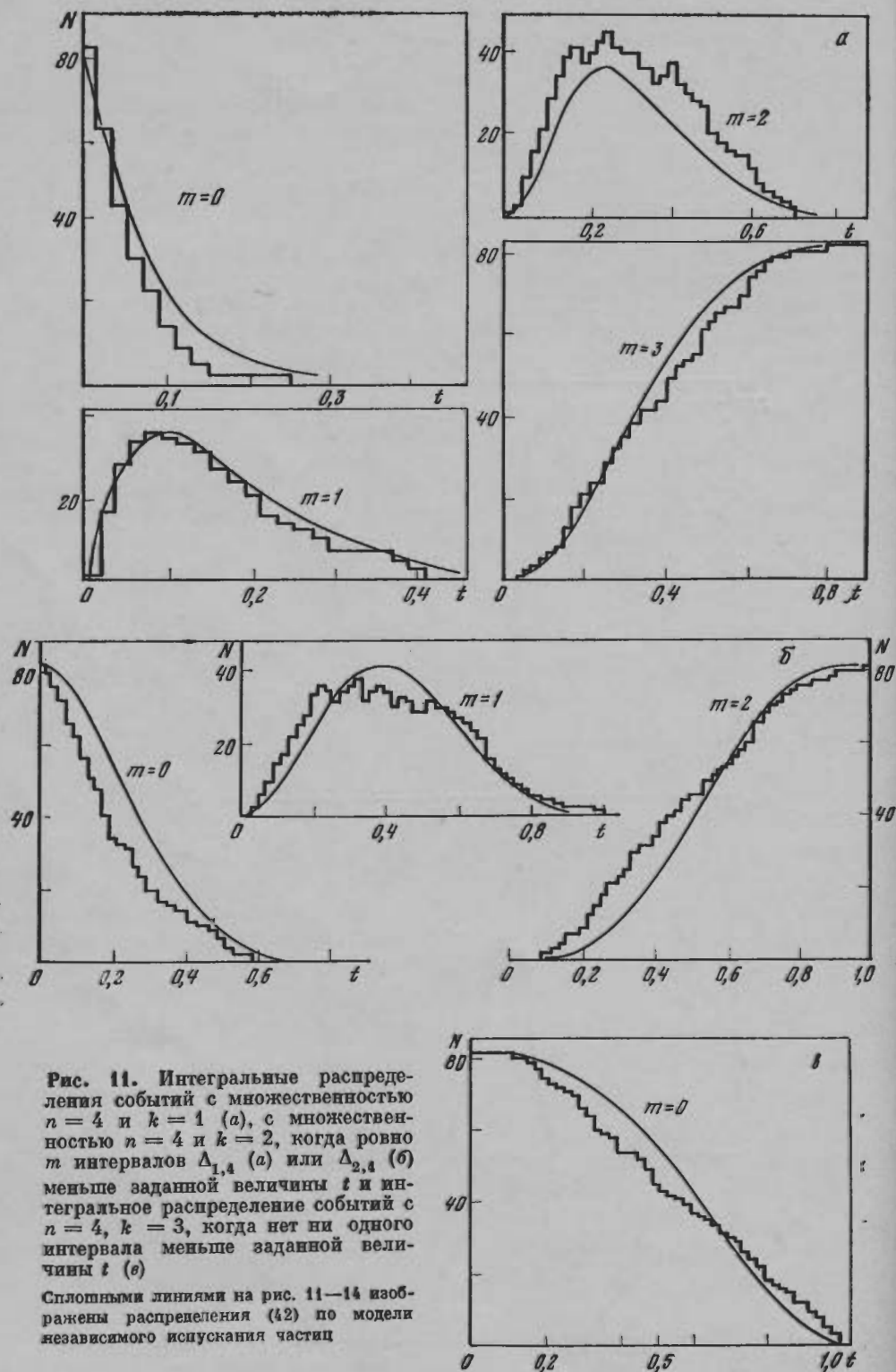


Рис. 11. Интегральные распределения событий с множественностью $n=4$ и $k=1$ (а), с множественностью $n=4$ и $k=2$, когда ровно m интервалов $\Delta_{1,4}$ (а) или $\Delta_{2,4}$ (б) меньше заданной величины t и интегральное распределение событий с $n=4$, $k=3$, когда нет ни одного интервала меньше заданной величины t (в)

Сплошными линиями на рис. 11—14 изображены распределения (42) по модели независимого испускания частиц

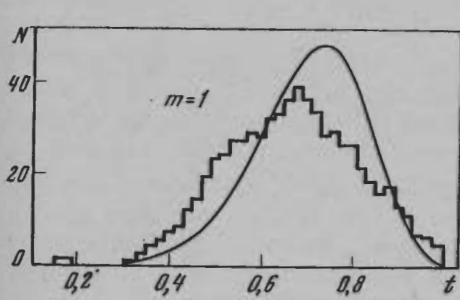


Рис. 12. Интегральное распределение событий с $n = 10$ и $k = 8$, когда ровно один интервал $\Delta_{8,10}$ меньше заданной величины t

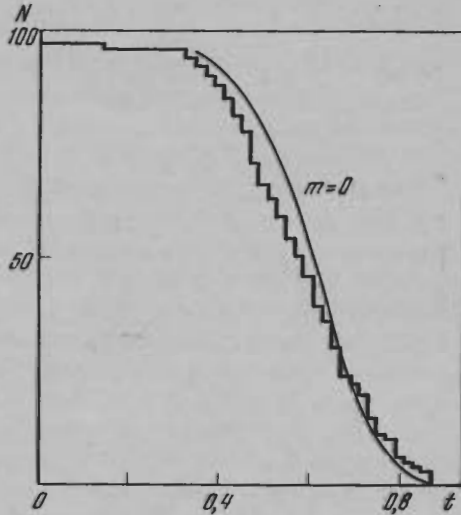


Рис. 13. Интегральное распределение минимального интервала, занимаемого девятью частицами из десяти, когда нет ни одного интервала $\Delta_{8,10}$ меньше t

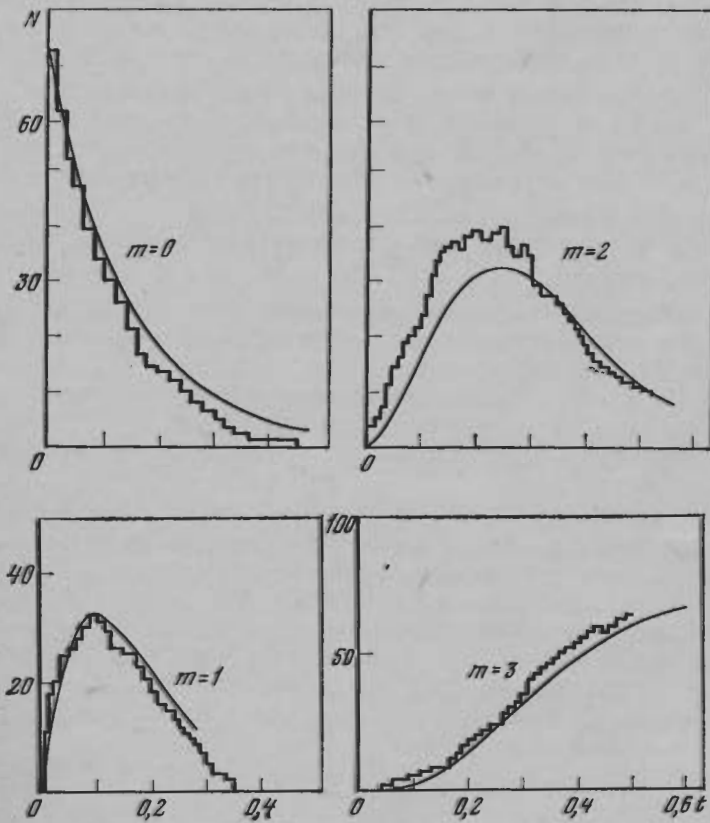


Рис. 14. Интегральные распределения событий с $k = 1$ и субмногожественностью $n_{\pi} = 4$ в центральной области быстрого $2,0 \leq y \leq 4,65$, когда ровно m интервалов $\Delta_{1,4}^{\pi}$ меньше заданной величины t

данной величины t и сравним их с предсказаниями модели независимых частиц.

На рис. 11, а — в приведены экспериментальные функции распределения $\mathcal{P}(\Delta'_{k,4} < t)$ для событий с множественностью заряженных частиц $n = 4$. На этих же рисунках сплошными плавными линиями изображены функции распределения (42). В случае $m = 0$ функция распределения является вероятностью того, что минимальный интервал $\Delta'_{k,n \min}$ превышает величину t , т. е. она является функцией распределения $\mathcal{P}(\Delta'_{k,n \min} > t)$ минимального интервала. Как видно из рис. 11, а, для $k = 1$ минимальные щели между соседними быстротами имеют более узкое распределение, чем по формуле (42). Это четко свидетельствует о наличии корреляций частиц.

Функция распределения минимального интервала $\Delta'_{2,4}$ содержащего три частицы, по сравнению с функцией (42) имеет более узкое распределение (см. на рис. 11, б, $m = 0$). Это также свидетельствует о корреляции трех частиц по скорости. Распределение, когда ровно два интервала $\Delta'_{1,4}$ меньше заданной величины t , отличается от функции (42) тем, что везде превышает ее. Это означает, что третий интервал чаще бывает более широким, чем по формуле (42). Например, число 4-лучевых событий, имеющих один интервал $\Delta'_{1,4}$, превышающий $\Delta'_{1,n} y_{\max} = 2,8$, равно 37, в то время как по формуле (42) оно равно 23. С точки зрения двухкомпонентной модели такая корреляция означает, что три частицы являются продуктами дифракционной диссоциации одной из взаимодействующих частиц. В силу этого четвертая частица далеко отстоит по скорости от трех остальных и один интервал из трех имеет большие размеры. С другой стороны, из рис. 11, б для $m = 2$ следует, что оба интервала $\Delta'_{2,4}$, содержащие по три частицы в каждом, чаще имеют значения, меньшие 0,5, чем по формуле (42). Это указывает на то, что наблюдается корреляция частиц по скорости, не связанная с дифракционной диссоциацией. Действительно, в этом случае все четыре частицы занимают узкий скоростной интервал. Это видно из рис. 11, в для $\Delta'_{3,4}$.

На рис. 12 представлена экспериментальная функция распределения \mathcal{P} (ровно один интервал $\Delta'_{8,10} < t$). По сравнению с распределением (42) наблюдается значительное превышение эксперимента при $\Delta'_{2,8} < 0,6$. Например, в 23 событиях множественности $n = 10$ группа из девяти частиц занимает интервал, меньший $y_{\max}/2$, в то время как по формуле (42) таких событий должно быть 10. Таким образом, наблюдаются многочастичные корреляции частиц по скорости. Это можно видеть также из рис. 13, где представлена функция распределения минимального интервала, занимаемого девятью частицами из десяти.

На рис. 14 представлены экспериментальные функции распределения \mathcal{P} (ровно m интервалов $\Delta'_{1,4} < t$) для событий с множественностью заряженных частиц $n_{\pi} = 4$, попадающих в область пионизации $2,0 \leq y \leq 4,65$ ($m = 0, 1, 2, 3$). Из сравнения этих функций с (42) следует, что минимальные щели имеют более узкое распределение, при малых t ($0 < t < 0,6$) преобладают события, в которых две щели меньше t , а одна — больше t , что говорит о тесном расположении трех частиц из четырех. Кроме того, распределение максимальной щели указывает на более тесное расположение всех четырех частиц, попадающих в области пионизации.

Все рассмотренные функции распределения указывают на наличие многочастичных корреляций.

6.4. Сравнение с моделью рождения независимых кластеров

Как уже отмечалось, основным недостатком модели независимого испускания частиц является смещение максимумов скоростных спектров в сторо-

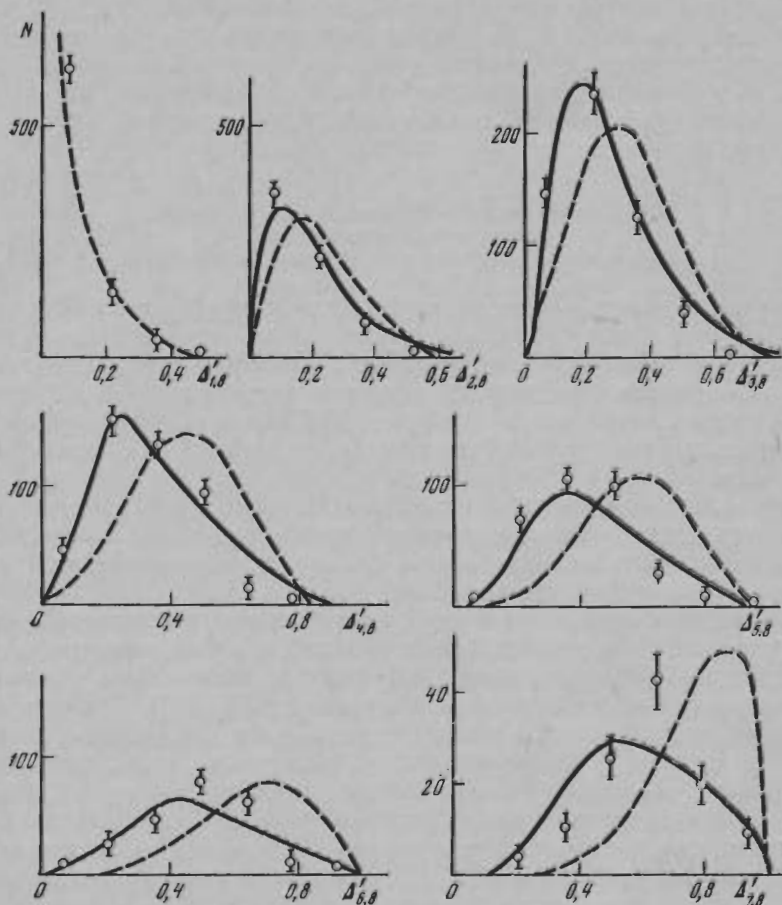


Рис. 15. Сравнение экспериментальных быстротных спектров интервалов $\Delta'_{k,n}$ в 8-лучевых pp -событиях при 200 ГэВ (точки) с моделью независимого испускания частиц (пунктирная линия) и с моделью независимой генерации кластеров (сплошная)

ду больших значений по сравнению с экспериментом. Это смещение можно было объяснить коррелированным рождением частиц, причем даже и в области ионизации. Такое смещение можно устранить, если использовать модель независимого рождения кластеров, рассмотренную в разд. 4. В настоящем параграфе мы проиллюстрируем это лишь на одном примере. По формуле (21) были рассчитаны распределения при $\rho = 1$ и среднем числе заряженных частиц в кластере $K = 2$.

На рис. 15 сплошными линиями изображены распределения быстротных интервалов $\Delta'_{k,n}$ согласно модели независимого испускания кластеров; на этом же рисунке приведены экспериментальные данные для pp -взаимодействий при 200 ГэВ с множественностью $n = 8$. Пунктирными линиями представлены предсказания модели независимых частиц. Как видно из рисунка, максимумы распределений сдвинуты влево по сравнению со случаем независимого испускания частиц. Описание эксперимента значительно лучше в случае учета кластеров. Таким образом, образование кластеров позволяет качественно объяснить сдвиг максимумов распределений интервалов (с лежащими внутри них $(k - 1)$ частицами) в сторону меньших значений по сравнению со случаем независимого рождения частиц. Следовательно,

рассматривая аналитические модели, мы приходим к выводу о том, что кластеризация играет важную роль в неупругих процессах.

Рассмотренные выше модели помогают аналитически изучить кластерную проблему, но у них есть много недостатков. Наиболее существенные состоят в неправильном учете законов сохранения, в произвольном выборе распределений кластеров и частиц в кластерах и т. п.

6.5. Сравнение экспериментальных спектров быстротных интервалов с мультипериферической кластерной моделью

Сначала мы рассмотрим два варианта мультипериферической кластерной модели. Они уже были подробно описаны в предыдущей главе, поэтому здесь мы лишь кратко напомним, чем они отличаются друг от друга.

В первом варианте образуются в основном тяжелые πN - и NN -кластеры, сечения рождения $\pi\pi$ -кластеров (файрболов) близки к нулю, причем велика доля центральных неприводимых взаимодействий (30%), приводящих к NN -кластерам.

Во втором варианте кластеризация имеет совсем иной характер: кластеры образуются только за счет периферических соударений; в основном рождаются легкие $\pi\pi$ - и πN -кластеры (3 ÷ 5 ГэВ), доля тяжелых кластеров мала; сечение NN -кластеров равно нулю.

Для проведения сравнения с экспериментом мы использовали метод генерации искусственных теоретических событий на ЭВМ, которые несут полную информацию о каждой вторичной частице. Они были применены для описания π^-p - и pp -взаимодействий с энергиями до 70 ГэВ. Оба варианта модели неплохо согласовались с экспериментальными данными по распределениям обычно применяемых характеристик (импульсы, углы, быстрота). Однако оказалось, что распределения быстротных интервалов [68, 125] очень чувствительны к вариантам кластеризации частиц. Сравнение экспериментальных данных по быстротным интервалам с моделью в pp -взаимодействиях [68, 87, 125] при энергиях 67 и 200 ГэВ показало, что наиболее адекватен эксперименту вариант, в котором рождаются легкие $\pi\pi$ - и πN -кластеры. Модель должна быть проверена в достаточно широком интервале энергий и для разных типов реакций (pp - и πp -взаимодействий) при одном наборе свободных параметров. Свойства π^-p -реакций должны, по-видимому, определяться характеристиками $\pi\pi$ -кластеров, в то время как в pp -реакциях главную роль должны играть πN -кластеры. Поэтому наряду с pp -соударениями существенное значение для проверки правильности модели имеет изучение генерации адронов в π^-p -соударениях при высоких энергиях.

Сначала мы сравним с экспериментом два варианта мультипериферической кластерной модели для неупругих pp -взаимодействий при энергии 67 ГэВ. С этой целью на ЭВМ было получено по 10 тыс. искусственных событий для каждого варианта. Для pp -взаимодействий с энергией 200 ГэВ было смоделировано 3500 событий.

На рис. 16 даны распределения интервалов $\Delta_{k,n}$ для событий неупругого pp -взаимодействия при 67 ГэВ для множественности $n = 10$. Для этой множественности существенна роль кластеров. Первый вариант изображен на рис. 16 пунктиром, а второй — сплошной линией. Ясно видно, что второй вариант лучше описывает распределения $\Delta_{k,n}$. Поэтому далее мы будем использовать второй вариант мультипериферической кластерной модели. На рис. 17, 18 сплошными линиями представлены распределения интервалов $\Delta_{k,n}$ для pp -взаимодействий при 67 ГэВ с множественностью $n = 4, 6, 8$, соответственно. На рис. 19, а — г сплошными линиями представлены распределения $\Delta_{k,n}$ для pp -взаимодействий при энергии 200 ГэВ с множественностью $n = 4, 6, 8$ и 10.

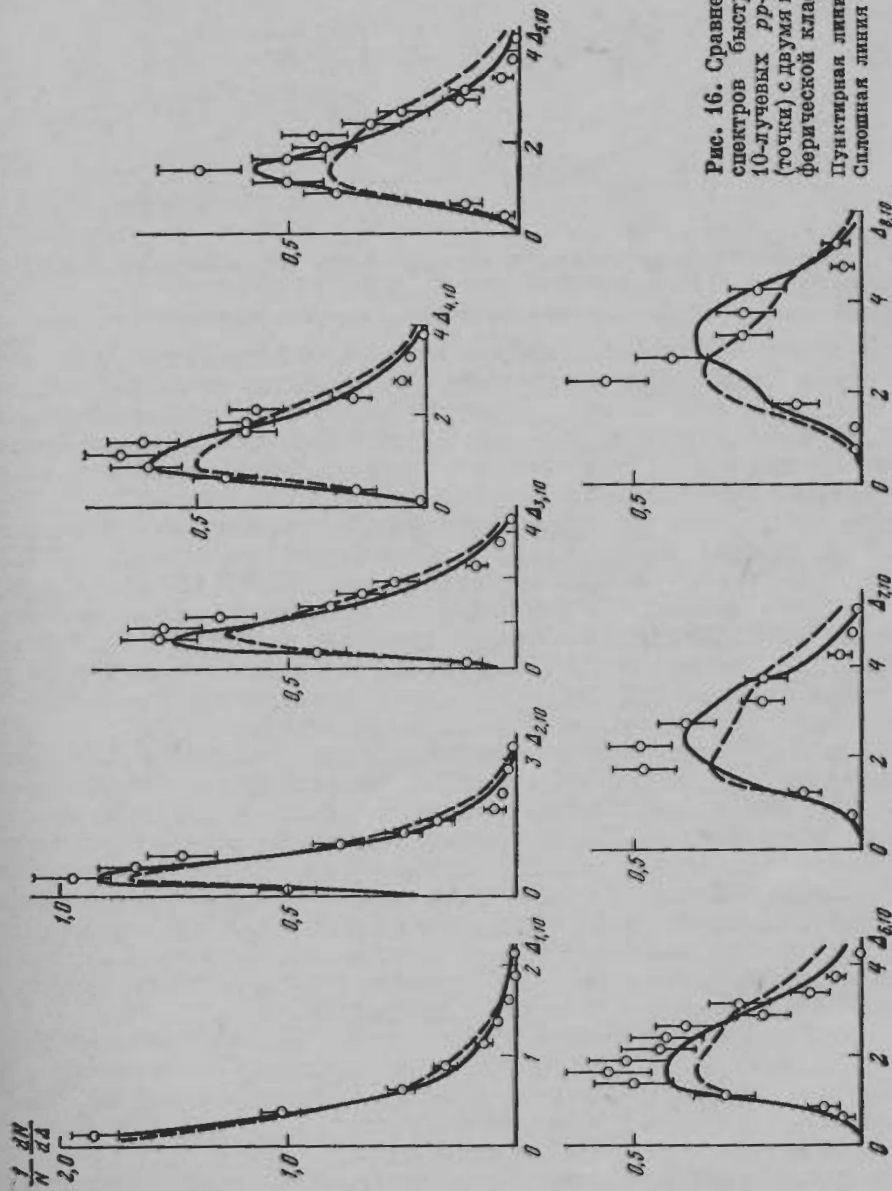


Рис. 16. Сравнение экспериментальных спектров быстрых интервалов в 10-лучевых pp -событиях при 67 ГэВ/с (точки) с двумя вариантами мультипериферической кластерной модели. Пунктирная линия — первый вариант, сплошная линия — второй вариант

что клас-
ластерную
ые состоят
ре распре-

ластерной
поэтому

кластеры,
ем велика
дящих к

о: класте-
ном рож-
теров ма-

метод ге-
есут пол-

ены для
анта мо-

пределе-
рта). Од-

5] очень
перимен-

ействиях
аген экс-

Модель
для раз-

ных па-
харак-

ь долж-
твенное

и адро-

фериче-
энергии

ых со-
00 ГэВ

ругого
ий мно-

кен на
ой ва-

споль-
и. На
валов
8, со-
спре-
енно-

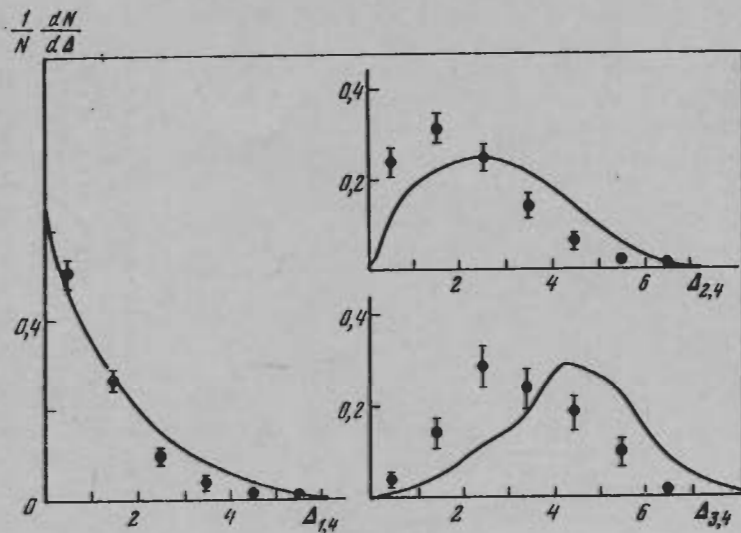


Рис. 17. Сравнение экспериментальных спектров быстротных интервалов в 4-лучевых pp -событиях при 67 ГэВ с мультипериферической кластерной моделью
Сплошными линиями на рис. 17–33 изображены спектры по мультипериферической кластерной модели

Из сравнения с экспериментом кривых, приведенных на рисунках, следует, что даже в этом случае кластеров еще недостаточно много, так как теоретические кривые слегка смещены вправо относительно экспериментальных (особенно при больших k). Обращает на себя внимание появление «плечей» в теоретических кривых, что связано с процессом образования двух массивных и относительно быстро движущихся в СММ nN -кластеров.

Рассмотрим теперь сравнение модельных быстротных спектров с экспериментальными для неупругих p -взаимодействий при энергиях 60 ГэВ и 200 ГэВ. В первом случае было промоделировано на ЭВМ 10 тыс. событий, во втором — 3500 событий. На рис. 20, а — г приведены сравнения спектров при энергии 60 ГэВ [126]. Аналогичные сравнения для 200 ГэВ [122] сделаны на рис. 21, 22. Спектры для 60 ГэВ и для 200 ГэВ очень похожи друг на друга. Поэтому в дальнейшем мы будем говорить о спектрах при энергии 200 ГэВ, подразумевая то же самое и для спектров при энергии 60 ГэВ.

На рис. 21, 22 модельные быстротные спектры приведены в виде кривых. Распределения $\Delta_{k,n}$ для $n = 4$ и 6 неудовлетворительно описываются теоретической моделью. Это обусловлено переоценкой вклада дифракционной диссоциации взаимодействующих частиц. При малых множественностях это сильно проявляется из-за малой роли кластеров, поэтому можно ожидать при больших множественностях лучшего согласия с теоретической моделью. Действительно, из рисунков следует, что экспериментальные данные как качественно, так и достаточно хорошо количественно описываются мультикластерной моделью. Рассмотрим более подробно отдельные множественности и интервалы $\Delta_{k,n}$, содержащие разное число частиц.

Для событий множественности $n = 8$ модель хорошо описывает распределение интервалов $\Delta_{k,n}$ ($k = 1, 2, 3$), содержащих, соответственно, две, три и четыре частицы. В случае $n = 6$ такое хорошее согласие наблюдается лишь для $k = 1$. Формы кривых распределений $\Delta_{4,6}$ и $\Delta_{5,6}$ отличаются несколько от экспериментальных распределений.

Появление «плечей» в модельных спектрах обусловлено ll -кластерами. Формы распределений для $\Delta_{6,8}$ и размахов $\Delta_{7,8}$ не отличаются от экспериментальных, однако последние смещены относительно теоретических влево. Их положения максимумов смещены в сторону меньших значений быстрот.

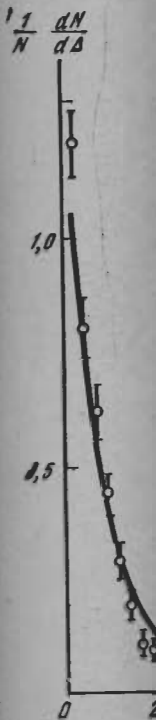


Рис. 18. С...
...ственность

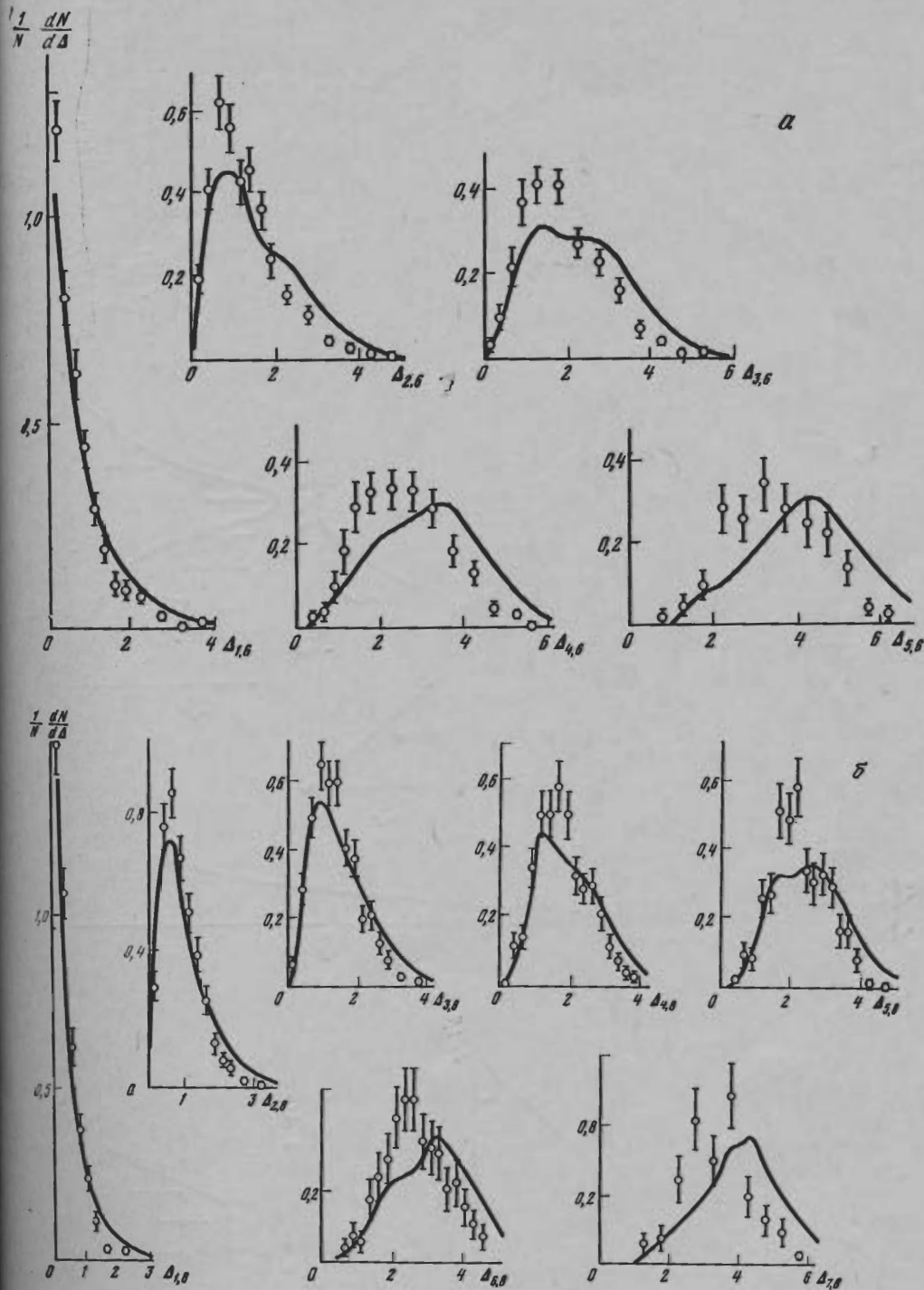


Рис. 18. Спектры интервалов $\Delta_{k,n}$ для неупругих pp -взаимодействий при 67 ГэВ с множественностью $n = 6$ (а), $n = 8$ (б)

в в 4-лучевых
ластерной модели
унках, следу-
ак как теоре-
иментальных
ние «плечей»
двух массив-

ров с экспе-
их 60 ГэВ и
событий, во
ия спектров
[22] сделаны
друг на дру-
ти 200 ГэВ,

иде кривых.
ются теоре-
рационной
инностях это
но ожидать
ой моделью.
ные как ка-
мультиклас-
ственности и
ает распре-
венно, две,
аблюдается
чаются не-

ластерами.
ксперимен-
ких влево.
й быстрот.

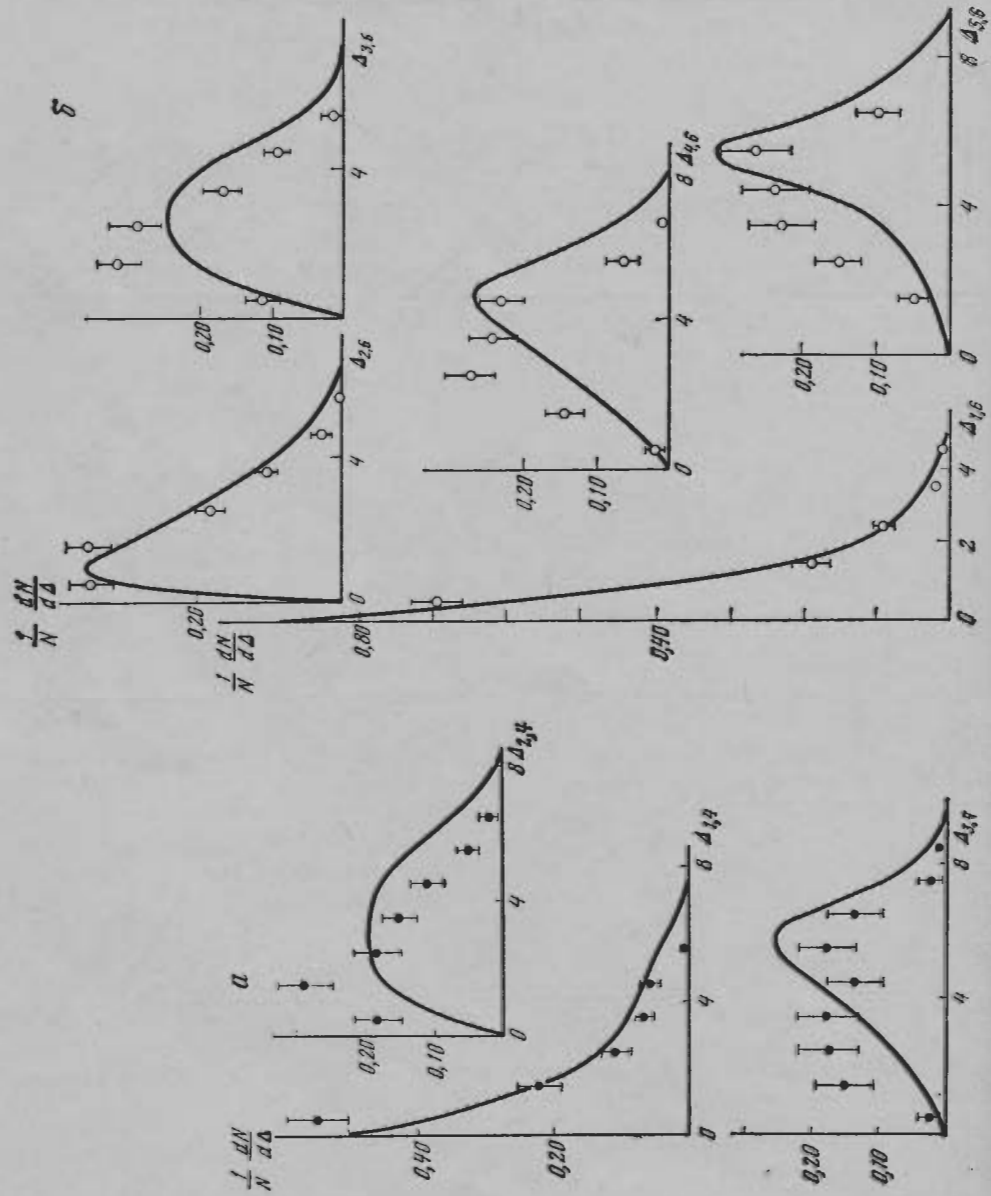


Рис. 19. Спектры интервалов $\Delta_{k,n}$ для неупругих pp -взаимодействий при 200 ГэВ с множественностью $n = 4$ (а), $n = 6$ (б), $n = 8$ (в) и $n = 10$ (г)

Рис. 19. Спектры интервалов $\Delta_{i,j}$ для неупругих pp -взаимодействий при 200 ГэВ с множественностью $n = 4$ (a), $n = 6$ (б), $n = 8$ (в) и $n = 10$ (г)

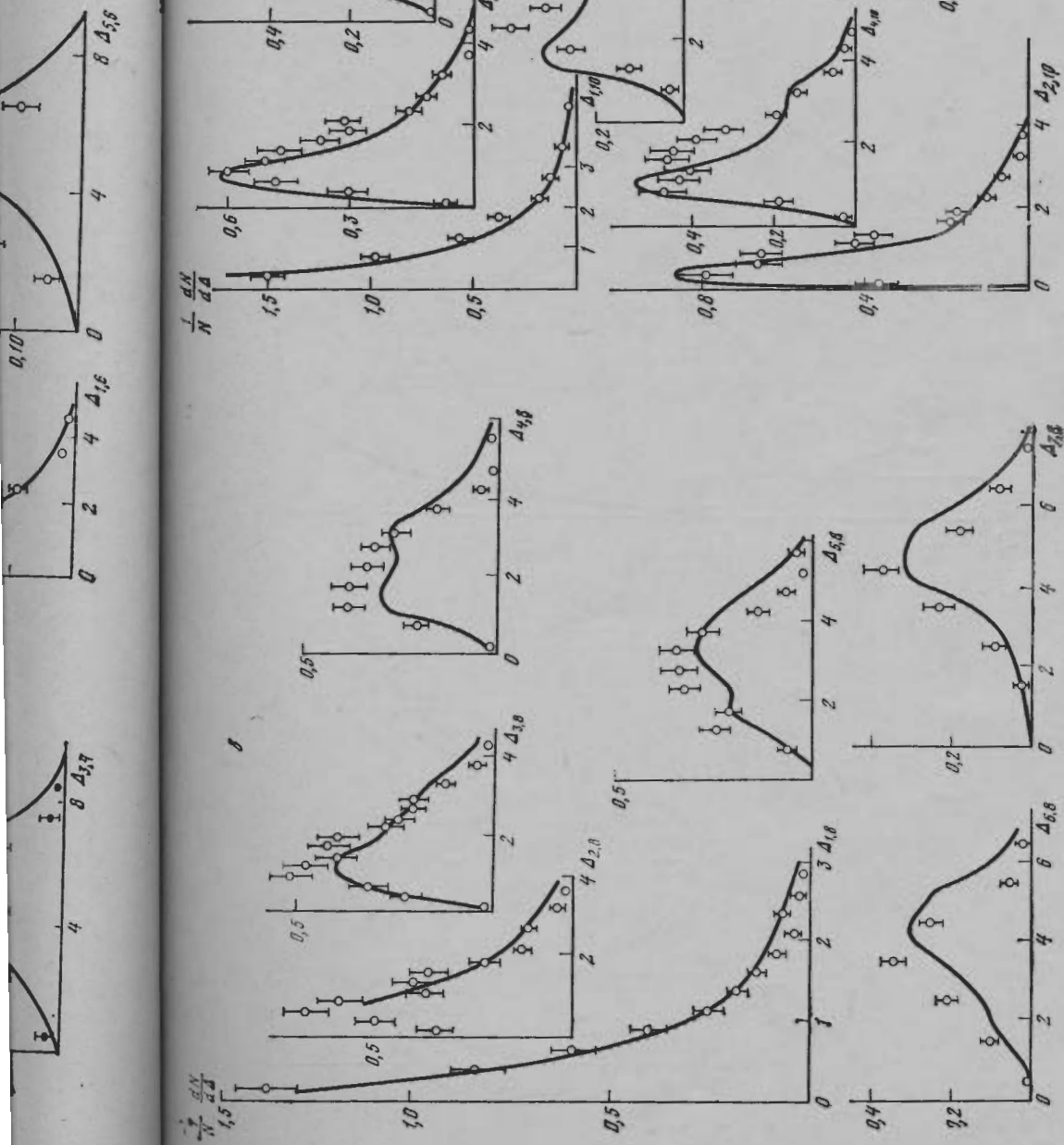


Рис. 19 (окончание)

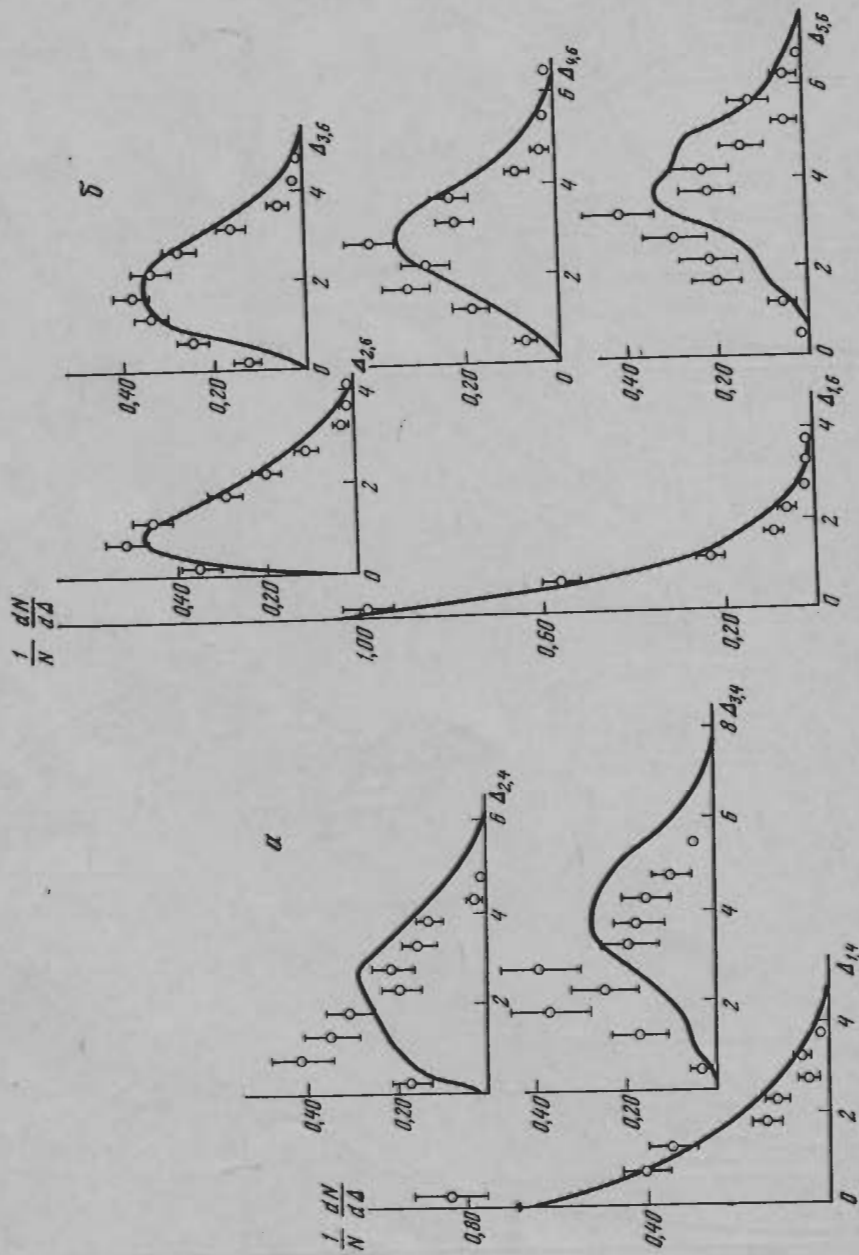


Рис. 20. Спектры интервалов $\Delta_{k,n}$ для неупругих $\pi\pi$ -взаимодействий при 60 ГэВ с множественностью $n = 4$ (а), $n = 6$ (б), $n = 8$ (в) и $n = 10$ (г).

лов $\Delta_{k,n}$ для неупругих
и р-взаимодействий при
60 ГэВ с множественностью
 $n = 4$ (а), $n = 6$ (б), $n =$
 $= 8$ (в) и $n = 10$ (г)

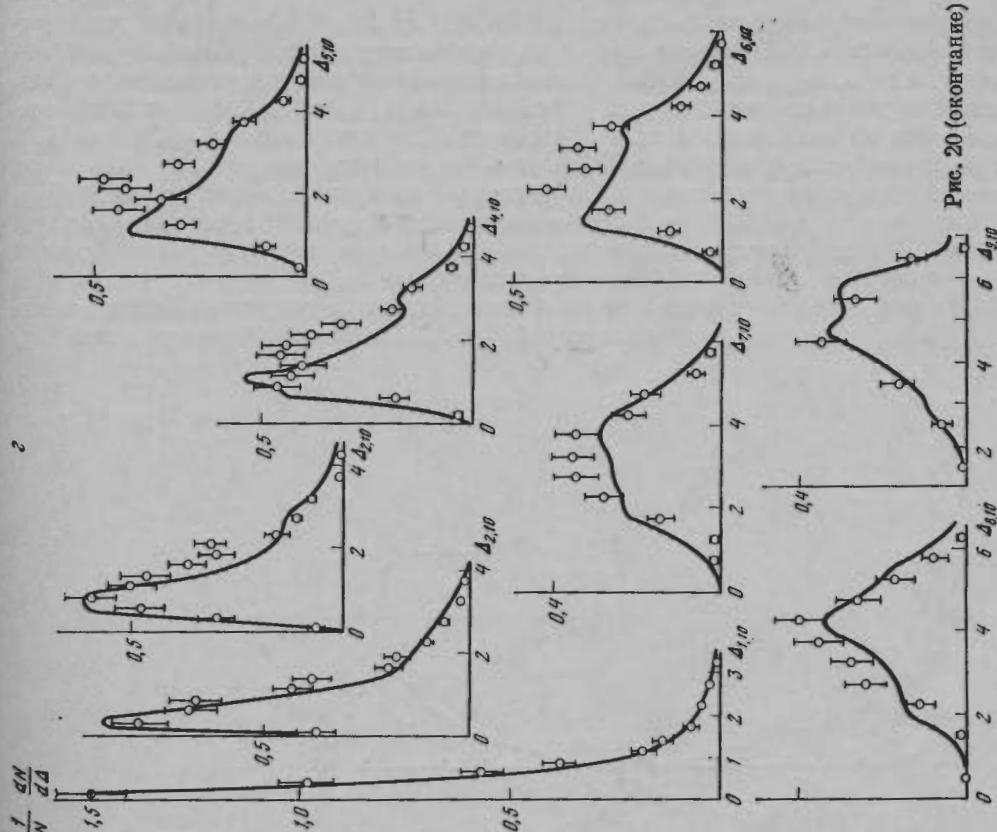
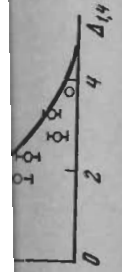
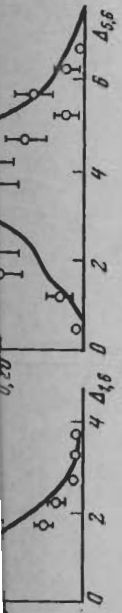
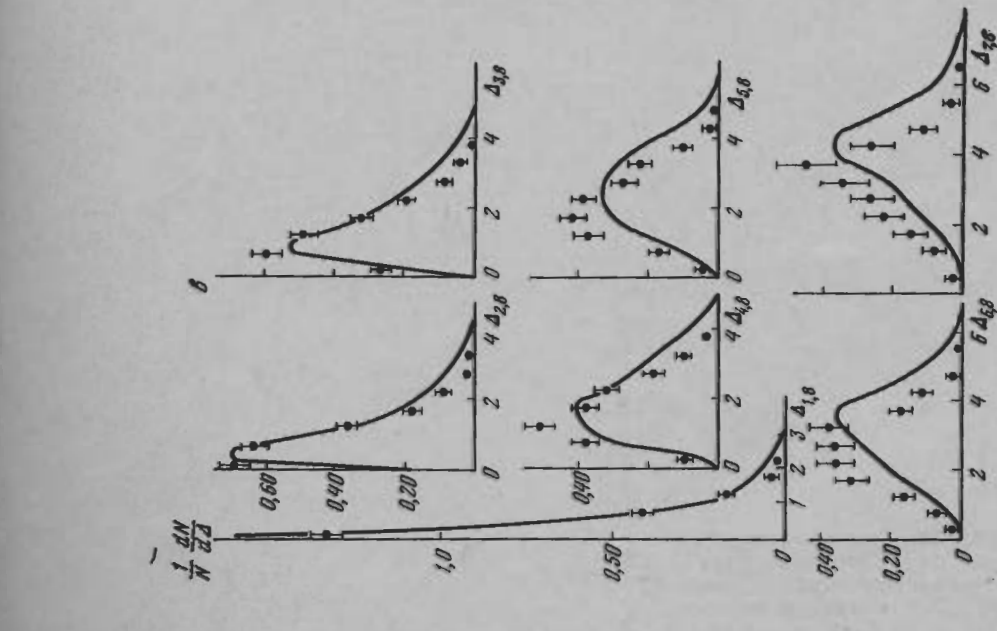


Рис. 20 (окончание)



Аналогичное поведение распределений наблюдается для событий с множественностью $n = 10$, где роль кластеров еще более велика. Действительно, интервалы $\Delta_{1,10}$, $\Delta_{2,10}$, $\Delta_{3,10}$ и $\Delta_{4,10}$ очень хорошо описываются теоретической моделью. Экспериментальные распределения для $\Delta_{5,10}$ и $\Delta_{6,10}$ имеют более острые пики по сравнению с теоретическими. Для интервалов $\Delta_{k,10}$ с $k = 7, 8$ и 9 формы распределений совпадают с теоретическими, однако, они и их максимумы смещены влево. Аналогичное поведение распределений $\Delta_{k,n}$ для множественностей $n = 8$ и 10 наблюдается в pp -взаимодействиях при 67 и 200 ГэВ, хотя следует отметить, что в pp -событиях формы распределений совпадали с теоретической для всех интервалов $\Delta_{k,n}$.

Из рассмотренных фактов можно сделать вывод о том, что в модели занижен вклад кластеров (распределения $\Delta_{k,4}$ и $\Delta_{k,6}$, а также распределения $\Delta_{k,n}$

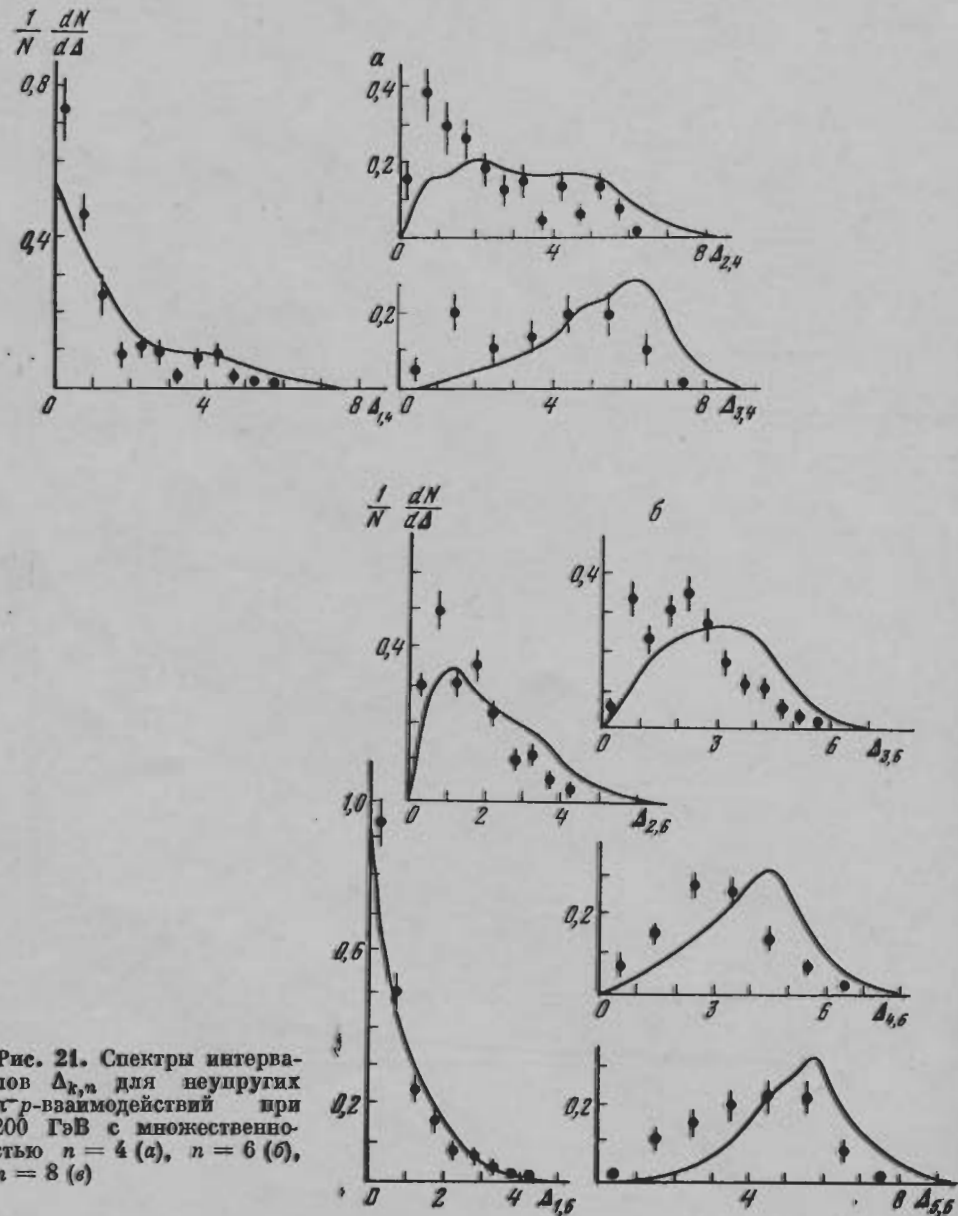


Рис. 21. Спектры интервалов $\Delta_{k,n}$ для неупругих πp -взаимодействий при 200 ГэВ с множественностью $n = 4$ (а), $n = 6$ (б), $n = 8$ (в)

для n
для pp
ным об

1.
ризац
2.
ной
гиях.
3.
обычн
мыми.

для $n = 8$ и 10 при $k \sim n$). Поскольку это имеет место как для π^-p -, так и для pp -взаимодействий, то отсюда следует, что, по-видимому, занижен главным образом вклад πN -кластеров.

6.6. Краткие выводы

1. Метод быстрых интервалов весьма эффективен для анализа кластеризации.
2. Простейшие аналитические модели дают качественные выводы о заметной роли кластеров (не сводимых к резонансам) при высоких энергиях.
3. С помощью этого метода удается различать модели, которые по другим обычно используемым характеристикам являются практически неразличимыми.

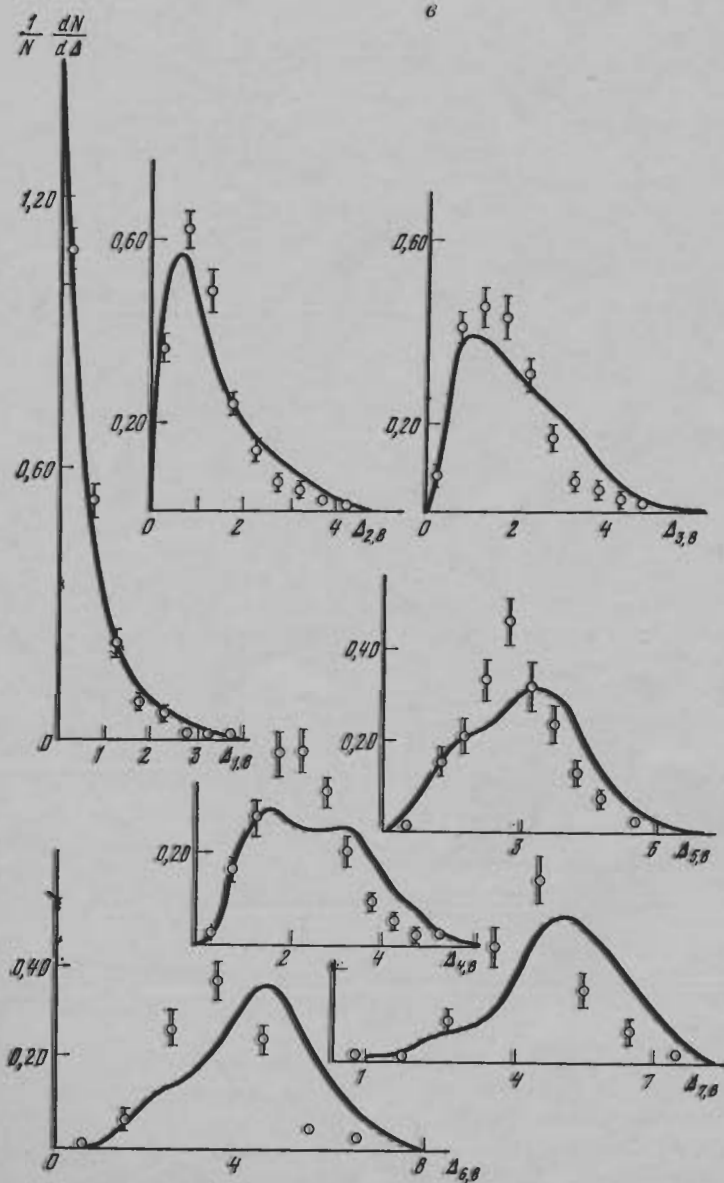


Рис. 21 (окончание)

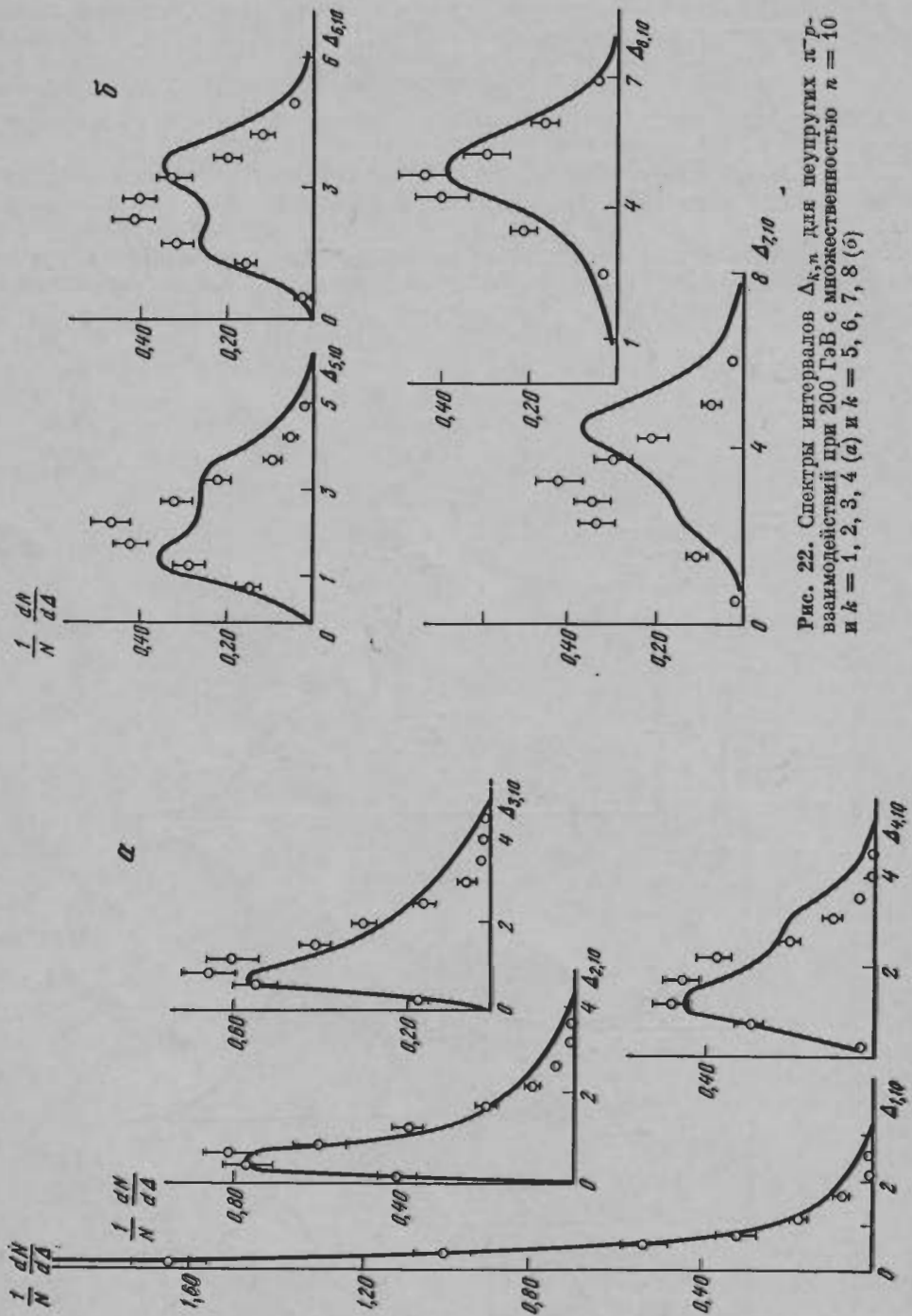


Рис. 22. Спектры интервалов $\Delta_{k,r}$ для неупругих νp -взаимодействий при 200 ГэВ с множественностью $n = 10$ и $k = 1, 2, 3, 4$ (a) и $k = 5, 6, 7, 8$ (b)

4.
теров
5.
ний с
случа

Ес
дина
ности
жется
ется
чески
П
нях.
сопос
роды
герон
разл
Хорд
клас
врем
го ва
масс
сечен
во в
не по
усло
где м
приб
от м
24, п
риф
чае
смен
но п
У
неза
пред
шка
ука
мас
Ова
чест
ли
дел
дес
ков
по
вы
дел
мод
ден
мет

4. В варианте с легкими $l\bar{l}$ - и lN -кластерами все же занижен вклад кластеров и завышена роль резонансного и дифракционного механизмов.

5. Вероятно, занижена роль lN -кластеров, так как характер расхождений с экспериментом одинаков для pp - и $l\bar{p}$ -взаимодействий, хотя в последнем случае более существенную роль играют $l\bar{l}$ -кластеры.

7. Теоретические подходы к описанию кластеров

Естественно, возникает вопрос о природе кластеров — являются ли они динамическими объектами или обусловлены в какой-то мере игрой случайностей (кинематическими ограничениями, флуктуациями и т. п.). Нам кажется, что наблюдаемая стабильность их свойств при разных энергиях является аргументом в пользу их динамической природы. Большинство теоретических схем исходит именно из этого положения.

При этом, конечно, теоретическое описание проводится на разных уровнях. Мы уже касались ряда феноменологических подходов. Здесь мы кратко сопоставим их, а потом перейдем к попыткам теоретического понимания природы явления кластеризации. Феноменологическая модель образования кластеров выбирается путем задания числа кластеров и их массы. Существуют различные точки зрения на изменения этих характеристик с ростом энергии. Хорошо известна простейшая мультипериферическая картина, когда массы кластеров ограничены, а число их логарифмически растет с энергией. В то же время высказываются утверждения [88—93] о том, что в процессах неупругого взаимодействия число рождаемых кластеров не зависит от энергии, а их масса растет. Эти случаи отличаются друг от друга поведением отношения сечения упругого рассеяния к полному — в первом оно падает с энергией, во втором остается постоянным. Однако слабый закон падения ($\sim \ln^{-1} S$) не позволяет четко разделить обе возможности по этому критерию. Ситуация усложняется за счет того, что в рамках мультипериферии допустимы схемы, где масса кластеров не строго фиксирована, а также слегка растет с энергией, приближаясь к некоторому пределу. Такие схемы практически неотличимы от моделей с постоянным числом кластеров. Это наглядно видно из рис. 23, 24, где показана смена итераций (с разным числом кластеров N) в мультипериферии с легкими (рис. 23) и тяжелыми (рис. 24) кластерами. В первом случае смена итераций идет быстро и число кластеров растет, во втором — эта смена крайне медленная и практически становится незаметной при достаточно высокой энергии.

Упрощенным вариантом мультипериферической картины является модель независимого испускания кластеров (см., например, [43—48, 57, 61]), где предполагается, что кластеры с данной массой распределены равномерно по шкале быстрот. Именно с помощью этой модели были получены многие из указанных выше оценок. Модель является феноменологической, так как масса кластеров и их распределение по быстротам задаются произвольно. Она весьма наглядна, основные характеристики ее легко посчитать аналитически и потому ее качественные выводы также легко обозримы. Однако вряд ли можно настаивать на точных количественных оценках в рамках такой модели. Для этого нужно, во-первых, более четко фиксировать динамику процесса, во-вторых, строго учесть кинематические ограничения, связанные с законами сохранения, и, в-третьих, провести сравнение теории и эксперимента по максимально возможному числу характеристик. Такая программа была выполнена [25, 59, 60, 86, 87] в рамках мультипериферической кластерной модели, в которой рождались как резонансы, так и фэйрболы. Динамика взаимодействия определяется мультипериферическим матричным элементом и поведением сечений рождения кластеров. Именно в этом пункте появляются параметры, которые затем фиксируются поведением полных сечений.

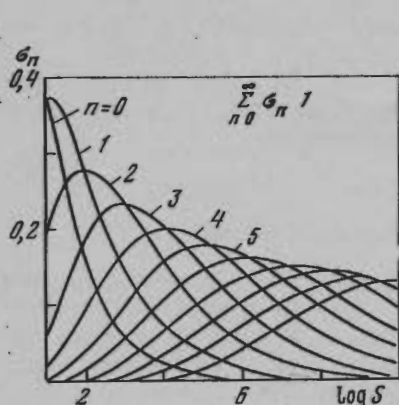
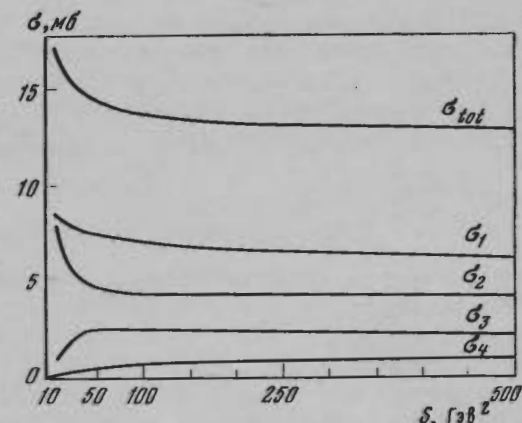
Рис. 23. Быстрая смена итераций σ_n с ростом энергии в модели с рождением резонансов

Рис. 24. Медленный энергетический рост итерационных сечений в модели, где кроме резонансов рождаются фэйрболы и возможна уirutая дифракция в вершине

Качественно эффективная масса кластеров определяется соотношением типа правила сумм,

$$\alpha(\alpha + 1) = \frac{1}{16\pi^3} \int_{4m_\pi^2}^{\infty} \bar{\sigma}(S_1) dS_1, \quad (48)$$

где α — положение ведущей траектории, а $\bar{\sigma}(S_1)$ — сечение рождения кластера с массой $\sqrt{S_1}$. Из соотношения (48) следует, что при $\alpha = 1$ должен быть существенный вклад довольно тяжелых кластеров с массой до 3—4 ГэВ/с². Затем производился розыгрыш искусственных звезд по методу Монте-Карло с помощью ЭВМ, и законы сохранения учитывались точно. Получаемая полная информация о событиях позволяет проводить сравнение с экспериментом по всем мыслимым характеристикам. Сравнение показало хорошее согласие по всем характеристикам, кроме рассмотренных выше распределений быструх интервалов при энергии 200 ГэВ, где модель предсказывает наличие некоторой структуриности, не наблюдаемой пока на эксперименте (правда, здесь нужна большая статистика и выделение определенного класса событий). Но опять-таки вывод модели независимого испускания кластеров о появлении более тяжелых коррелированных групп частиц полностью подтверждается и в рамках этой полуфеноменологической схемы, так как без образования фэйрболов в вершинах мультипериферических диаграмм не удастся согласовать теоретические и экспериментальные выводы.

Вместе с тем, несмотря на успехи моделей такого типа, хотелось бы понять более глубоко причину кластеризации частиц и, если удастся, связать это явление с теоретико-полевыми подходами. Возможный путь намечен в работах Каррузерса и Закарайсена [94] и других авторов [95—98]. Теоретико-полевоe описание процесса множественного рождения сводится в работе [94] к обычному кинетическому подходу. Рассматривается вигнеровская функция распределения

$$F(p, R) = \int d^4r e^{ipr} \langle \Psi_{in} | \Phi(R - \frac{r}{2}) \Phi(R + \frac{r}{2}) | \Psi_{in} \rangle, \quad (49)$$

где Ψ_{in} — in -состояния, Φ — волновая функция частицы. Если Ψ_{in} — двухчастичное состояние, то фурье-образ функции распределения связан с

инклюзивным спектром:

$$2\omega \frac{dN}{a^3 p} = \frac{(p^2 - m^2)^2}{(2\pi)^3} F(p, q = 0) \Big|_{p^2 = m^2} \quad (50)$$

Используя уравнение Клейна — Гордона, нетрудно получить уравнение типа кинетического

$$2ip \frac{\partial}{\partial R} F(p, R) = \int d^4 r e^{i p r} \langle \Psi_{in} | j(R - \frac{r}{2}) \Phi(R + \frac{r}{2}) - \Phi(R - \frac{r}{2}) j(R + \frac{r}{2}) | \Psi_{in} \rangle, \quad (51)$$

которое в случае лагранжиана взаимодействия

$$\mathcal{L}_{int} = 1/2 V \Phi^2 + 1/4 \lambda \Phi^4 \quad (52)$$

после замены $\langle \Phi^4 \rangle$ на $\langle \Phi^2 \rangle \langle \Phi^2 \rangle$ приводит к уравнению

$$2pqF(p, q) = \int dq' [V(q') + 3\lambda \int dp' F(p', q)] [F(p - q/2, q - q') - F(p + q/2, q - q')]. \quad (53)$$

Решение этого уравнения в случае бесконечной системы (т. е. когда $F^0(p, q) = F^0(p)(2\pi)^4 \delta^4(q)$) приводит к возможности появления коллективных колебаний в такой системе, т. е. к изменению дисперсионного уравнения и появлению неоднородностей (кластеров) в такой системе. Конечно, рассмотренный пример [94] не может претендовать на описание реальных адронных систем, а показывает лишь возможность связи теоретико-полевых методов с кинетическим (и гидродинамическим) подходом. В частности, здесь может быть прослежена связь нелинейных лагранжианов с уравнением состояния адронного вещества, а также изучена пространственно-временная картина адронных взаимодействий.

Имеется ряд теоретико-полевых моделей, в рамках которых предсказываются эффекты типа излучения солитонов, фазовых переходов и т. п. Вряд ли их можно сейчас серьезно использовать для описания процессов множественного рождения, однако, возникающие там эффекты, связанные с неустойчивостью системы, в какой-то мере напоминают картину взаимодействия капель воды, которую мы описывали во введении.

Таким образом, предлагается интересная возможность объяснения кластеризации частиц за счет развития неустойчивости в адронной системе, аналогичной неустойчивостям, скажем, в жидкостях или же тем, которые обуславливают образование неоднородностей в туманностях. Дальнейшее выяснение физических причин явления кластеризации представляется крайне интересным.

ПРИЛОЖЕНИЕ I

Амплитуды с определенным зарядовым состоянием частиц

Рассеяние реальных протонов и пионов описывается амплитудами A^{ab} с определенным зарядовым состоянием начальных частиц a и b . Эти амплитуды могут быть выражены через амплитуды A^I с определенным изоспином I в t -канале.

Мы рассмотрим pp -взаимодействия, поэтому системы уравнений для мнимых частей амплитуд A^{ab} могут быть получены при использовании уравнения (101) для мнимых частей амплитуд $A_1^I NN$ -, pN - и pn -взаимодействия.

Если воспользоваться обозначением

$$[A_1 B_1] \equiv \frac{1}{32\pi^3 |p| \sqrt{S}} \int \frac{dk^2 dS_1 dS_2}{(k^2 + \mu^2)^2} A_1(S_1, p^2, k^2) B_1(S_2, k^2), \quad (\text{П.1.1})$$

то, например, уравнение для NN -процессов можно записать в довольно компактном виде:

$$A_1^I(NN) = \bar{A}_1^I(NN) + [\bar{A}_1^I(\pi N) A_1^I(\pi N)]. \quad (\text{П.1.2})$$

Подставляя выражение (П.1.2) в правую часть соотношения между мнимыми частями зарядовой и изоспиновой амплитуд

$$A_1(p\bar{p} \rightarrow p\bar{p}) = \frac{1}{2} A_1^0(NN) - \frac{1}{2} A_1^1(NN), \quad (\text{П.1.3})$$

приходим к равенству

$$A_1^{pp}(S, p^2) = \bar{A}_1^{pp}(S, p^2) + \frac{1}{2} [\bar{A}_1^0(\pi N) A_1^0(\pi N)] + \frac{1}{2} [A_1^1(\pi N) A_1^1(\pi N)], \quad (\text{П.1.4})$$

которое при использовании соотношений

$$A_1(\pi^+\pi^+ \rightarrow \pi^+\pi^+) = \frac{1}{\sqrt{6}} A_1^0(\pi N) - \frac{1}{2} A_1^1(\pi N), \quad A_1(\pi^0\pi^0 \rightarrow \pi^0\pi^0) = \frac{1}{\sqrt{6}} A_1^0(\pi N), \quad (\text{П.1.5})$$

$$A_1(\pi^-\pi^- \rightarrow \pi^-\pi^-) = \frac{1}{\sqrt{6}} A_1^0(\pi N) + \frac{1}{2} A_1^1(\pi N),$$

аналогичных соотношению (П.1.3) может быть легко приведено к следующему виду:

$$A_1^{pp}(S, p^2) = \bar{A}_1^{pp}(S, p^2) + \sum_{i=-1,0,+1} [\bar{A}_1^{\pi_i p} A_1^{\pi_i p}]. \quad (\text{П.1.6})$$

Уравнение для $\pi_j p$ -рассеяния ($j = -1, 0, +1$) может быть получено аналогично, оно имеет следующий вид*:

$$A_1^{\pi_j p}(S, p^2) = \bar{A}_1^{\pi_j p}(S, p^2) + \sum_{i=-1,0,+1} [\bar{A}_1^{\pi_i \pi_j} A_1^{\pi_i p}]. \quad (\text{П.1.7})$$

Если воспользоваться соотношениями (П.1.3), (П.1.5) и аналогичными им соотношениями для $\pi\pi$ -рассеяния:

$$\begin{aligned} A_1(\pi^+\pi^+ \rightarrow \pi^+\pi^+) &= \frac{1}{3} A_1^0(\pi\pi) - \frac{1}{2} A_1^1(\pi\pi) + \frac{1}{6} A_1^2(\pi\pi), \\ A_1(\pi^+\pi^- \rightarrow \pi^+\pi^-) &= \frac{1}{3} A_1^0(\pi\pi) + \frac{1}{2} A_1^1(\pi\pi) + \frac{1}{6} A_1^2(\pi\pi), \\ A_1(\pi^0\pi^0 \rightarrow \pi^0\pi^0) &= \frac{1}{3} A_1^0(\pi\pi) - \frac{1}{3} A_1^2(\pi\pi), \\ A_1(\pi^+\pi^- \rightarrow \pi^0\pi^0) &= \frac{1}{3} A_1^0(\pi\pi) + \frac{2}{3} A_1^2(\pi\pi), \end{aligned} \quad (\text{П.1.8})$$

то входящие в правую часть уравнений (П.1.6) и (П.1.7) мнимые неприводимые части зарядовых амплитуд \bar{A}^{ab} можно выразить через определенные ранее мнимые неприводимые части амплитуд с t -канальным изоспином, равным нулю:

$$\begin{aligned} \bar{A}_1^{\pi^{\pm}\pi^{\pm}} &= \frac{1}{3} \bar{A}_{1b}^0(\pi\pi) + \frac{1}{3} \bar{A}_{1d}^0(\pi\pi), \\ \bar{A}_1^{\pi^{\pm}\pi^0} &= \frac{1}{2} \sum_{i=p,g} \bar{A}_{1i}^0(\pi\pi) + \frac{1}{3} \bar{A}_{1b}^0(\pi\pi) + \frac{1}{3} \bar{A}_{1d}^0(\pi\pi), \end{aligned} \quad (\text{П.1.9})$$

* Наличие трех интегральных членов в уравнениях (П.1.6) и (П.1.7) соответствует обмену между блоками мультипериферической цепочки пионами с любым возможным зарядом.

$$\bar{A}_1^{\pi^+\pi^-} = \frac{1}{2} \sum_{i=p, g} \bar{A}_{1i}^0(\pi\pi) + \sum_{i=e, f} \bar{A}_{1i}^0(\pi\pi) + \frac{1}{3} \bar{A}_{1b}^0(\pi\pi) + \frac{1}{3} \bar{A}_{1d}^0(\pi\pi),$$

$$\bar{A}_1^{\pi^0\pi^0} = \sum_{i=e, f} \bar{A}_{1i}^0(\pi\pi) + \frac{1}{3} \bar{A}_{1b}^0(\pi\pi) + \frac{1}{3} \bar{A}_{1d}^0(\pi\pi),$$

$$\bar{A}_1^{\pi^+\rho} = \sqrt{\frac{3}{8}} \sum_{i=\Delta\text{-reson}} \bar{A}_{1i}^0(\pi N) + \frac{1}{\sqrt{6}} \bar{A}_{1b}^0(\pi N) + \frac{1}{\sqrt{6}} \bar{A}_{1d}^0(\pi N),$$

$$\bar{A}_1^{\pi^0\rho} = \frac{1}{\sqrt{6}} \sum_{i=\Delta, N\text{-reson}} \bar{A}_{1i}^0(\pi N) + \frac{1}{\sqrt{6}} \bar{A}_{1b}^0(\pi N) + \frac{1}{\sqrt{6}} \bar{A}_{1d}^0(\pi N) + \frac{1}{\sqrt{6}} \bar{A}_{1\gamma\delta}^0(\pi N),$$

$$\begin{aligned} \bar{A}_1^{\pi^-\rho} = & \frac{1}{2\sqrt{6}} \sum_{i=\Delta\text{-reson}} \bar{A}_{1i}^0(\pi N) + \frac{2}{\sqrt{6}} \sum_{i=N\text{-reson}} \bar{A}_{1i}^0(\pi N) + \frac{1}{\sqrt{6}} \bar{A}_{1b}^0(\pi N) + \\ & + \frac{1}{\sqrt{6}} \bar{A}_{1d}^0(\pi N) + \frac{1}{\sqrt{6}} \bar{A}_{1\gamma\delta}^0(\pi N). \end{aligned}$$

ПРИЛОЖЕНИЕ II

1. Упругое дифракционное взаимодействие

При распаде образуются две частицы, тождественные начальным (относительно данного блока). Угловое распределение вторичных частиц в с. ц. м. блока, очевидно, имеет следующий вид:

$$\frac{dn}{d(\cos \theta)} \sim \exp [2t (\rho_p + \gamma_p \ln (z/z_m))], \quad (\text{II.1.1})$$

где

$$z_m = \begin{cases} z_f & \text{для } \pi\pi\text{-взаимодействия,} \\ z_{3M^2} & \text{для } \pi N\text{-взаимодействия;} \end{cases}$$

$$t = -k_1^2 - p_1^2 - 2p_1^0 k_1^0 - 2|\vec{p}_1||\vec{k}_1| \cos \theta,$$

k_1, k_2 и p_1 — 4-импульсы начальных и вторичной частиц; θ — угол между \vec{k}_1 и \vec{p}_1 в с. ц. м. блока. Энергия и модуль импульса вторичных частиц вычисляется однозначно из массы блока (S_i).

2. Резонансное взаимодействие

Вероятность распада резонанса на 2 или 3 частицы определяется упругостью резонанса. Распадами на большее число частиц мы пренебрегали вследствие их малой вероятности. Рассмотрим вначале двухчастичный канал распада. Заряды пионов, рожденных при распаде пионных резонансов с зарядом $Q \neq 0$, а также пионов и нуклонов, рожденных при распаде нуклонных резонансов с $Q = 2$ определяются законом сохранения заряда единственным образом. Для других значений Q наряду с упругим возможен распад с перезарядкой. Вычислим соответствующие вероятности. Используя разложение амплитуд с определенным зарядовым состоянием частиц по амплитудам с определенным t -канальным изоспином, можно написать, что при резонансном рассеянии

$$A_{\pi^+\pi^-\rightarrow\pi^+\pi^-} = \frac{1}{3} (A_e + A_f) + \frac{1}{2} (A_p + A_g),$$

$$A_{\pi^+\pi^-\rightarrow\pi^0\pi^0} = \frac{1}{3} (A_e + A_f);$$

$$\begin{aligned}
 A_{p\pi^- \rightarrow n\pi^0} &= A_{p\pi^0 \rightarrow n\pi^+} = -\frac{\sqrt{2}}{3} \sum_{i=\Delta\text{-reson}} A_i + \frac{\sqrt{2}}{3} \sum_{i=N\text{-reson}} A_i, \\
 A_{p\pi^+ \rightarrow p\pi^0} &= \frac{2}{3} \sum_{i=\Delta\text{-reson}} A_i + \frac{1}{3} \sum_{i=N\text{-reson}} A_i, \\
 A_{p\pi^- \rightarrow p\pi^-} &= \frac{1}{3} \sum_{i=\Delta\text{-reson}} A_i + \frac{2}{3} \sum_{i=N\text{-reson}} A_i,
 \end{aligned} \quad (\text{П.И.2})$$

где A_i — амплитуда i -резонансного рассеяния с определенным s -канальным изоспином. Поскольку интерференцией резонансов мы пренебрегаем, можно рассматривать процессы, идущие через образование одного из резонансов. При этом вероятность первой из реакций (П.И.2), идущей, например, через образование ε -резонанса

$$W_1^{\varepsilon} = c \int |A_{\pi^+\pi^- \rightarrow \varepsilon \rightarrow \pi^+\pi^-}|^2 d\Omega = \frac{c}{9} \int |A_{\varepsilon}|^2 d\Omega. \quad (\text{П.И.3})$$

Аналогично, для второй реакции из (П.И.2)

$$W_2^{\varepsilon} = \frac{c}{2} \int |A_{\pi^+\pi^- \rightarrow \varepsilon \rightarrow \pi^0\pi^0}|^2 d\Omega = \frac{c}{18} \int |A_{\varepsilon}|^2 d\Omega^*. \quad (\text{П.И.4})$$

Используя условие нормировки $W_1^{\varepsilon} + W_2^{\varepsilon} = 1$, легко получить, что $W_1^{\varepsilon} = 2/3$; $W_2^{\varepsilon} = 1/3$. Аналогично вычислялись вероятности остальных процессов.

Угловые распределения при двухчастичном распаде пионных резонансов описываются в системе покоя резонанса полиномом Лежандра $dn/d \cos \theta \sim |P_l(\cos \theta)|^2$, где θ — угол, составленный импульсом вторичного пиона с осью рассеяния, а l — спин резонанса. При двухчастичном распаде нуклонных резонансов

$$dn/d \cos \theta \sim |f_l(\cos \theta)|^2 + \sin^2 \theta |g_l(\cos \theta)|^2, \quad (\text{П.И.5})$$

где

$$f_l(\cos \theta) = \alpha_l P_l(\cos \theta), \quad g_l(\cos \theta) = dP_l/d \cos \theta,$$

$$\alpha_l = \begin{cases} l+1 & \text{при } J = l + 1/2; \\ l & \text{при } J = l - 1/2, \end{cases}$$

а J — спин резонанса.

При рассмотрении трехчастичного канала распада резонансов состав частиц определялся исходя из законов сохранения барионного заряда, проекции изоспина (заряда) и предположения о том, что рождение пионов (а также нуклонов) с любыми допустимыми зарядами равновероятно. Мы также предполагали, что угловое распределение при таких распадах близко к изотропному.

ПРИЛОЖЕНИЕ III

Вероятность образования N различных частиц в статистической модели определяется фазовым интегралом

$$W_N \sim V^N \frac{1}{N!} \int \prod_{i=1}^N g_i \frac{d^3 p_i}{(2\pi)^3} \delta^4(P - \sum p_i), \quad (\text{П.ИИ.1})$$

* В выражении (П.ИИ.4) из-за тождественности пионов в конечном состоянии появляется дополнительно двойка в знаменателе.

где P — 4-импульс системы, V — объем системы в момент распада, g_i — число внутренних степеней свободы i -й частицы. По Померанчуку, $V = = \frac{4}{3}\pi\mu^{-3}$.

Число частиц, на которое происходит распад блока, определяется нормальным распределением со средним числом частиц \bar{N} и дисперсией D , равными

$$\left. \begin{aligned} \bar{N} &= 0,6 + 2,1 \mathfrak{M} \\ D &= -0,08 + 0,43 \mathfrak{M} \end{aligned} \right\} \text{ для } \left. \begin{aligned} \bar{N} &= -0,75 + 2,1 \mathfrak{M} \\ D &= -0,4 + 0,43 \mathfrak{M} \end{aligned} \right\} \text{ для } \begin{aligned} &\text{лл-системы,} \\ &\text{лN-системы,} \end{aligned} \quad (\text{П. III. 2})$$

где \mathfrak{M} — масса системы.

Зависимость $\bar{N} = 2,1 \mathfrak{M}$ известна давно [106], а уточнение ее для малых \mathfrak{M} сделано в работе [108], где можно найти обоснование формул (П. III. 2). Поскольку распадающаяся система имеет заряд Q и нас интересуют вероятности рождения частиц разных зарядов (т. е. групп тождественных частиц), то в формулу (П. III. 1) нужно вместо $1/N!$ ввести фактор *

$$\Sigma \frac{1}{N_+! N_-! N_0!}; N_0 + N_+ + N_- = N - \delta; N_+ + N_- = Q - q,$$

где N_+ , N_- , N_0 — числа π^+ , π^- , π^0 , а $\delta = q = 0$ для лл-системы и $\delta = 1$, q — заряд пуклона для лN-системы.

Кoeffициенты в (П. III. 2) не зависят (с точностью в несколько процентов) от заряда распадающегося сгустка. Заметим, что мы не рассматривали возможность распада на другие частицы ($K^{\pm, 0}$, $\Lambda \dots$), примесь которых хотя и мала, но может слегка изменить коэффициенты в (П. III. 2).

Особо следует отметить роль орбитального момента. При высоких энергиях значение углового момента может достигать довольно большой величины. Однако, как показано в работе [109], учет сохранения углового момента в модели Померанчука практически не искажает углового распределения вторичных частиц. Этот результат существенно упрощает моделирование и позволяет пользоваться формулой (П. III. 1).

ПРИЛОЖЕНИЕ IV

Общая схема моделирования

Здесь мы опишем общую схему моделирования неупругих pp -взаимодействий.

Моделирование лр-взаимодействий осуществляется по той же схеме.

Неупругие pp -взаимодействия моделировались на основе итерационного решения уравнения (II. I. 6), взятого на массовой поверхности начальных частиц, т. е. при $p^2 = -M^2$. Это решение может быть записано в виде суммы (по числу блоков n и различным конфигурациям зарядов пионов, распространяющихся вдоль мультипериферической цепочки) членов вида:

$$A_1^{pp(n)}(S) = \int \prod_{i=1}^{n-1} \left\{ \frac{dk_{i+1}^2 dS_{2i} dS_{2i+1}}{16\pi^3 [(S_{2i+1} + k_i^2 - M^2)^2 + 4k_i^2 M^2]^{1/2}} \bar{A}_1^{p\pi_i}(S_{2i}, -M^2, k_i^2) \times \right. \\ \left. \times \bar{A}_1^{\pi_i \pi_{i+1}}(S_4, k_2^2, k_3^2) \dots \bar{A}_1^{\pi_{i-1} \pi_i}(S_{2n-2}, k_{n-1}^2, k_n^2) \bar{A}_1^{\pi_{i-1} p}(S_{2n-1}, k_n^2, -M^2), \right. \\ \left. (\text{П. IV. 1}) \right.$$

* Мы пренебрегаем обменным взаимодействием. Это оправдано тем, что средняя энергия, приходящаяся на одну частицу из кластера, $\varepsilon = 0,5$ ГэВ и, следовательно, $\varepsilon/\mu \gg 1$. При этом средние числа заполнения малы ($\ll 1$) и можно применять бoльцмановское распределение по энергиям.

где индексы i_2, i_3, \dots, i_n пробегает значения $-1, 0, +1$; S_{2i} — квадрат массы i -го блока (рис. 25), S_{2i+1} — квадрат массы суммы блоков, начиная с i -го, k_i^2 — квадрат 4-импульса, передаваемого между $i-1$ -м и i -м блоком. Интегрирование в выражении (II.IV.1) ведется по области

$$\left. \begin{aligned} S_{2i} < S_{2i} < F(S_{2i-1}, S_{2i+1}), \\ S_{2i+1} < S_{2i+1} < F(S_{2i-1}, S_{2i}) \end{aligned} \right\} 1 \leq i \leq n-1, \quad (\text{II.IV.2})$$

$$q_j^- < k_j^2 < q_j^+, \quad 2 \leq j \leq n,$$

где

$$F(x, y) = (x^{1/2} - y^{1/2})^2, \quad (\text{II.IV.3})$$

$$\begin{aligned} q^\pm = k_{j-1}^2 - S_{2j-2} + \frac{(S_{2j-1} - k_{j-1}^2 + M^2)(S_{2j-3} + S_{2j-2} - S_{2j-1})}{2S_{2j-3}} \pm \\ \pm \frac{1}{2S_{2j-3}} [(S_{2j-3} + k_{j-1}^2 - M^2) + 4k_{j-1}^2 M^2]^{1/2} [(S_{2j-3} - S_{2j-2} - S_{2j-1})^2 - \\ - 4S_{2j-2} S_{2j-1}]^{1/2}. \end{aligned} \quad (\text{II.IV.4})$$

Схема моделирования неупругих процессов реализована нами двумя программами LITTLE и GREAT для ЭВМ БЭСМ-6, работающими последовательно. Посредством программы LITTLE:

1. Методом Монте-Карло вычислялись сечения (II.IV.1) мультипериферических диаграмм (рис. 25). При этом, в частности, для pp -взаимодействия при 70 ГэВ достаточно ограничиться вкладом диаграмм не более чем с четырьмя блоками. Для этого случая сечения σ_i и ошибки ϵ_i при уровне достоверности $\eta = 0,9$ приведены в табл. 1. Диаграммы с данной конфигурацией зарядов обмениваемых пионов обозначены в этой таблице следующим образом. Каждой диаграмме с n блоками поставлено в соответствие n -значное число, цифры которого соответствуют мнимым частям амплитуд из (II.IV.1):

$$1 - \bar{A}_{1i}^{\pi^+\pi^-}, \bar{A}_{1i}^{\pi^-\pi^-}, \bar{A}_{1i}^{\pi^+\pi^+}, \bar{A}_{1i}^{\pi^-\pi^+};$$

$$2 - \bar{A}_{1i}^{\pi^+\pi^0}, \bar{A}_{1i}^{\pi^-\pi^0}, \bar{A}_{1i}^{\pi^0\pi^0}, \bar{A}_{1i}^{\pi^0\pi^+};$$

$$3 - \bar{A}_{1i}^{\pi^-\pi^+}, \bar{A}_{1i}^{\pi^0\pi^-};$$

$$4 - \bar{A}_{1i}^{\pi^0\pi^0}, \bar{A}_{1i}^{\pi^0\pi^+};$$

$$5 - \bar{A}_{1i}^{\pi^+\pi^-}.$$

Здесь

$$\bar{A}_{1i}^{\pi^+\pi^+} = \bar{A}_{1i}^{\pi^+\pi^+}_{\text{res}} + \bar{A}_{1i}^{\pi^+\pi^+}_{1b} + \bar{A}_{1i}^{\pi^+\pi^+}_{1d}; \quad \bar{A}_{1i}^{\pi^-\pi^-} = \bar{A}_{1i}^{\pi^-\pi^-}_{\text{res}} + \bar{A}_{1i}^{\pi^-\pi^-}_{1b} + \bar{A}_{1i}^{\pi^-\pi^-}_{1d}.$$

Например, 4423 означает, что 4-блочной диаграмме (II.IV.1) соответствует* произведение следующих мнимых частей амплитуд**:

$$\bar{A}_{1i}^{\pi^0\pi^0} \bar{A}_{1i}^{\pi^0\pi^0} \bar{A}_{1i}^{\pi^+\pi^+} \bar{A}_{1i}^{\pi^-\pi^-}.$$

2. По заданному полному числу случайных звезд и набору вычисленных сечений определялось число звезд, которые нужно сгенерировать для каждой рассмотренной в п. 1 диаграммы. При моделировании неупругих pp -взаимодействий при $E = 70$ ГэВ мы задались статистикой 20 тыс. звезд; число

* Крайним вершинам соответствуют амплитуды πN -рассеяния, поскольку мы рассматриваем pp -взаимодействие.

** Отметим, что численное (итерационное) решение уравнений для сечения πN - и NN -взаимодействия также вычислялось программой LITTLE. При этом в интеграл (II.IV.1) подставлялись неприводимые части амплитуд с определенным t -каналным вращением.

звезд, которые нужно было наиграть при этом, приведено в третьей колонке табл. 1*

3. Методом браковки производилась генерация случайных звезд, после чего они записывались на магнитную ленту.

Поскольку кинематика блоков, т. е. выражение (II.IV.1) не зависит от параметров, характеризующих их распад на частицы, генерация случайных звезд проводилась в два этапа. На первом этапе согласно интегралу (II.IV.1) генерировались звезды с неполной (малой) кинематикой. Эти звезды для диаграммы с n блоками представляют собой наборы $3n - 3$ инвариантов ($2n - 2$ квадратов S_i масс и $n - 1$ квадратов k_i^2 переданных импульсов) и $n - 1$ рядов обмениваемых блоками пионов. В качестве остальных величин, которые вместе с перечисленными инвариантами полностью определяют кинематику блоков, выбирались азимутальные углы φ_i импульса i -го блока в с.ц.м.

S_{2i} и S_{2i+1} . Поскольку подынтегральная функция в (II.IV.1) от этих углов не зависит**, эти углы генерировались на $(0, 2\pi)$ равномерно. Полученные звезды записывались на магнитную ленту.

Каждая такая звезда порождала на втором этапе моделирования звезду с «полной кинематикой».

Распад звезды с данной малой кинематикой на отдельные частицы осуществлялся программой GREAT следующим образом. Для каждой звезды с малой кинематикой по инвариантам S_{2i}^2 и k_i^2 , относящимся к i -му блоку, вычислялись отдельные члены той суммы из (II.I.9), которая описывает рождение этого блока. Поскольку отдельные члены этой суммы пропорциональны вероятности рассеяния посредством соответствующего этому члену механизма, то на основе вычисленных вероятностей случайным образом выделялся один из механизмов. При большом числе звезд частота появления каждого из механизмов пропорциональна соответствующему сечению***. После выделения механизма, посредством которого происходил распад блока, определялось, как это было описано выше, число частиц, рожденных в блоке и их заряды. Эта процедура проводилась для всех блоков звезды, после чего осуществлялась генерация импульсов частиц. Для этого по всем инвариантам S_i, k_i^2 и углам φ_i , относящимся к звезде, в с.ц.м. начальных частиц вычислялись 4-импульсы блоков и обмениваемых блоками пионов (рис. 1, а), после чего импульс k_i переводился лоренцовским преобразованием в с.ц.м. i -го блока. В с.ц.м. этого блока проводилась генерация 4-импульсов частиц, после чего эти импульсы преобразованием Лоренца переводились в с.ц.м. начальных

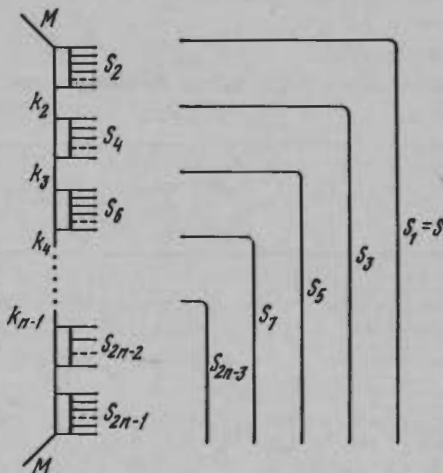


Рис. 25. Схематическое изображение итерационного решения уравнения (II.I.6) в виде суммы (по числу блоков n и различным конфигурациям зарядов пионов, распространяющихся вдоль мультипериферической цепочки членов вида (II.IV.1)

* Вследствие округления до целых сумма величин, приведенная в табл. 1, отличается от статистики 20 тыс. звезд, которой мы задались.

** Подынтегральная в (II.IV.1) функция уже проинтегрирована по всем φ_i . Легко видеть, что неинтегрированная по φ_i подынтегральная функция не зависит от всех φ_i .

*** Такую процедуру можно избежать, представив каждую рассматриваемую диаграмму в виде суммы диаграмм, в каждом блоке которых присутствует лишь один из механизмов. Поскольку число диаграмм при этом существенно увеличивается, время вычисления их сечений становится нереально большим.

Таблица 1

Сечения и их ошибки, число найгранных случайных звезд для всех рассматриваемых диаграмм (pp -взаимодействие $E_{\text{д}}=70$ ГэВ)

Диа- грам- ма	$\sigma_{\text{тв}}$	$\Delta\sigma$	Число звезд	Число найгранных звезд	Диа- грам- ма	$\sigma_{\text{тв}}$	$\Delta\sigma$	Число звезд	Число найгранных звезд
13	2,397	0,05	1243	1208	3122	0,0005	$2 \cdot 10^{-5}$	0	—
22	2,399	0,04	1244	1216	3111	0,0005	$1 \cdot 10^{-5}$	0	—
31	2,380	0,05	1234	1201	3223	0,034	0,002	18	18
42	1,263	0,02	655	631	3242	0,012	0,0007	6	6
51	2,526	0,04	1309	1279	3221	0,058	0,004	30	30
44	0,002	$4 \cdot 10^{-5}$	1	—	3313	0,0005	$1 \cdot 10^{-5}$	0	—
133	0,890	0,03	462	462	3322	0,057	0,003	30	30
122	0,810	0,03	420	420	3331	0,090	0,006	47	47
111	0,028	0,002	15	15	4233	0,067	0,002	35	35
223	0,586	0,002	304	304	3222	0,067	0,002	35	35
242	0,230	0,006	119	119	4211	0,0005	$4 \cdot 10^{-5}$	0	—
221	0,813	0,03	421	421	4423	0,014	0,0004	8	8
313	0,010	0,0004	5	5	4442	0,004	0,0002	2	2
322	0,589	0,02	305	305	4421	0,022	0,0008	12	12
331	0,894	0,03	464	464	4213	0,0005	$2 \cdot 10^{-3}$	0	—
423	0,391	0,007	203	203	4222	0,067	0,002	35	35
442	0,171	0,003	88	88	4231	0,104	0,003	54	54
421	0,495	0,1	256	256	5133	0,0005	$4 \cdot 10^{-3}$	0	—
513	0,046	0,0009	24	24	5122	0,0005	$4 \cdot 10^{-5}$	0	—
522	0,885	0,02	459	459	5111	0,0005	$1 \cdot 10^{-5}$	0	—
531	1,302	0,02	675	675	5223	0,105	0,003	55	55
425	0,093	0,002	48	48	5242	0,037	0,001	20	20
444	0,026	0,0004	13	13	5221	0,166	0,005	85	85
524	0,093	0,002	48	48	5313	0,0005	$4 \cdot 10^{-3}$	0	—
1333	0,093	0,006	48	48	5322	0,169	0,005	88	88
1322	0,099	0,007	51	51	5331	0,263	0,008	136	136
1311	0,0005	$5 \cdot 10^{-5}$	0	—	4235	0,047	0,001	24	24
1223	0,060	0,004	31	31	4224	0,013	0,0004	9	9
1242	0,021	0,002	11	11	4425	0,011	0,0002	6	6
1221	0,099	0,009	51	51	4444	0,002	$3 \cdot 10^{-5}$	1	1
1113	0,0005	$1 \cdot 10^{-5}$	0	—	4215	0,0005	$2 \cdot 10^{-5}$	0	—
1122	0,0005	$4 \cdot 10^{-5}$	0	—	4224	0,018	0,0004	9	9
1131	0,0005	$6 \cdot 10^{-5}$	0	—	5135	0,001	$3 \cdot 10^{-5}$	0	—
2233	0,059	0,004	31	31	5124	0,0005	$1 \cdot 10^{-5}$	0	—
2222	0,063	0,004	32	32	5225	0,073	0,002	38	38
2211	0,0005	$3 \cdot 10^{-5}$	0	—	5244	0,011	0,0002	6	6
2423	0,012	0,0007	6	6	5315	0,001	$4 \cdot 10^{-5}$	1	1
2442	0,004	0,0002	2	2	5324	0,047	0,001	24	24
2421	0,020	0,001	10	10	1	6,9	—	3577	—
2213	0,0005	$2 \cdot 10^{-5}$	0	—	2	10,1	—	5236	5236
2222	0,063	0,004	32	32					
2331	0,009	0,007	51	51	Все	38,6	0,5	19998	16270
3133	0,0005	$1 \cdot 10^{-5}$	0	—					

частиц. Каждая сгенерированная таким образом звезда записывалась на магнитную ленту.

Вследствие недостаточности объема памяти ЭВМ БЭСМ-6 часть звезд с малой кинематикой, относящихся к периферическим процессам, на отдельные частицы не «разваливалась». Именно, если масса блока, образовавшегося в фоновом взаимодействии, превышала 9,6 ГэВ или число частиц, рождающихся в таком взаимодействии, превышало 18, для такой звезды определялось только число частиц и их состав. На магнитную ленту такая неполная звезда не записывалась. Информация о таких звездах выводилась на печать, что позволило оценить ошибку, вносимую таким недоучетом звезд, а также строить характеристики, для которых не нужно знание импульсов частиц, по всем звездам. Число звезд, записанных на ленту, приведено в табл. 1, откуда видно, что «недоучтенные» 150 звезд из общего числа 16420 звезд, относящихся к неупругому pp -взаимодействию при $E_L = 70$ ГэВ, соответствуют 2-блочным диаграммам и вносят ошибку в σ_{incl} , равную 0,9%. Ошибки, вносимые по такой же причине в топологические сечения, оказываются малыми вплоть до $n_{ch} = 14$ (см. ниже).

n_{ch}	2	4	6	8	10	12	14	16	18
Относительная ошибка	0	0	0	0	0,007	0,08	0,31	0,5	0,75

**Метод сглаживания
для вычисления мультипериферических интегралов
с блоками распределенной массы**

В этом разделе мы изложим метод вычисления на ЭВМ интегралов типа (II.IV.1).

При применении метода Монте-Карло (см., например [112]) число точек N , в которых нужно вычислить подынтегральную функцию для того, чтобы достигнуть заданной точности при вычислении интеграла $\langle f \rangle = \int f dG$, зависит линейно от относительной дисперсии $D = \langle f^2 \rangle / \langle f \rangle^2 - 1$

$$N = D/\varepsilon(1 - \eta), \quad (\text{II.IV.5})$$

где η — уровень достоверности.

Для интегралов (II.IV.1), описывающих лл-, лN- и NN-рассеяние, $D \sim 10^4 - 10^5$. Если выбрать $\varepsilon \sim 0,05$, $\eta \sim 0,9$, то необходимо вычисление f в $10^8 - 10^9$ точках, на что требуется фантастическое количество машинного времени. Разумные значения $D \lesssim 10$. Такая ситуация обычна при вычислении фазовых интегралов и устраняется стандартным приемом, заключающимся в такой замене переменных интегрирования, которая приводила бы к слабому изменению подынтегральной функции в области интегрирования (сглаживание подынтегральной функции). При этом общий алгоритм не существует; в каждом отдельном случае применяется специальный алгоритм, наиболее эффективный для данной подынтегральной функции. Наиболее близкими к нашей задаче являются алгоритмы [112, 114]. Алгоритм [112] эффективно сглаживает фазовый объем даже 18—20 частиц, однако эффективность метода резко уменьшается для мультипериферического интеграла. Для этого случая был предложен метод [114], эффективно сглаживающий и пропагаторы в мультипериферическом интеграле. Однако, в отличие от рассматриваемой нами задачи, из каждой вершины мультипериферической цепочки испускалась только одна частица, так что массы всех блоков были фиксированы. Вследствие этого мы предложили алгоритм, сглаживающий подынтегральную функцию мультипериферической модели с блоками переменной массы. Описанная ниже схема эффективна для амплитуд A_1 , которые в области интегрирования по квадратам массы S численно близки к функции S^α .

Преобразование области интегрирования (II.IV.2) в гиперкуб проведем одновременно со сглаживанием подынтегральной функции. Для этого

совершим в (П.IV.4) замену переменных:

$$\begin{aligned} S_{2i} &= \xi_{2i} S_{2i-1}; \\ S_{2i+1} &= \xi_{2i+1} F(S_{2i-1}, S_{2i}); \quad 1 \leq i \leq n-1, \end{aligned} \quad (\text{П.IV.6})$$

где F определено равенством (П.IV.3). Многократно применяя (П.IV.6), легко получить, что

$$\begin{aligned} S_{2i} &= S_1 \xi_{2i} \prod_{k=1}^{i-1} (1 - \xi_{2k}^{1/n})^2 \xi_{2k+1}, \\ S_{2i+1} &= S_1 \prod_{k=1}^i (1 - \xi_{2k}^{1/n})^2 \xi_{2k+1}, \quad 1 \leq i \leq n-1. \end{aligned} \quad (\text{П.IV.7})$$

Якобиан J_1 этого преобразования

$$J_1 = S_1^{2(n-1)} \prod_{i=1}^{n-1} [(1 - \xi_{2i}^{1/n})^{2(n-i-1)+2} \xi_{2i+1}^{2(n-i-1)}].$$

Расширим область интегрирования по ξ_1 ($2 \leq i \leq 2n-1$) до гиперкуба

$$\bar{\xi}_i \leq \xi_i \leq 1, \quad \bar{\xi}_i = S_i / S_1, \quad (\text{П.IV.8})$$

положив подынтегральную функцию в дополнительной области равной нулю. Гиперкуб (П.IV.8) действительно полностью содержит область интегрирования по ξ_i ($2 \leq i \leq 2n-1$), поскольку $S_{2i} \leq S_{2i-1} \leq S_1$, $1 \leq i \leq n-1$.

Таким образом, интеграл по массам S_i ($1 \leq i \leq 2n-2$) от некоторой функции $\chi(S_2, \dots, S_{2n-1})$ приводится к виду

$$\int_{\bar{\xi}_2}^1 d\xi_2 \int_{\bar{\xi}_3}^1 d\xi_3 \dots \int_{\bar{\xi}_{2n-1}}^1 d\xi_{2n-1} \bar{\chi}(\xi_2, \xi_3, \dots, \xi_{2n-1}),$$

где

$$\bar{\chi}(\xi_2, \xi_3, \dots, \xi_{2n-1}) = \chi(S_2(\xi_2), S_3(\xi_2, \xi_3), \dots, S_{2n-1}(\xi_2, \xi_3, \dots, \xi_{2n-1})) \theta_{n-1}, \quad (\text{П.IV.9})$$

где

$$\theta_{n-1} = \prod_{i=1}^{n-1} \theta[F(S_{2i-1}, S_{2i+1}) - S_{2i}] \theta[S_{2i} - S_{2i}^-] \theta[S_{2i+1} - S_{2i+1}^-],$$

$\theta(x)$ — обычная ступенчатая функция.

Очевидно, что при S_1 достаточно больших по сравнению с S_i^- дополнительная область интегрирования (область, где $\theta_{n-1} = 0$) мала по сравнению с полной областью интегрирования.

Преобразуем в гиперкуб область интегрирования по k_i^2 ($2 \leq i \leq n$) посредством замены

$$(\mu^2 + k_i^2)^{-1} = (\mu^2 + q_i^-)^{-1} + y_i [(\mu^2 + q_i^+)^{-1} - (\mu^2 + q_i^-)^{-1}], \quad (\text{П.IV.10})$$

где $0 \leq y_i \leq 1$ ($2 \leq i \leq n$).

Якобиан преобразования (П.IV.7), (П.IV.10) равен

$$J = \frac{D(S_2, S_3, \dots, S_{2n-1}, k_2^2, k_3^2, \dots, k_n^2)}{D(\bar{\xi}_2, \bar{\xi}_3, \dots, \bar{\xi}_{2n-1}, y_2, y_3, \dots, y_n)} = J_1 \prod_{i=1}^{n-1} \frac{(\mu^2 + k_{i-1}^2) \varphi_i}{(\mu^2 + q_{i+1}^+) (\mu^2 + q_{i+1}^-)},$$

где

$$\begin{aligned} \varphi_i &= \frac{1}{S_{2i-1}} [(S_{2i-1} + k_i^2 + p_2^2)^2 - 4k_i^2 p_2^2]^{1/2} [(S_{2i-1} - S_{2i} - S_{2i+1})^2 - \\ &- 4S_{2i} S_{2i+1}]^{1/2}. \end{aligned} \quad (\text{П.IV.11})$$

Покажем, что в той части фазового объема, где выполняются неравенства

$$S_{2j+1}/F(S_{2j-1}, S_{2j}) \ll 1 \quad (1 \leq j \leq n-1), \quad (\text{П.IV.12})$$

$$k_i^2/S_{2n-3} \ll 1, \quad p_2^2/S_{2n-3} \ll 1 \quad (1 \leq i \leq n),$$

приближенное выражение для подынтегральной функции в (П.IV.4) полностью факторизуется*. В области (П.IV.12)

$$\begin{aligned} \varphi_i \approx [(S_{2i-1} - S_{2i} - S_{2i+1})^2 - 4S_{2i}S_{2i+1}]^{1/2} = S_{2i-1}(1 - \xi_{2i}^{1/2})(1 - \xi_{2i+1}^{1/2}) \times \\ \times [(1 + \xi_{2i}^{1/2})^2 - \xi_{2i+1}(1 - \xi_{2i}^{1/2})^2]^{1/2} \approx S_{2i-1}(1 - \xi_{2i})(1 - \xi_{2i+1})^{1/2}, \end{aligned} \quad (\text{П.IV.13})$$

$$(\mu^2 + q_{i+1}^+) (\mu^2 + q_{i+1}^-) \approx S_{2i}S_{2i+1}.$$

Используя полученные выражения, легко видеть, что

$$\begin{aligned} A_1^{(n)} \sim \int \prod_{i=2}^{2n-1} d\xi_i \prod_{j=2}^n dy_j \theta_{n-1} \bar{A}_1(S_{2n-1}, k_n^2, p_2^2) \times \\ \times \prod_{i=1}^{n-1} \left[\frac{(1 - \xi_{2i})(1 - \xi_{2i+1})^{1/2}}{\xi_{2i}\xi_{2i+1}} \bar{A}_I(S_{2i}, k_i^2, k_{i+1}^2) \right], \end{aligned} \quad (\text{П.IV.14})$$

где θ_{n-1} определена равенством (П.IV.9), а интегрирование ведется по области (П.IV.8), (П.IV.10).

Таким образом кинематическая часть подынтегральной функции факторизовалась по всем ξ_i и y_i .

Пусть

$$\bar{A}_I(S, k^2, p^2) \sim S^\alpha, \quad (\text{П.IV.15})$$

тогда

$$\prod_{i=1}^n \bar{A}_I(S_{2i}, k_i^2, k_{i+1}^2) = \prod_{i=1}^{n-1} (1 - \xi_{2i}^{1/2})^{2\alpha(n-1)} \xi_{2i}^\alpha \xi_{2i+1}^{\alpha(n-1)}. \quad (\text{П.IV.16})$$

Подставляя (П.IV.16) в (П.IV.14), получаем факторизованное выражение для $A_1^{(n)}$

$$\begin{aligned} A_1^{(n)} \sim \prod_{i=1}^{n-1} \left\{ \int_0^1 dy_{i+1} \int_{\xi_{2i}}^1 dz z^{\alpha-1} (1 - z^{1/2})^{2\alpha(n-i+1)} (1 + z^{1/2}) \times \right. \\ \left. \times \int_{\xi_{2i+1}}^1 dx (1 - x)^{1/2} x^{\alpha(n-i)-1} \theta_{n-1} \right\}. \end{aligned} \quad (\text{П.IV.17})$$

Введем переменные x_i ($2 \leq i \leq 2n-1$), изменяющиеся в единичном гиперкубе так, чтобы подынтегральная функция в (П.IV.17) была равна 1. Очевидно, что x_i , обладающие указанным свойством, можно ввести следующим образом:

$$x_{2i} = \frac{\int_{\xi_{2i}}^{\xi_{2i+1}} dx x^{\alpha-1} (1 - x^{1/2})^{2\alpha(n-i)+1} (1 + x^{1/2})}{\int_{\xi_{2i}}^1 dx x^{\alpha-1} (1 - x^{1/2})^{2\alpha(n-i)+1} (1 + x^{1/2})}, \quad 1 \leq i \leq n-1; \quad (\text{П.IV.18a})$$

* Мы предполагаем, что неприводимые части \bar{A}_I , содержащиеся в (П.IV.4), мультипликативны по своим переменным в эффективной области интегрирования.

$$x_{2i+1} = \frac{\int_{\xi_{2i+1}^-}^{\xi_{2i+1}} dx (1-x)^{1/2} x^{\alpha(n-i)-1}}{\int_{\xi_{2i+1}^-}^{\xi_{2i+1}^-} dx (1-x)^{1/2} x^{\alpha(n-i)-1}}, \quad 1 \leq i \leq n-1. \quad (\text{П.IV.18})$$

Из выражений (П.IV.18) следует, что при изменении ξ_i от ξ_i^- до 1, x_i монотонно возрастает от 0 до 1. Подынтегральная функция (П.IV.17) в переменных x_i, y_i равна const, поэтому можно ожидать, что при замене (П.IV.10), (П.IV.18) подынтегральная функция в точном выражении (П.IV.1) будет меняться слабо.

Для того чтобы реализовать этот метод сглаживания на ЭВМ, необходимо протабулировать x_i как функцию ξ_i (для всех $2 \leq i \leq 2n-1$), используя выражения (П.IV.18). Сгенерировав случайное, равномерно распределенное число x_i, ξ_i можно вычислить интерполяцией, используя полученные таблицы.

Для того чтобы получить в переменных x_i, y_i окончательное выражение для интеграла (П.IV.1), остается только вычислить якобиан

$$J_2 = \frac{D(\xi_2, \xi_3, \dots, \xi_{2n-1})}{D(x_2, x_3, \dots, x_{2n-1})}. \quad (\text{П.IV.19})$$

Это можно сделать, пользуясь формулами (П.IV.18), однако при этом в интеграл будет внесена ошибка, связанная с тем, что ξ_i вычисляются по x_i приближенно. Для устранения этой ошибки вычислим якобиан следующим образом. Пусть $\eta(x_i^k, \xi_i^k, d_i^k, x_i)$ — линейная интерполирующая функция, т. е.

$$\xi_i = \eta(x_i^k, \xi_i^k, d_i^k, x_i) = \xi_i^k + d_i^k(x_i - x_i^k) \quad (\text{П.IV.20})$$

для $x_i^k \leq x_i < x_i^{k+1}$ (k обозначает номер узла интерполяционной решетки). Используя (П.IV.20) вместо (П.IV.18), легко видеть, что

$$J_2 = \prod_{i=2}^{2n-1} d_i^k \quad (x_i^k \leq x_i < x_i^{k+1}). \quad (\text{П.IV.21})$$

Таким образом, интеграл (П.IV.1) в переменных x_i, y_i имеет следующий вид.

$$A_1^{(n)} = \int \prod_{i=1}^{n-1} \left\{ dx_{2i+1} dx_{2i} dy_{i+1} \frac{S_{2i-1} F(S_{2i-1}, S_{2i}) d_{2i}^{k_{2i}} d_{2i+1}^{k_{2i+1}}}{[(S_{2i+1} + k_i^2 + p_2^2)^2 - 4k_i^2 p_2^2]^{1/2}} \times \right. \\ \left. \times \bar{A}_1(S_{2i}, k_i^2, k_{i+1}^2) \right\} \bar{A}_1(S_{2n-1}, k_n^2, p_2^2) \theta_{n-1}, \quad (\text{П.IV.22})$$

где $\theta_{n-1}, F(S_{2i-1}, S_{2i}), d_{2i}^{k_{2i}}, d_{2i+1}^{k_{2i+1}}$ определены равенствами (П.IV.9), (П.IV.3) (П.IV.20), связь между x_i, y_i и S_i, k_i^2 определена равенствами (П.IV.20), (П.IV.18), (П.IV.7) и (П.IV.10), а интегрирование ведется по $3n-3$ -мерному единичному гиперкубу.

Описанная схема сглаживания реализована нами программой LITTLE, вычисляющей сечения и моделирующей процессы с рождением распределенных масс в мультипериферических диаграммах. В качестве отладочного варианта рассматривалось лл-взаимодействие с неприводимой частью \bar{A}_1 , выбранной в следующем виде:

$$\bar{A}_1(S, p^2, k^2) = \left(\frac{S + p^2 + k^2}{M^2 + p^2 + k^2} \right)^\alpha, \quad (\text{П.IV.23})$$

где $M^2 \sim 4 \text{ ГэВ}^2, \alpha \sim 0,4 \div 0,9$. При указанном выборе A_1 относительная дисперсия, характеризующая качество сглаживания, изменялась от 0,1 до 4

для диаграмм с числом блоков, изменяющимся от 2 до 4 и интервале S от 10 до 400 ГэВ². Скорость генерации звезд при вычислении сечения для амплитуды (П.IV.23) на ЭВМ БЭСМ-6 оказалась около 5000 в минуту.

При реальном моделировании с использованием амплитуд сглаживание подынтегральной функции, содержащей фоновый и (или) дифракционный вклады, оказывается удовлетворительным. Резонансный член описанной методикой сглаживается плохо (за исключением кинематической его части). Тем не менее качество сглаживания оказывается в целом вполне достаточным для вычисления полных сечений pp -, pN - и NN -взаимодействий с относительной ошибкой 0,02—0,03 при $\eta = 0,9$. Сглаживание подынтегральной функции, в которой в качестве \bar{A}_1 для одного или (и) двух крайних блоков взят член $\bar{A}_{1\nu}$, описывающий вклад γ_5 -вершины, требует специального рассмотрения. В самом деле, из-за наличия δ -функции в $\bar{A}_{1\nu}$, интегрирование по S_2 или S_{2n-1} выполняется аналитически. Вследствие этого размерность пространства, в котором производится моделирование, уменьшается. Вывод соответствующих выражений в этом случае совершенно аналогичен тому, который привел к формулам (П.IV.18), поэтому мы лишь укажем, какие изменения нужно произвести в этих выражениях в рассматриваемом случае*.

1. $S_2 = M^2$, т. е. $\bar{A}_{1\nu}$ присутствует в блоке 1.

В этом случае во всех выражениях нужно положить $S_2 = M^2$; формулы (П.IV.18а) справедливы при $2 \leq i \leq n-1$; в выражении (П.IV.22) переменная x_2 отсутствует; в выражении (П.IV.9) для θ_{n-1} при $i = 1$ нужно оставить лишь член $\theta(S_{2i+1} - S_{2i+1})$; выражение

$$S_{2i-1} F(S_{2i-1}, S_{2i}) d_{2i}^{k_{2i}} d_{2i+1}^{k_{2i+1}}, \quad (\text{П.IV.24})$$

содержащееся в числителе подынтегрального выражения в (П.IV.22), необходимо заменить на

$$\delta_{i1} F(S_1, M^2) d_{2i+1}^{k_{2i+1}} + (1 - \delta_{i1}) S_{2i-1} F(S_{2i-1}, S_{2i}) d_{2i}^{k_{2i}} d_{2i+1}^{k_{2i+1}}.$$

2. $S_{2n-1} = M^2$, т. е. $\bar{A}_{1\nu}$ содержится в блоке n .

Положить $S_{2n-1} = M^2$, формулы (П.IV.18) заменяются на формулы

$$x_{2i} = \frac{\int_{\xi_{2i}^-}^{\xi_{2i}^+} dx (1 - x^{1/2})^{2\alpha(n-i-1)+1} (1 + x^{1/2}) x^{\alpha-1}}{\int_{\xi_{2i}^-}^{\xi_{2i}^+} dx (1 - x^{1/2})^{2\alpha(n-i-1)+1} (1 + x^{1/2}) x^{\alpha-1}}, \quad 1 \leq i \leq n-1; \quad (\text{П.IV.25a})$$

$$x_{2i+1} = \frac{\int_{\xi_{2i+1}^-}^{\xi_{2i+1}^+} dx x^{\alpha(n-i-1)-1} (1-x)^{1/2}}{\int_{\xi_{2i+1}^-}^{\xi_{2i+1}^+} dx x^{\alpha(n-i-1)-1} (1-x)^{1/2}}, \quad 1 \leq i \leq n-2, \quad (\text{П.IV.25б})$$

в выражении (П.IV.22) переменная x_{2n-1} отсутствует; в выражении (П.IV.9) при $i = n-1$ отсутствует множитель $\theta(S_{2n-1} - S_{2n-1})$; в выражении (П.IV.24) при $i = n-1$ нужно оставить лишь член

$$S_{2n-3} d_{2n-2}^{k_{2n-2}}.$$

* Описываемое ниже сглаживание также реализовано программой LITTLE.

3. \bar{A}_{1V} соответствует обоим крайним блокам. Положить $S_2 = S_{2n-1} = M^2$; формулы (П.IV.18) заменить на (П.IV.25), причем (П.IV.25а) справедливы при $2 \leq i \leq n-1$; в выражении (П.IV.22) переменные x_2 и x_{2n-1} отсутствуют, в выражении (П.IV.9) при $i=1$ оставить лишь член $\theta(S_{2i+1} - S_{2i+1}^-)$, а при $i=n-1$ этот множитель опустить; в выражении (П.IV.24) при $i=1$ оставить лишь член $F(S_{2i-1}, S_{2i}) d_{2i+1}^{k_{2i+1}}$, а при $i=n-1$ этот член нужно опустить.

Если крайнему блоку соответствует сумма \bar{A}_{1V} и каких-либо других членов ($\bar{A}_{1res}, \bar{A}_{1b}, \bar{A}_{1d}$), то интеграл (П.IV.1) необходимо разбить на два так, чтобы выделить вклад γ_6 -вершины.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дремин И. М.— В кн.: Труды XVIII Международной конференции по физике высоких энергий (Тбилиси, 1976 г.). Дубна, изд-е ОИЯИ, 1976.
2. Андреев И. В., Дремин И. М.— УФН, 1977, 122, с. 37—80.
3. Cioek P. et al.— Nuovo sim., 1958, 8, p. 166—169; 1958, 10, p. 741—754.
4. Niu K.— Nuovo sim., 1958, 10, p. 994—1021.
5. Cossioni G.— Phys. Rev., 1958, 111, p. 1699—1706.
6. Григоров Н. Л., Добротин Н. А., Славатинский С. А. и др.— В кн.: Труды Международной конференции по физике космических лучей. М., 1959, М., 1960, т. 1, с. 140.
7. Зацепин Г. Т.— Там же, с. 170.
8. Dobrotin N. A., Slavatsinskii S. A.— Proc. Int. Conf. High-Energy Phys., 1961; 1, p. 819.
9. Dobrotin N. A. et al.— Nucl. Phys., 1961, 35, p. 152—164.
10. Zaitsepin G. T., Bubelev E. G.— Progr. Theor. Phys., Suppl., 1962, 3, p. 495—501.
11. Дремин И. М., Чернавский Д. С.— ЖЭТФ, 1960, 38, с. 229—232.
12. Salzman F., Salzman G.— Phys. Rev. Lett., 1960, 5, p. 377—379.
13. Зацепин Г. Т.— ДАН СССР, 1949, 67, с. 933—935.
14. Фейнберг Е. Л., Чернавский Д. С.— ДАН СССР, 1951, 81, с. 795—797; 1953, 91, с. 511—513.
15. Blockhintsev D. I.— Proc. CERN Symp., 1956, 2, p. 155—159.
16. Дремин И. М., Чернавский Д. С.— ЖЭТФ, 1961, 40, с. 1333—1337.
17. Amati D., Stanghellini A., Fubini S.— Nuovo sim., 1962, 26, p. 896—954.
18. Фейнберг Е. Л., Чернавский Д. С.— УФН, 1964, 82, с. 3—81.
19. Дремин И. М., Ройзен И. И., Уайт Р. В., Чернавский Д. С.— ЖЭТФ, 1965, 48, с. 952—964.
20. Фейнберг Е. Л. Раппортерский доклад на XII Международной конференции по физике высоких энергий. Дубна, 1964.
21. Frautschi S. C.— Nuovo sim., 1963, 28, p. 409—421.
22. Krzywicki A.— Nuovo sim., 1964, 32, p. 1067—1084.
23. Дремин И. М., Ройзен И. И., Чернавский Д. С.— УФН, 1970, 101, с. 385—428.
24. Feinberg E. L.— Phys. Repts, 1972, 5С, p. 237—350.
25. Dremin I. M., Dunaevski A. M.— Phys. Repts, 1975, 18С, p. 159.
26. Miesowics M.— In: Progress in Elementary Particles and Cosmic Ray Physics, NHEP. Amsterdam, 1971, vol. 10, p. 103—125.
27. Дремин И. М.— ЯФ, 1967, 5, с. 1286—1289.
28. Дремин И. М., Чернавский Д. С.— ЯФ, 1971, 14, с. 263—269.
29. Chew G. P.— Phys. Rev., 1973, D7, p. 934—937.
30. Berger E. L., Fox G. C., Krzywicki A.— Phys. Lett., 1973, 43В, p. 132—134.
31. Ludlam T., Slansky S.— Phys. Rev., 1973, D8, p. 1408—1421.
32. Friedman T. H.— SLAC — PUB — 1358, 1973.
33. Bialas A., Jacob M., Pokorski S.— Nucl. Phys., 1974, B75, p. 259—268.
34. Chao A. W., Quigg C.— Phys. Rev., 1974, D9, p. 2016—2026.
35. Krzywicki A., Weingarten D.— Phys. Lett., 1974, 50В, p. 265—267.
36. Pirila F., Pokorski S.— Phys. Lett., 1973, 43В, p. 502—505; Lett. nuovo sim., 1973, 8, p. 141—144.
- 36a. Thomas G. H.— Mini-rapporteur Talk XVIII Intern. Conf. High-Energy Phys. Tbilisi, 1976.
37. Quigg C., Pirila P., Thomas G. H.— Phys. Rev. Lett., 1975, 34, p. 290—293.
38. Адамович М. И., Добротин Н. А. и др.— ЯФ, 1975, 22, с. 530—538.
39. Гершкович А. М., Дремин И. М.— КСФ, 1976, 1, с. 7—10.
40. Pirila P., Thomas G. H.— Phys. Rev., 1975, D11, p. 2532—2537.

41. Ер
М
42. Д
в
43. Ве
37
Ве
44. М
45. Sq
46. Ch
47. Fe
48. Ha
49. Da
U.
50. Fo
51. Egg
52. Ka
53. De
54. Le
55. Gul
56. Arn
57. Hay
58. Ran
59. Bo
1973
60. Чер
61. Krzy
62. Mur
63. Mur
64. Snid
65. Iwa
66. Piri
67. Ludl
68. Adam
p. 18
69. Kucm
СПК
70. Ludl
71. Ludl
72. Baier
73. Baier
74. Amem
75. Grassl
76. Kafka
77. Brom
78. Fong
79. Btarla
p. 59
80. Brom
81. Chtu
82. Lamsa
83. Robso
84. Armb
85. Адам
86. Adam
p. 18
87. Adam
N 122
88. Balles
89. Balles
90. Balles
1975, 2
91. Balles
92. Ansel
93. Carazz
94. Carru
95. Cooper
96. Eltezen
97. Hua i
98. Chiu

41. Ерофеева И. Н. и др.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1967, 31, с. 1412—1413;
Мурзин В. С., Сарычева Л. И.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 34, с. 1898—1903.
42. Дремин И. М., Жданов Г. В., Третьякова М. И., Черняский М. М.— Письма
в ЖЭТФ, 1966, 4, с. 152—156.
43. Berger E. L.— Nucl. Phys., 1975, B85, p. 61—101; Phys. Lett., 1974, 49B, p. 369—
371;
Berger E. L., Fox G. C.— Phys. Lett., 1973, 47B, p. 162—164.
44. Morel A., Plaut G.— Nucl. Phys., 1974, B78, p. 541.
45. Squires E. J., Webber D. M.— Nuovo cim., 1974, 21A, p. 64—73.
46. Chann H. M., Paton T. E., Tsou S. T.— Nucl. Phys., 1975, B85, p. 479.
47. Feinberg S., Goren Y., Horn D.— Nucl. Phys., 1975, B91, p. 317—337.
48. Hayot F., Le Bellac M., Henyey F. S.— Nucl. Phys., 1974, B80, p. 77—89.
49. Darriulat P.— Invited Talk VI Intern. Colloq. Multiparticle Reactions, Oxford,
U. K., July 14—19, 1975.
50. Foa L.— Phys. Repts, 1975, 22C, p. 1—56.
51. Eggert K., Frenzel H., Thome W. et al.— Nucl. Phys., 1975, B86, p. 201—215.
52. Kagiya S.— Progr. Theor. Phys., 1975, 54, p. 166—178.
53. De Tar C.— Invited Talk XVIII Intern. Conf. High-Energy Phys. Tbilisi, July 1976.
54. Le Bellac M., Miettinen H. I., Roberts R. G.— Phys. Lett., 1974, 48B, p. 115—117.
55. Gula A.— Lett. nuovo cim., 1975, 13, p. 432—436.
56. Arneodo A., Plaut G.— Nucl. Phys., 1976, B107, p. 262.
57. Hayot F., Le Bellac M.— Nucl. Phys., 1975, B86, v. 333—344.
58. Ranft G., Ranft J.— Nucl. Phys., 1974, B83, p. 285—310.
59. Волков Е. И., Дремин И. М., Дунаевский А. М. и др.— ЯФ, 1973, 17, с. 407;
1973, 18, с. 437—446; 1974, 20, с. 149—164.
60. Черняский Д. С., Канарек Т. И., Волков Е. И.— Преприят ФИАН, 1975, № 53.
61. Krzywicki A., Quigg C., Thomas G. H.— Phys. Lett., 1975, 57B, p. 369—372.
62. Murai N.— Phys. Lett., 1975, 56B, p. 351—354.
63. Murai N.— Phys. Rev., 1976, D14, p. 836—849.
64. Snider D. R.— Phys. Rev., 1975, D11, p. 140—146.
65. Iwai J., Szruki N., Takahashi Y.— Progr. Theor. Phys., 1976, 45, p. 1537—1544.
66. Pirila P., Thomas G. H., Quigg C.— Phys. Rev., 1975, D12, p. 92—105.
67. Ludlam T., Slansky R.— Phys. Rev., 1975, D12, p. 65—70.
68. Adamovich M. I., Chernjavskii M. M., Dremm I. M. et al.— Nuovo cim., 1976, 33A,
p. 183—194.
69. Кустенев Э. П., Лиходед А. К., Толстенков А. Н.— Преприят ИФВЭ — СТФ —
СПК 76—22, 1976.
70. Ludlam T. et al.— Phys. Lett., 1974, 48B, p. 449—451.
71. Ludlam T., Slansky R.— Phys. Rev., 1975, D12, p. 59—64.
72. Baier R., Bopp F. W.— Phys. Rev., 1976, D13, p. 2148—2149.
73. Baier R., Widder F.— Nuovo cim., 1975, 30A, p. 169.
74. Amendolis S. R. et al.— Nuovo cim., 1975, 31A, p. 1.
75. Grassberger P., Michael C., Miettinen H. I.— Phys. Lett., 1974, 52B, p. 60—63.
76. Kafka et al.— Phys. Rev. Lett., 1975, 34, p. 687—689.
77. Bromberg C. et al.— Phys. Rev., 1974, D10, p. 3100—3104.
78. Fong D. et al.— Phys. Lett., 1976, 1B, 99—101.
79. Biarlas A., Fialkowski K., Jezabek M., Zielinski M.— Acta phys. pol., 1975, B6,
p. 59—71.
80. Bromberg C. et al.— Phys. Rev., 1975, D12, 1224—1227.
81. Chiu C. B., Wang K. H.— Phys. Rev., 1976, D13, p. 3045—3058.
82. Lamsa J. W. et al.— Phys. Rev. Lett., 1976, 37, p. 73—75.
83. Robson D., Michael C.— Nucl. Phys., 1976, B107, p. 509—521.
84. Armbrust W. T., Scott D. M.— Phys. Rev., 1976, D14, p. 140—151.
85. Адамович М. И., Харламов С. П.— КСФ, 1974, 12, с. 3—8.
86. Adamovich M. I., Chernjavskii M. M., Dremm I. M. et al.— Nuovo cim., 1976, 33A,
p. 183—194.
87. Adamovich M. I., Volkov E. I., Dremm I. M. et al.— Lebedev Inst. preprint, 1976,
N 122.
88. Ballestrero A., Predassi E.— Nuovo cim., 1974, 21A, p. 485.
89. Ballestrero A.— Nuovo cim., 21, p. 503.
90. Ballestrero A., Page R., Predazzi E.— Nuovo cim., 1975, 25A, p. 419; Nuovo cim.,
1975, 30A, p. 81.
91. Ballestrero A., Predazzi E., Page R.— Nuovo cim. Lett., 1976, 15, p. 57—59.
92. Anselmino M., Ballestrero A.— Nuovo cim. lett., 1976, 15, p. 329—330.
93. Carazza B., Gandolfi A.— Nuovo cim. lett., 1976, 16, p. 102—104.
94. Carruthers P., Zachariasen F.— Phys. Rev., 1976, D13, p. 950.
95. Cooper F., Sharp D. H.— Phys. Rev., 1975, D12, p. 1123.
96. Eliezer S., Weiner R. M.— Phys. Rev., 1976, D13, p. 86.
97. Hua R. C.— Phys. Rev., 1974, D10, p. 2260.
98. Chiu C. B., Wang K. H.— Phys. Rev., 1975, D12, p. 272.

99. *Arneodo A., Plaut G.*— Nucl. Phys., 1975, В97, р. 51; Nucl. Phys., 1976, В113, р. 156.
100. *Griffin J. J., Kap K. K.*— Rev. Mod. phys., 1976, 48, р. 467—478.
101. *Дремин И. М., Дунаевский А. М.*— ЯФ, 1975, 22, с. 568—578.
102. *Левин Е. М., Рыскин М. Г.*— ЯФ, 1975, 21, с. 396—411.
103. *Волков Е. И., Канарек Т. И., Ройзен И. И., Чернавский Д. С.*— ЯФ, 1976, 24, с. 1212—1231.
104. *Волков Е. И.*— ЯФ, 1976, с. 1283—1286.
105. *Дунаевский А. М.*— Канд. дис. М., 1974.
106. *Померанчук И. Я.*— ДАН СССР, 1951, 78, с. 889—891;
Фейнберг Е. Л.— УФН, 104, с. 539—592.
107. *Ландау Л. Д.*— Изв. АН СССР, 1953, 17, с. 51—64.
108. *Волков Е. И., Дайбог Е. И.*— Препринт ФИАН, 1973, № 90.
109. *Дунаевский А. М.*— Препринт ФИАН, 1973, № 176.
110. *Фейнберг Е. Л.*— В кн.: Труды 10-й школы молодых физиков. Баку, 1976.
111. *Ройзен И. И.*— Препринт ФИАН, 1976, № 39.
112. *Копылов Г. И.* Основы кинематики резонансов. М., Наука, 1974.
113. *Копылов Г. И.*— ЖЭТФ, 1960, 39, с. 1091—1097.
114. *Buckling E., Kajantie K.*— Nucl. Phys., 1969, В9, р. 568—576.
115. *Воробьев А. П., Дунаевский А. М.*— Препринт ФИАН, 1972, № 73.
116. *Адамович М. И., Добротин Н. А.* и др. Препринт ФИАН, М., 1975, № 11, ЯФ, 22, 530—537, 1975.
117. Алма-Ата — Ленинград—Москва—Ташкент-сотрудничество.— Письма в ЖЭТФ, 19, с. 598—602; Препринт ФИАН, 1974, № 30.
118. Alma-Ata—Cracow—Dubna—Leningrad—Moscow—Tashkent—Ulan-Bator-Collaboration.— Phys. Lett., 1972, 39В, 282—284; Сообщения ОИЯИ, Дубна, 1972, Р1—6504.
119. Алма-Ата—Ленинград—Москва—Ташкент-сотрудничество.— Письма в ЖЭТФ, 1973, 17, с. 655—658; Препринт ФИАН, 1973, № 68.
120. Alma-Ata—Budapest—Cracow—Dubna—Moscow—Sofia—Tashkent—Ulan-Bator-Collaboration.— Phys. Lett., 1970, 31В, 237—240; Сообщения ОИЯИ, Дубна, 1970, Р1 — 5072.
121. Алма-Ата—Гатчина—Москва—Ташкент-сотрудничество.— Препринт ФИАН, 1976, № 29; XVIII Int. Conf. High Energy Phys., Tbilisi, 1976, А2, 50.
122. Alma-Ata—Gatchina—Moscow—Tashkent-Collaboration.] P. N. Lebedev Phys. Inst., Moscow, 1976, Preprint N 123; XVIII Intern. Conf. High-Energy Phys. Tbilisi, 1976, А2, 19.
123. *Adamovich M. I., Dobrotin N. A., Larionova V. G. et al.*— XVII Intern. Conf. High-Energy Phys., London, 1974, А2, 790; P. N. Lebedev Phys. Inst., Moscow, 1974, Preprint N 123.
124. *Адамович М. И., Добротин Н. А., Ларионова В. Г.* и др.— КСФ, 1974, № 9, с. 33—37.
125. *Адамович М. И., Волков Е. И., Ларионова В. Г.* и др.— Препринт ФИАН, 1975, № 149.
126. *Адамович М. И., Волков Е. И., Ларионова В. Г.* и др.— ЯФ, 1977, 25, с. 571—584.

В после
уделяться
вий адрон
лей взаим
зывают е
рах.

Более п
в качестве
тия процес
адронов с а
уникальную

Для изу
шие возмож
составу: во
(~ 26% вз
вий) фотоэ
отселящих

Высоко
стрировать
измерения
лучать общ

Исполь
БР-1, БР-2
искажения

кратному
Наличие
нии ядерн
возможн
частиц, из
стиц.

Шаконе
Серпухова
ние работ
лаборатор
использова
получаем
повысить к.

М. И. АДАМОВИЧ, В. Г. ЛАРИОНОВА, Н. В. МАСЛЕННИКОВ А, Г. И. ОРЛОВА,
М. И. ТРЕТЬЯКОВА, С. П. ХАРЛАМОВ, М. М. ЧЕРНЯВСКИЙ, Ф. Р. ЯГУДИНА

МНОЖЕСТВЕННОЕ РОЖДЕНИЕ ЧАСТИЦ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ПИОНОВ И ПРОТОНОВ С НУКЛОНАМИ И ЯДРАМИ В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ 20—200 ГэВ

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы в физике высоких энергий все больше внимания стало уделяться изучению множественных процессов, в частности, взаимодействий адронов на ядрах. В настоящее время для выбора правдоподобных моделей взаимодействий адронов при высоких энергиях немалые надежды связывают с изучением множественной генерации частиц на различных ядрах.

Более того, сейчас становится ясным, что ядро может быть использовано в качестве анализатора для исследования пространственно-временного развития процесса множественной генерации частиц в неупругих взаимодействиях адронов с ядрами, и изучение взаимодействия частиц с ядрами может дать уникальную информацию о неупругих процессах в элементарном акте.

Для изучения ядерных взаимодействий адронов высокой энергии большие возможности представляют ядерные фотоэмульсии. По своему атомному составу: водород H (~ 4% взаимодействий), группа легких ядер CNO (~ 26% взаимодействий), группа тяжелых ядер Ag Br (~ 70% взаимодействий) фотоэмульсии позволяют получить характеристики для ядер, далеко отстоящих по A.

Высокое пространственное разрешение, возможность одновременно регистрировать как быстрые, так и медленные заряженные частицы, возможность измерения ионизации, создаваемой заряженными частицами, позволяет получить обширную информацию о характеристиках взаимодействий.

Использование ядерных фотоэмульсий отечественного производства типа БР-1, БР-2 высокой чувствительности к релятивистским частицам и малыми искажениями позволило измерять импульсы заряженных частиц по многократному кулоновскому рассеянию вплоть до энергий 50—100 ГэВ.

Наличие импульсного магнитного поля в ряде экспериментов при облучении ядерных фотоэмульсий пучками частиц на ускорителях расширило возможности фотометода — появилась возможность определения знаков заряда частиц, измерения импульсов с лучшей точностью, идентификации частиц.

Наконец, возможность облучения ядерных фотоэмульсий на ускорителях Серпухова и FNAL (Батавия, США) частицами высокой энергии и выполнение работ большими коллективами физиков в рамках сотрудничества многих лабораторий Советского Союза и стран — участниц ОИЯИ, а также широкое использование ЭВМ для обработки экспериментального материала и анализа получаемых данных позволило значительно увеличить статистику событий, повысить качество работ и их научную значимость.

Большинство экспериментальных работ по изучению неупругих взаимодействий адронов на ядрах выполнено с помощью ядерных фотоэмульсий.

Настоящая работа посвящена изложению некоторых результатов анализа и обзора экспериментальных данных по изучению взаимодействий протонов и пионов с нуклонами и ядрами фотоэмульсии в области энергий до 200 ГэВ. В работе рассматриваются взаимодействия протонов с нуклонами и ядрами при энергии 20, 67 и 200 ГэВ, а также π^- -мезонов с нуклонами и ядрами при энергии 17, 50, 60 и 200 ГэВ.

Следующие экспериментальные данные получены в рамках сотрудничества:

1. π^-N при 60 ГэВ [1]

Алма-Ата — Будапешт — Дубна — Краков — Москва (ФИАН и МГУ) — София — Улан-Батор-сотрудничество;

2. pN при 67 ГэВ [2]

Алма-Ата — Дубна — Краков — Ленинград — Москва (ФИАН и МГУ) — Ташкент — Улан-Батор-сотрудничество;

3. π^-N , π^-A при 50 ГэВ [3—6]

Алма-Ата — Дубна — Ленинград — Москва — Ташкент-сотрудничество;

4. pN , pA при 200 ГэВ [7—14]

Алма-Ата — Ленинград — Москва — Ташкент-сотрудничество;

5. π^-N , π^-A при 200 ГэВ [15, 16]

Алма-Ата — Гатчина — Москва — Ташкент-сотрудничество.

Основное внимание в работе уделено сравнению характеристик взаимодействий протонов и π^- -мезонов на нуклонах, легких и тяжелых ядрах.

Первая глава посвящена методике эксперимента, вторая — множественности заряженных частиц, третья — угловым характеристикам, четвертая — энергетическим характеристикам вторичных частиц из адрон-нуклонных и адрон-ядерных взаимодействий.

Глава I

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

§ 1. Облучение ядерных фотоэмульсий

Фотоэмульсии типа Ильфорд G5 и K5 (диаметр 6 см, толщина слоя 600 мкм) облучались на ускорителе в ЦЕРНЕ (Женева) пучками протонов с импульсом 24 и 21 ГэВ/с, а также π^- -мезонами с импульсом 17 ГэВ/с. Облучение проводилось в импульсном магнитном поле 180 и 165 кГс соответственно на установке «Мамонт» [17—18]. Плотность облучения $\sim (1-2) \cdot 10^4$ частиц/см², угол наклона пучка к плоскости эмульсии $\sim 0,1-0,3^\circ$, угловой разброс пучка для случая протонов составлял $\sim 0,5 \cdot 10^{-3}$, для π^- -мезонов $\sim 0,1^\circ$. Одновременно для контроля дисторсий слои облучались теми же пучками перпендикулярно слою, при этом плотность облучения составляла $\sim 10^5$ частиц/см². Слои типа BR-2 (диаметр слоя 6 см, толщина 600 мкм) облучались π^- -мезонами с импульсом 50 ГэВ/с на ускорителе в Серпухове в импульсном магнитном поле 180 кГс. Для создания импульсного поля использовалась установка ЦЕРНа «Мамонт». Условия облучения слоев и синхронизации пучка и поля описаны в работе [19].

Слой типа BR-2 размером 10×20 см², толщиной 600 мкм облучались на ускорителе в Серпухове пучками π^- -мезонов с импульсом 60 и протонами с импульсом 67 ГэВ/с. Условия облучения приведены в работах [1, 2].

Наконец, облучение пучками протонов и π^- -мезонов (при импульсе 200 ГэВ/с) проводилось на ускорителе FNAL (Батавия, США). Облучались в каждом пучке по 2 камеры объемом по 1 л фотоэмульсии каждая, использовались слои эмульсий типа BR-2 размером 10×20 см, с толщиной слоя

600 мк
тиц/см
Дл
высок
этом п
вочном
коорди
сти пр

Пр
слежи
60 × 1
магнит
Нес
слежив
лона с
одинак
са пуч
Для
регистр
ния оде
но пер
событий
событий
дуть за
все вре
столика
ции пол
страции
специал
линии
тонкими
Опы
том пла
рирует
4 раза
угловом
с углом
вдоль сл

Все
от скор
ские (в
ных час
серые п
 $T_p > 30$
стицы (с
горых о
частицы
След
 $J \sim (1,5$
частицы

600 мкм, плотность облучения параллельно слою составляла $\sim(2-4)10^4$ частиц/см².

Для контроля дисторсии слои дополнительно облучались пучком частиц высокой энергии с малым угловым разбросом перпендикулярно слою, при этом плотность облучения была $\sim 10^5$ частиц/см². Слои проявлялись в проявочном центре ЛВЭ ОИЯИ. Перед проявлением на слои наносилась световая координатная сетка, что в дальнейшем давало возможность при необходимости продолжать следы в соседние слои.

§ 2. Просмотр слоев

Просмотр слоев с целью поиска ядерных взаимодействий велся путем прослеживания вдоль следа на микроскопах типа МБИ-9 при увеличении $60 \times 15 \times 1$ со скоростью 3 м в день для слоев, облученных при наличии магнитного поля, и со скоростью 4—5 м в день для обычных облучений.

Необходимо отметить, что скорость прослеживания вдоль следа зависит от угла наклона следов пучка к плоскости слоя и его одинаковости вдоль слоя, от углового разброса пучка.

Для получения высокой эффективности регистрации событий с малым углом отклонения одного из вторичных следов относительно первичного (в том числе и регистрации событий с одной релятивистской частицей — событий типа $0 + 0 + 1p$) необходимо следить за тем, чтобы центр тяжести пучка был все время параллелен точному перемещению столика микроскопа по оси OX . Для фиксации положения следов в поле зрения и регистрации малых отклонений используется специальная окулярная шкала (см. рис. 1), линии которой должны быть достаточно тонкими.

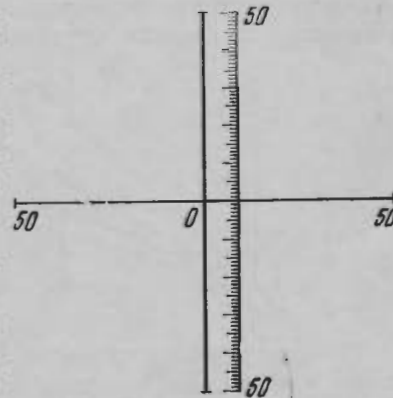


Рис. 1. Окулярная шкала, используемая при просмотре и измерениях

Опытный микроскопист, используя такую шкалу и следящий за разворотом пластинки по центру тяжести пучка, с высокой эффективностью регистрирует изменения направления первичного следа в плоскости эмульсии, в 3—4 раза большие среднего углового разброса пучка, например, при среднем угловом разбросе пучка $\lesssim 10^{-4}$ рад уверенно фиксируются все рассеяния с углом $\gtrsim (3-4) \cdot 10^{-4}$ рад. Поиск ядерных взаимодействий путем просмотра вдоль следа позволяет работать с ансамблем событий без дискриминации.

§ 3. Определение типа звезды

Все вторичные заряженные частицы делятся на три класса в зависимости от скорости β , которая определяется по ионизации, или пробегу: релятивистские ($\beta > 0,7$ с, ионизация $J < 1,4J_0$, где J_0 — ионизация на следах первичных частиц) или α -частицы, множественность которых будет обозначать n_s ; серые или g -частицы ($\beta < 0,7$; $J \gtrsim 1,4J_0$, кинетическая энергия протона $T_p > 30$ МэВ), множественность которых обозначается n_g ; черные или b -частицы ($T_p \leq 30$ МэВ, остаточный пробег ≤ 3000 мкм), множественность которых обозначается n_b . Мы используем также термин сильноионизирующие частицы $n_h = n_b + n_g$. Тип звезды записывается как $n_b + n_g + n_s$.

Следы релятивистских частиц отделяются от серых (вблизи границы $J \sim (1,5 \div 2,0) J_0$) по счету зерен на изучаемом следе и на следе первичной частицы (на той же глубине в эмульсии). Черные следы отделяются от серых

(вблизи границы их раздела) по длине остаточного пробега частицы ($R_b \ll \leq 3000$ мкм). Из-за высокого пространственного разрешения фотоэмульсий регистрируются также ядра отдачи и β -электроны. Так как при высоких энергиях наблюдаются ядерные взаимодействия с большими n_s, n_b, n_g , а также повышенный фон посторонних частиц, то для изучения и определения типа звезды целесообразно использовать окулярную шкалу, показанную на рис. 1, а также специальный бланк, на который наносится расположение всех следов в условном масштабе. Как правило, тип звезды определяется перед измерением углов на измерительных микроскопах типа KSM-1 Zeiss.

§ 4. Измерение углов

Измерение углов вылета вторичных релятивистских частиц относительно первичной частицы (полярного θ и азимутального φ) проводилось на специальном измерительном микроскопе для ядерных исследований KSM-1 фирмы Zeiss. Так как микроскоп предназначен для измерения импульсов частиц высокой энергии по многократному кулоновскому рассеянию, то шумы микроскопа при измерении координат следов можно не учитывать.

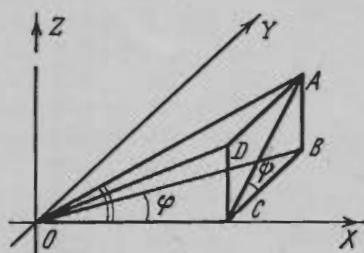


Рис. 2. Определение углов вторичных частиц

OX — направление первичной частицы, AOC — полярный угол θ , ACB — азимутальный угол φ , BOC — угол в плоскости эмульсии φ , DOC — глубинный угол α

В зависимости от величины плоского угла φ — угла между проекциями следа и первичной частицы на плоскость эмульсии — применялся либо координатный, либо угловой метод (рис. 2).

Для углов $\varphi < 10^\circ$ измерялись координаты x, y, z центра звезды и вторичного следа, причем предварительно пластинка разворачивалась поворотным столиком так, чтобы направление первичной частицы совпадало с осью OX столика микроскопа (с точностью 0,1–0,2 мкм), координата z измерялась относительно ближайшей вспомогательной первичной частицы. Так как ошибка измерения координаты y значительно меньше, чем z , то координаты следа измерялись, как правило, на таком расстоянии $l = OX$, чтобы $\Delta y \approx 15$ мкм. Для минимальных углов расстояния OX брались равными $l = 1$ см. Координата z измерялась, как правило, на том же расстоянии по x , что и y . Для углов $\varphi > 10^\circ$ угол φ измерялся с помощью угломера с точностью $0,1^\circ$, а координата z измерялась относительно поверхности слоя.

В системе координат микроскопа ось OZ перпендикулярна плоскости эмульсии и направлена от стекла к поверхности; ось OX направлена вдоль проекции следа первичной частицы, т. е. слева направо (рис. 2), ось OY выбирается так, чтобы получилась правая система координат. Для перехода в систему координат, связанную с первичной частицей, проводятся дополнительные измерения x_0, y_0, z_0 на следе первичной частицы на расстоянии $l = 5$ мм от звезды и затем с помощью математических преобразований определяются полярные углы θ и азимутальные φ вторичных частиц относительно первичной.

Для определения точности измерения малых углов мы провели оценку ошибки в измерении нулевого угла на следах первичных частиц, угол наклона которых с плоскостью эмульсии составлял $(2-4) \cdot 10^{-3}$ рад. На рис. 3, а, б приведено распределение вторых разностей D_2 (мкм) координат y_i, z_i , измеренных на следах первичных протонов с импульсом 200 ГэВ/с в зависимости от длины ячейки (в направлении OX). Измерение координаты проводилось

Рис. 3. Распределение вторых разностей D_2 координат y_i, z_i протонов

$a - t = 10$
 $b - t = 10$

относительно

10000 м

Ошиб

стории

$l = 1$ см

200 ГэВ/с

фокусир

В таб

ной вели

доть о тс

что расп

ние алге

и ложно

с малым

ларного

шается с

$t = 4000$

составля

$= 10000$

Иско

сти от д

1 см от

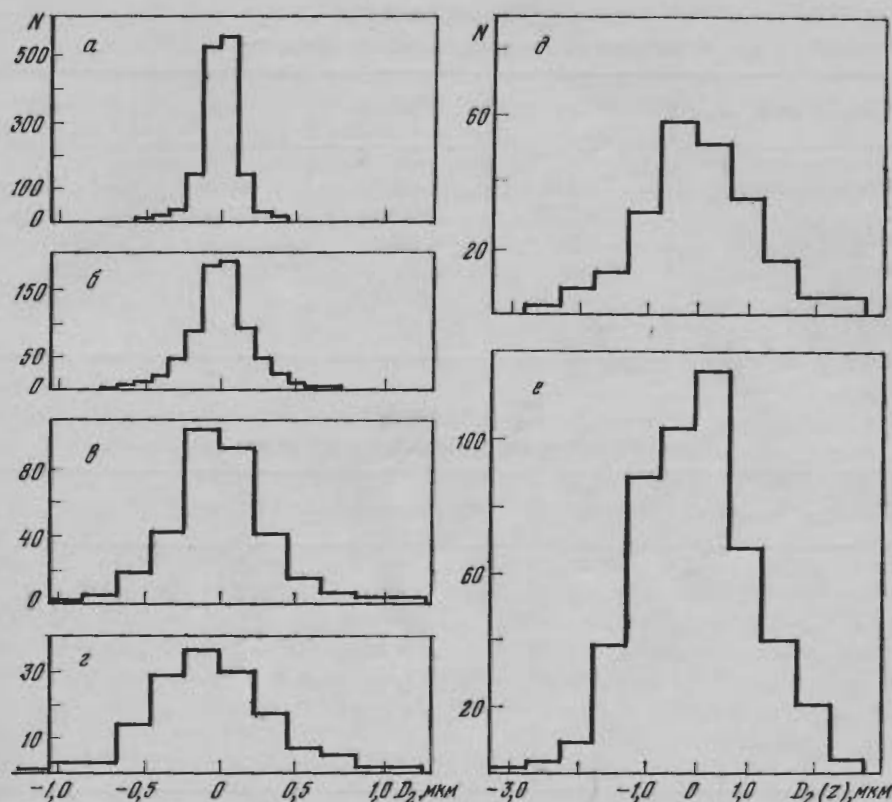


Рис. 3. Распределение по D_2 , мкм (y) (слева) и по D_2 , мкм (z) (справа) на следах первичных протонов с импульсом $P_0 = 200$ ГэВ/с в зависимости от длины ячейки t

$a - t = 1000$ мкм; $б - t = 2000$ мкм; $в - t = 4000$ мкм; $г - t = 8000$ мкм (a), $а - t = 5000$ мкм, $б - t = 10000$ мкм ($б$)

относительно вспомогательного первичного следа на ячейках $t = 5000$ и 10000 мкм.

Ошибка в измерении малых плоских углов определяется величиной дисторсии и ложного рассеяния (вклад кулоновского рассеяния на длине $l = 1$ см составляет в среднем величину $2,6 \cdot 10^{-5}$ рад для частиц с импульсом 200 ГэВ/с), ошибка в измерении глубинных углов определяется точностью фокусировки ($\sim 0,5$ мкм).

В табл. 1 и 2 приведены средние значения (алгебраические) и по абсолютной величине вторых разностей $D_2(y)$ и $D_2(z)$ в мкм, по которым можно судить о точности измерения малых углов. Из рис. 3, a , $б$ и табл. 1 и 2 следует, что распределения D_2 являются симметричными относительно нуля, а средние алгебраические значения близки к нулю, откуда следует, что дисторсии и ложное рассеяние малы для данных слоев (для работы были отобраны слои с малыми искажениями на основании изучения следов пучка перпендикулярного плоскости эмульсии). Ошибка в измерении плоского угла φ уменьшается с увеличением длины ячейки и составляет $\sim 0,6 \cdot 10^{-4}$ на длине ячейки $t = 4000$ мкм, ошибка в измерении вертикального угла α заметно больше и составляет $\sim 3,5 \cdot 10^{-4}$ на длине ячейки $t = 5000$ мкм, на ячейке $t = 10000$ мкм примерно в два раза меньше.

Исходя из величины ошибок в измерениях нулевого угла и их зависимости от длины ячейки самые малые углы ($< 10^{-3}$ рад) измерялись на длине 1 см от звезды.

Таблица 1
Точность измерения плоских углов (φ)

t — длина ячейки, мкм	1000	2000	4000	8000
N — число отсчетов	1417	692	318	144
N_+/N_-	717/700	348/344	152/166	60/84
\bar{D}_2 , мкм	-0,0008	-0,0009	-0,0016	-0,06
$ D_2 $, мкм	0,094	0,16	0,24	0,32
$\varphi = D_2/t$, рад	$-0,008 \cdot 10^{-4}$	$0,005 \cdot 10^{-4}$	$0,004 \cdot 10^{-4}$	$-0,08 \cdot 10^{-4}$
$\Delta\varphi = D_2 /t$, рад	$0,94 \cdot 10^{-4}$	$0,8 \cdot 10^{-4}$	$0,6 \cdot 10^{-4}$	$0,4 \cdot 10^{-4}$

Таблица 2
Точность измерения вертикальных углов (α)

t , мкм	5000	10000
N — число отсчетов	487	216
N_+/N_-	245/242	108/108
$\bar{D}_2(z)$, мкм	+0,0094	+0,032
$ D_2 (z)$, мкм	0,70	0,66
$\bar{\alpha}$, рад	$+0,045 \cdot 10^{-4}$	$+0,077 \cdot 10^{-4}$
$\Delta\alpha$, рад	$3,4 \cdot 10^{-4}$	$1,6 \cdot 10^{-4}$

При работе с конкретными слоями необходимо для рабочих слоев определять ошибки в измерениях нулевых углов по измерениям на следах первичных частиц, так как слои могут быть разными по дисторсиям не только от полива к поливу, но и в пределах одного полива.

§ 5. Выделение взаимодействий на нуклонах, легких и тяжелых ядрах

Для отбора взаимодействий со свободными и квазисвободными нуклонами использовались следующие критерии:

1) Число серых следов, направленных в переднюю полусферу, в лабораторной системе $n_g \leq 1$ (для протона отдачи остаточный пробег $R > 3000$ мкм, $30 \text{ МэВ} < E_p \leq 400 \text{ МэВ}$).

2) Отсутствие видимых ядер отдачи, а для событий с четным числом заряженных частиц n_{ch} и β -электронов, обусловленных возбуждением ядра-мишени.

3) Нижняя граница M_i^{\min} массы мишени, вычисленная по кинематической формуле [20] для заряженных частиц не должна превышать массы нуклона:

$$M_i^{\min} = \sum_{i=1}^{n_{ch}} (E_i - p_i \cos \theta_i) \leq M_p,$$

где E_i , p_i — энергия и импульс частицы, θ_i — угол вылета, n_{ch} — число вторичных заряженных частиц, включая и «серые».

В экспериментах, где измерялись импульсы частиц, масса мишени опре-

делялась с учетом импульсов, в тех же работах, где измерялись только углы, M_i^{\min} определялась из угловых характеристик с учетом того, что «серый» след — след протона, а релятивистские вторичные частицы — π -мезоны.

Основной вклад в массу мишени вносит протон отдачи. Доля событий с $M_i^{\min} > M_p$ растет с увеличением множественности n_{ch} [21].

Группу взаимодействий, отобранную по критериям 1—3, будем в дальнейшем называть КН, в нее входят взаимодействия на нуклонах pN , πN , а также когерентные дифракционные взаимодействия на ядре (критерии их выделения см. в работе [7]).

Критерии выделения взаимодействий на легких (CNO) и тяжелых (AgBr) ядрах основаны на наличии короткопробежных частиц и зависимости сечения неупругого взаимодействия от атомного номера [22—23]. Для протонов и пионов зависимость сечения взаимодействия от A бралась как $A^{2/3}$ и $A^{1/3}$, соответственно.

Группа событий с $n_h \geq 7$ относится к адрон-ядерным взаимодействиям на тяжелых ядрах с большим возбуждением — в дальнейшем эту группу обозначим T_2 . Эта группа составляет примерно половину всех взаимодействий на ядрах AgBr. Другая половина находится среди событий с $n_h \leq 6$.

События с $1 \leq n_h \leq 6$ с b -частицей, имеющей пробег $R > R_{\min}$, мы относим к взаимодействиям на тяжелых ядрах и обозначаем T_1 , события с $1 \leq n_h \leq 6$ и b -частицей с $R \leq R_{\min}$ относим к взаимодействиям на легких ядрах CNO и обозначаем Л. Согласно работе [22], берем $R_{\min} = 80$ мкм. Так разделяются события с $1 \leq n_h \leq 6$ и $n_b \geq 1$. Часть взаимодействий на легких и тяжелых ядрах находится среди группы КН. Из этой группы предварительно исключаются статистически взаимодействия на свободном водороде [9], когерентные на ядре и оставшиеся pN , либо πN добавляются (опять же статистически) в группу взаимодействий CNO и AgBr.

Таким образом, согласно вышеизложенным критериям, все неупругие взаимодействия на ядрах эмульсии были разделены на 4 группы:

1. «Квазинуклонные» — КН — в эту группу входят неупругие взаимодействия на свободном водороде и на квазисвободных нуклонах ядер (из всех pp -взаимодействий взаимодействия на свободном водороде составляют ~40%), а также когерентные взаимодействия на ядрах (для них зависимость от атомного номера — $A^{2/3}$). После исключения из КН-группы когерентных событий получим взаимодействия на нуклонах — pN , πN .

2. «Легкая» — Л. В эту группу отнесены события с $1 \leq n_h \leq 6$ при $n_b \geq 1$ и минимальным пробегом черного следа $R_{\min} \leq 80$ мкм для обычной эмульсии.

3. «Тяжелая» T_1 . События с $1 \leq n_h \leq 6$ и $n_b \geq 1$ и $R_{\min} > 80$ мкм.

4. «Тяжелая» T_2 . События с $n_h \geq 7$.

Для получения характеристик взаимодействий на легких ядрах CNO к группе Л добавляются статистически события из группы pN или πN согласно сечению, причем pN -, πN -события составляют 0,3 от всех взаимодействий на ядрах CNO.

Для получения характеристик на ядрах AgBr берем сумму групп событий $T_2 + T_1$ и дополняем ее, согласно геометрическим сечениям, событиями pN , πN , которые составляют ~ (0,1—0,15) от всех взаимодействий на ядрах AgBr.

Как мы уже подчеркивали выше, события с $n_h \geq 7$ составляют только половину взаимодействий на тяжелых ядрах AgBr, поэтому полученные характеристики для этой группы ни в коем случае нельзя считать характеристиками взаимодействий на ядрах AgBr (некоторые авторы даже рассматривают события с $n_h > 8$ и приписывают их взаимодействиям на ядрах AgBr).

В последующих главах настоящей работы будут приводиться характеристики взаимодействий на ядрах CNO и AgBr, они получены по вышеуказанной процедуре.

§ 6. Определение импульса заряженных частиц по кривизне их траекторий в магнитном поле

Облучение ядерных эмульсий пучками частиц высокой энергии на ускорителях в ЦЕРНе и Серпухове при наличии импульсного магнитного поля напряженностью около 200 кГс позволяет определить знаки заряда частиц, а также их импульсы с точностью выше, чем при измерениях многократного кулоновского рассеяния.

В 1960 г. группа специалистов ЦЕРНа под руководством Л. Гоффмана создала установку «Мамонт» [17—18], позволяющую получить напряженность поля $H \sim 200$ кГс в объеме 100—200 см³, достаточном для размещения стопки ядерных эмульсий толщиной 2—3 и диаметром слоев 6 см; при толщине слоев 600 мкм стопка будет состоять из 30—50 слоев.

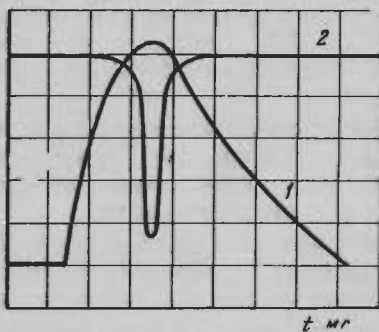


Рис. 4. Импульс магнитного поля (1), синхронизированный с импульсом ускорителя (2)

Эта установка была использована при облучении ядерных фотоэмульсий в ЦЕРНе пучком протонов с импульсом 24 и 21 ГэВ/с (результаты изучения pA -взаимодействий на этих стопках приведены в работе [21]) и пучком π^- -мезонов с импульсом 17 ГэВ/с (результаты изучения π^-A -взаимодействий приведены в работе [23]), а также в Серпухове при облучении слоев π^- -мезонами с импульсом 50 ГэВ/с (синхронизация быстровыведенного пучка и поля, а также условия облучения слоев описаны в работе [19]). В различных экспериментах с использованием импульсного магнитного поля условия синхронизации пучка и поля, длительности пучков, углового разброса пучка, перпендикулярного плоскости эмульсии, по которому вносились поправки на дисторсию, были разными, что приводило к нескольким различным ошибкам в определении импульса частиц в зависимости от длины следа.

Лучшие условия были при облучении слоев в ЦЕРНе пучком протонов с импульсом 21 ГэВ/с. В этом случае длительность импульса от пучка ускорителя составляла ~ 2 мкс и была мала по сравнению со временем импульса магнитного поля (см. рис. 2), неравномерность поля во всем объеме была меньше 4%, максимальное значение магнитного поля было 180 ± 4 кГс, угловой разброс пучка, перпендикулярного слою, был $< 0,5 \cdot 10^{-3}$ рад. В условиях этого эксперимента ошибки в определении импульсов частиц определялись почти целиком только кулоновским рассеянием. При облучении пучком π^- -мезонов с импульсом 17 ГэВ/с максимальное значение поля было ниже (165 кГс), плотность вспомогательного пучка ниже, угловой разброс $\sim 2 \cdot 10^{-3}$, что привело к некоторому увеличению ошибок $\Delta p/p$ при тех же длинах.

Ниже приводится описание метода измерения знаков заряда и импульса частиц по магнитной кривизне, а также анализ ошибок и оценка их величины в варианте эксперимента при облучении фотоэмульсий пучком π^- -мезонов с импульсом 17 ГэВ/с [23].

Траектория заряженной частицы, движущейся в вакууме в одномерном магнитном поле, в проекции на плоскость, перпендикулярную направлению поля, представляет собой окружность радиуса ρ . При движении в среде (в данном случае — в фотоэмульсии) идеальная окружность искажается кулоновским рассеянием и потерями энергии. Последними можно пренебречь, если ограничиться рассмотрением релятивистских частиц.

Импульс p и магнитного поля H

p (ГэВ/с)

где α — коэффициент кривизны траектории

Рис.

используется для определения поправки

Как известно, l — длина следа, $\rho = l^2/2s$ — радиус кривизны, s — шаг эмульсии

Метод определения кривизны следа s определен

$$s = 1/\alpha$$

где $y_i = \rho \sin \theta_i$ (вектор направления), θ_i — угол отклонения, $D = \rho \sin \theta$ — радиус кривизны, $D_1 = \rho \sin \theta_1$, $D_3 = \rho \sin \theta_3$

$$D_1 = \rho \sin \theta_1$$

$$D_3 = \rho \sin \theta_3$$

6.1. Методика измерения импульсов

Импульс частицы p связан с радиусом кривизны проекции ее траектории ρ и напряженностью H перпендикулярного плоскости эмульсии магнитного поля формулой

$$p \text{ (ГэВ/с)} \cos \alpha = 3 \cdot 10^{-4} \left(\frac{\text{ГэВ/с}}{\text{кГс}\cdot\text{м}} \right) H \text{ (кГс)} \rho \text{ (см)}, \quad (1)$$

где α — угол погружения следа в эмульсии. Радиус кривизны траектории частицы в эмульсии в большинстве случаев определяется с помощью измерения координат трех или более точек траектории. В настоящей работе

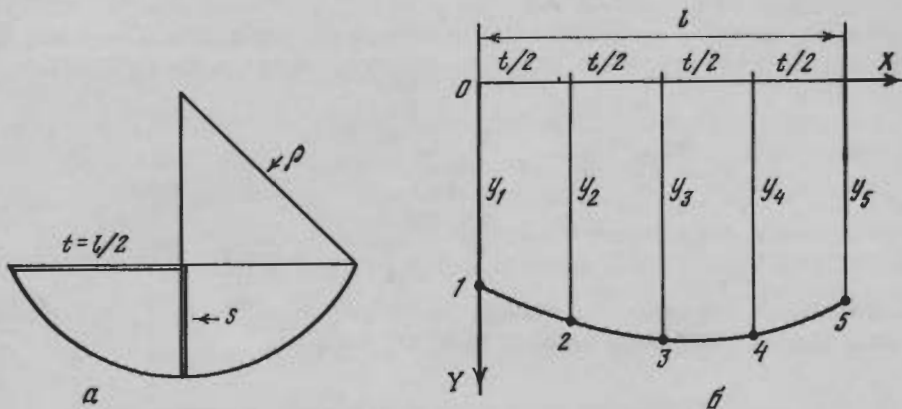


Рис. 5. К измерению магнитной кривизны

использован метод пяти точек для исключения рассеяния. Импульс определялся по координатам трех точек, так как в этом случае неопределенность в поправках играет минимальную роль.

Как следует из рис. 5, а, $\rho^2 = (\rho - s)^2 + t^2$, где s — стрела прогиба, l — длина следа в эмульсии, $t = l/2$ — ячейка. Отсюда радиус кривизны $\rho = t^2/2s + s/2$. При $s \ll t$ (что удовлетворяется в данной методике) вторым членом можно пренебречь. Уже при $s \leq t/10$ ошибка в ρ из-за такого приближения не превышает 1%. Следовательно, $\rho \leq t^2/2s$.

Методом наименьших квадратов можно (в случае относительно малой кривизны) аппроксимировать окружность параболой. Тогда стрела прогиба s определяется по измеренным координатам (рис. 5, б):

$$s = 1/2 (y_1 - 2y_3 + y_5), \quad (2)$$

где $y_i = y_i - \Delta \bar{y}_i$ — исправленные значения координат с учетом дисторсии (вектор дисторсии Δy_i измерялся по вертикальному пучку). Измерялось не менее трех значений Δy_i в каждой точке, $\Delta \bar{y}_i$ — их среднее значение. Выражение, стоящее в скобках равенства (2), есть так называемая вторая разность $D = (y_1 - y_3) - (y_3 - y_5)$.

Таким образом, радиус кривизны равен $\rho = t^2/D$.

Координаты точек 2 и 4 измеряются для исключения случаев однократного кулоновского рассеяния и ложного рассеяния в эмульсии. Радиус кривизны должен быть одинаков для всех участков дуги, поэтому для равных ячеек $t/2$ должны совпадать величины вторых разностей:

$$D_1 = y_1 - 2y_2 + y_3, \quad D_2 = y_2 - 2y_3 + y_4, \\ D_3 = y_3 - 2y_4 + y_5.$$

В идеальном случае должно быть $D_1 = D_2 = D_3 = D/4$. Соблюдение последнего равенства в пределах ошибок должно служить гарантией отсутствия искажений и однократного кулоновского рассеяния.

Введем кривизну k , не зависящую в идеальном случае от выбора ячейки t , а являющуюся только функцией радиуса

$$k = 1/\rho = D/t^2.$$

Тогда из формулы (1) для импульса получаем

$$p(\text{ГэВ}/c) = \frac{3 \cdot 10^{-4} \left(\frac{\text{ГэВ}/c}{\text{кгс} \cdot \text{см}} \right) H (\text{кгс})}{k (\text{см}^{-1}) \cos \alpha}.$$

Если учесть, что y'_i (а следовательно, и D) измеряется в мкм, t — в мм, $H = 165$ кгс, то получим окончательную формулу вычисления импульсов

$$p(\text{ГэВ}/c) = \frac{4,95 \left(\frac{\text{мкм} \cdot \text{ГэВ}/c}{\text{мм}^2} \right)}{k (\text{мкм}/\text{мм}^2) \cos \alpha}, \quad (3)$$

где

$$k = \frac{(y_1 - 2y_3 + y_5) (\text{мкм})}{t^2 (\text{мм}^2)}. \quad (4)$$

Положительное направление отсчета величины y_i выбрано таким образом, что знак k совпадает со знаком заряда частицы.

6.2. Увеличение точности и оценка погрешностей

Для снижения возможных ошибок кривизна трека измерялась в большинстве случаев дважды:

- а) на участке от звезды до выхода следа из слоя эмульсии (участок I);
- б) на всем продолжении следа в соседнем слое эмульсии (участок II). Далее полученные значения кривизны усредняются с учетом точности измерений на каждом из участков. Средняя кривизна определяется по формуле

$$\bar{k} = \frac{k_I/\sigma_1^2 + k_{II}/\sigma_2^2}{1/\sigma_1^2 + 1/\sigma_2^2} = \frac{k_I \sigma_2^2 + k_{II} \sigma_1^2}{\sigma_1^2 + \sigma_2^2},$$

где σ_1 и σ_2 — относительные погрешности величин k для I и II участков соответственно. Усредненная величина \bar{k} подставляется в формулы (3) для импульса.

Точность определения импульса частицы, в основном, зависит от погрешности величины \bar{k} . Каковы же источники ошибок данного метода?

1. Ошибки из-за многократного кулоновского рассеяния. Распределение отклонений величин y_i координат идеальной окружности из-за многократного кулоновского рассеяния приведено в работе [23]. Для второй разности D — это гауссиан со стандартным отклонением:

$$\sigma_{\text{кул}}(D) (\text{см}) = 1,25 \frac{k}{273} \left(\frac{\text{ГэВ}/c}{\text{см}^{3/2}} \right) \frac{t^{3/2} (\text{см}^{3/2}) 10^{-1}}{P (\text{ГэВ}/c) \beta}, \quad k = 30.$$

Откуда, используя формулы для импульса (3) и для кривизны (4), получаем относительные ошибки второй разности и кривизны:

$$\sigma_{\text{кул}}(k) = \sigma_{\text{кул}}(D) = \frac{2,18 (\text{кгс} \cdot \text{см}^{3/2})}{\beta H (\text{кгс} \cdot \sqrt{t} (\text{см}))}.$$

В нашем случае $H = 165$ кГс, $\beta \approx 1$, $t = U/2$, тогда относительная ошибка кривизны из-за многократного кулоновского рассеяния

$$\sigma_{\text{кул}}(k) = 0,184(\text{см}^{1/2})/\sqrt{l(\text{см})}$$

является только функцией длины участка l .

2. *Ошибки из-за неопределенности в поправках.* Вертикальный пучок (т. е. пучок, перпендикулярный плоскости эмульсии) имеет угловой разброс около $0,1^\circ$. Следует указать, что желательно иметь разброс вертикального пучка $< 0,5 \cdot 10^{-3}$ рад, так как в этом случае неопределенность в поправках в каждой точке $\sim 0,1$ мкм. На рис. 6 представлены среднеквадратичные отклонения поправок в каждой точке от среднего значения для различных диапазонов величины поправок. Для всех диапазонов среднее значение стандартного отклонения составляет $\bar{\sigma}(\Delta y) = 0,4$ мкм. Ошибка в величине из-за неопределенности в поправках равна

$$\sigma_{\text{попр}}(D) = \sqrt{\bar{\sigma}^2(\Delta y_1) + 4\bar{\sigma}^2(\Delta y_3) + \bar{\sigma}^2(\Delta y_5)}$$

Так как эта неопределенность в поправках во всех точках примерно одна и та же, то

$$\sigma_{\text{попр}}(D) \cong \bar{\sigma}(\Delta y_i) \sqrt{6} \cong 0,4(\text{мкм}) \sqrt{6} = 1 \text{ мкм.}$$

3. *Ошибки измерения.* Ошибки, связанные с точностью показаний микроскопа КСМ-1 (0,1 мкм), и ошибка при установке точек ($\sim 0,1$ мкм) незначительны по сравнению с неопределенностью в поправках и ошибками из-за многократного кулоновского рассеяния.

4. *Ошибки из-за неопределенности в величине пикового значения магнитного поля.*

Эти ошибки (не более 5%) малы по сравнению с ошибками, указанными в п.п. 1 и 2.

5. *Суммарная относительная погрешность кривизны равна*

$$\sigma(k) = \sqrt{[\sigma_{\text{кул}}(k)]^2 + [\sigma_{\text{попр}}(k)]^2}$$

где $\sigma_{\text{попр}}(k) = \sigma_{\text{попр}}(D)/D = 1 \text{ мкм}/D \text{ мкм}$ — относительная ошибка из-за неопределенности в поправках. Как правило, $\sigma_{\text{кул}}(k)$ значительно больше, чем $\sigma_{\text{попр}}(k)$, но для малых длин при большой величине импульса частицы (D мала) они могут быть соизмеримы.

На рис. 7, 8 изображены зависимости относительной ошибки в кривизне от длины измеряемого участка для различных значений импульсов. Пунктиром отмечена зависимость $\sigma(k)$ от l , если $\sigma(k)$ связана только с увеличением импульса частицы для малых длин (до 10–14, мм), вклад $\sigma_{\text{попр}}(k)$ в $\sigma(k)$ становится заметным.

6. *Ошибка средней кривизны.* Измерение на каждом из участков происходит с различной точностью. Это необходимо учитывать при усреднении кривизны (формула (4)). Ошибка средней кривизны \bar{k} равна

$$\Delta \bar{k} = \sqrt{\left(\frac{\partial \bar{k}}{\partial k_I}\right)^2 (\Delta k_I)^2 + \left(\frac{\partial \bar{k}}{\partial k_{II}}\right)^2 (\Delta k_{II})^2} = \frac{\sigma(k_I) \sigma(k_{II}) \sqrt{\sigma^2(k_{II}) k_I^2 + \sigma^2(k_I) k_{II}^2}}{\sigma^2(k_I) + \sigma^2(k_{II})}$$

7. *Ошибка импульса.* При больших ошибках в величине \bar{k} линейное приближение $\Delta p(\partial p/\partial \bar{k}) \Delta \bar{k}$ может сильно исказить ошибку импульса (рис. 40,а). Поэтому в нашей работе вычислялись несимметричные ошибки:

$$+\Delta p = p(\bar{k} - \Delta \bar{k}) - p(\bar{k}), \quad -\Delta p = p(\bar{k}) - p(\bar{k} + \Delta \bar{k}).$$

Величину импульса с учетом этих ошибок можно записать в виде

$$p = p(\bar{k})_{-\Delta p}^{+\Delta p}$$

Расчет импульсов и ошибок производился на машине М-220.

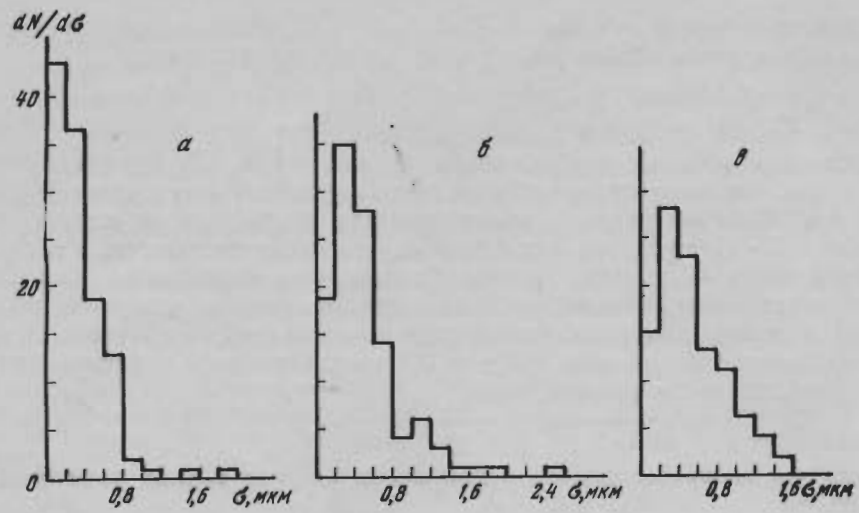


Рис. 6. Распределение по σ (Δy) для различных интервалов Δy

а — $\Delta y = 0 - 5$ мкм,
 б — $\Delta y = 5 - 10$ мкм,
 в — $\Delta y = 10 - 15$ мкм

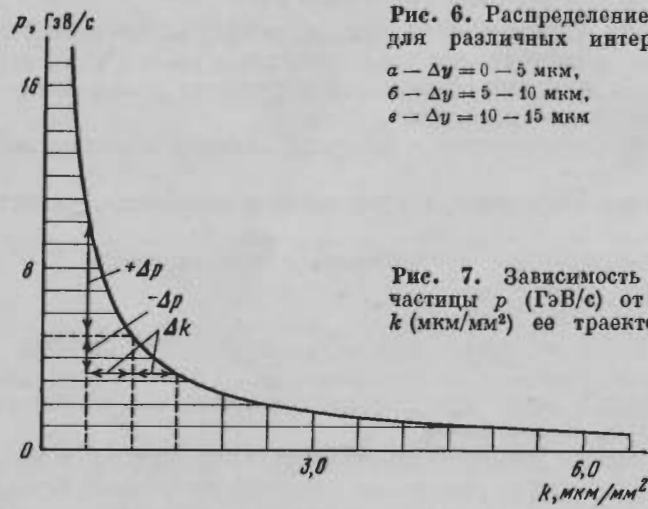


Рис. 7. Зависимость импульса частицы p (ГэВ/с) от кривизны k (мкм/мм²) ее траектории

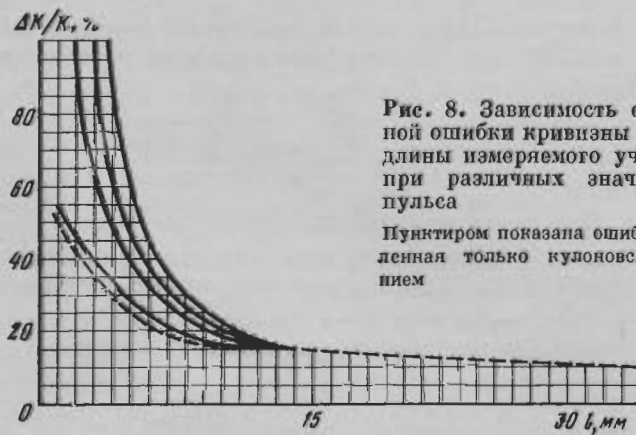


Рис. 8. Зависимость относительной ошибки кривизны $\Delta k/k$, % от длины измеряемого участка l мм при различных значениях импульса

Пунктиром показана ошибка, обусловленная только кулоновским рассеянием

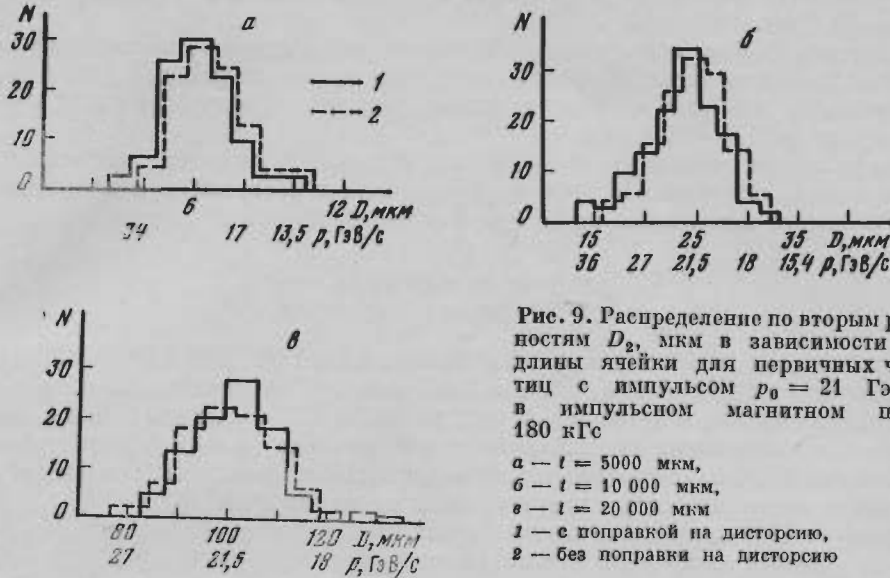


Рис. 9. Распределение по вторым разностям D_2 , мкм в зависимости от длины ячейки для первичных частиц с импульсом $p_0 = 21$ ГэВ/с в импульсном магнитном поле 180 кГс
 а — $t = 5000$ мкм,
 б — $t = 10\,000$ мкм,
 в — $t = 20\,000$ мкм
 1 — с поправкой на дисторсию,
 2 — без поправки на дисторсию

Как мы указывали выше, условия при облучении фотоэмульсий пучком протонов с импульсом 21 ГэВ/с были более благоприятными и ошибки в определении импульсов ниже. Приведем некоторые результаты из этого эксперимента [21]. Ниже приведена зависимость ошибки в величине поправки на дисторсию от величины поправки. Из данных следует, что эти величины в 2–3 раза меньше, чем в эксперименте π^- 17 ГэВ (см. рис. 7).

Δy , мкм	1,13	2,0	3,0	6,0	12,0	14	17
$\sigma(\Delta y)$, мкм	0,12	0,16	0,15	0,15	0,22	0,24	0,29

На рис. 9 приведено распределение по вторым разностям, полученным по измерениям на следах первичных протонов с импульсом $p_0 = 21$ ГэВ/с (облучение в импульсном магнитном поле 180 ± 4 кГс) в зависимости от длины ячейки. Из анализа рис. 9 следует, что для длин следа ~ 1 см и больше полная ошибка в определении $\Delta p/p$ вплоть до первичного импульса (21 ГэВ/с) определяется только ошибкой в кулоновском рассеянии и равна $\Delta p/p = 0,17/\sqrt{L}$, где L — длина следа в см ($L = 2t$), т. е. зависит только от длины следа.

Ниже приведены средние значения величины ошибок в определении импульса от величины импульса для релятивистских частиц ($\beta \cong c$).

p , ГэВ/с	0,5–1	1–1,5	1,5–3	3–6	6–10	10–15	15–20
$\frac{\Delta p}{p}$, %	24 ± 3	22 ± 3	20 ± 2	$16 \pm 1,3$	$15,0 \pm 1,5$	$13 \pm 1,3$	$12,4 \pm 1,3$

Из этих данных следует, что с ростом импульса частицы ошибка уменьшается. Это связано с тем, что частицы большего импульса вылетают, как правило, под малыми углами к первичной частице и, следовательно, следы их имеют большую длину. Однако надо отметить, что такой результат будет получен, если угол наклона первичных частиц к плоскости эмульсии будет малым ($\sim 10^{-3}$ рад).

Максимальный эффект в использовании импульсного магнитного поля будет получен (при прочих равных условиях) при условиях:

1) угол наклона частиц первичного пучка к плоскости эмульсии должен быть $\sim 10^{-3}$ рад,

2) плотность облучения слоев вспомогательным пучком, перпендикулярным слою, должна быть 10^5 частиц/см² и равномерна по рабочей части слоя,

3) угловой разброс вспомогательного, перпендикулярного слою пучка должен быть $< 0,5 \cdot 10^{-3}$ рад.

При выполнении этих условий ошибка в измерении импульса частиц будет определяться, как правило, только кулоновским рассеянием и при данной напряженности магнитного поля будет зависеть только от длины следа.

§ 7. Определение импульса частиц по многократному рассеянию

За последнее десятилетие в СССР Институтом ГОСНИИХИМФОТОПРОЕКТ созданы эмульсии типа БР-1 и БР-2 высокой чувствительности и с малыми искажениями, в проявочном центре ЛВЭ ОИЯИ разработана методика проявления слоев после наклейки на стекло, которая не вносит дополнительных искажений. Все это позволяет использовать фотоэмульсии для измерения импульсов заряженных частиц в области десятков ГэВ.

В работе [24] приведены данные о влиянии различных факторов на точность измерения импульсов частиц по многократному рассеянию.

Средний угол многократного рассеяния на ячейке $t = 100$ мкм $\alpha_{100}^{\circ} = K/\rho\beta c$, где K — константа рассеяния (для ядерных эмульсий $K \approx 30$), $\rho\beta c$ — импульс частицы (в МэВ).

На ячейке $t \alpha_t = \alpha_{100} \sqrt{t}$, где t выражено в единицах по 100 мкм. Угол многократного рассеяния для частиц высокой энергии измеряется координатным методом. Измеряются y_i на ячейке t , затем определяются первые разности $S_i = y_i - y_{i+1}$, а по ним вторые разности D и третьи T . По величине вторых разностей определяется $\alpha_t = D/t$, а по третьим разностям вносятся поправки на искажение эмульсии.

Для рабочих слоев типа БР-2 различных поливов размером 10×20 см, толщиной 600—700 мкм, облученных π^- -мезонами с импульсом 60 ГэВ/с (стопки 7с и 14с) или протонами с импульсом 67 ГэВ/с (стопка 27с) под углом $0,2-0,3^\circ$ к плоскости эмульсии, измерено многократное рассеяние на 200 следах первичных частиц, при этом длина каждого следа бралась 5 см.

Измерения на следах первичных частиц известного импульса проводились координатным методом на измерительном микроскопе KSM-1 фирмы Zeiss.

По средним значениям вторых разностей $D_{\text{изм}}$ для каждого следа определялось $\langle D_{\text{изм}} \rangle$ для группы следов слоя либо слоев данной стопки. Полные шумы определялись по формуле:

$$D_{\text{ш}} = \sqrt{D_{\text{изм}}^2 - D_{\text{кул}}^2}$$

Средние значения импульсов $\langle p_{\text{изм}} \rangle$ определялось по $\langle D_{\text{изм}} \rangle$, а $\langle p_{\text{испр}} \rangle$ получено по $\langle D_{\text{испр}} \rangle$ — по значениям вторых разностей с поправкой на ложное

рассеяние. $D_{\text{испр}}$ определялось по формуле $D_{\text{испр}} = D_{\text{изм}} \sqrt{\frac{\rho_{\text{л}}^2 - \rho_{\text{изм}}^2}{\rho_{\text{л}}^2 - \rho_{\text{к}}^2}}$, где

ρ — отношение третьих разностей ко вторым, причем $\rho_{\text{л}}^2 = 3$ и $\rho_{\text{кул}}^2 = 1,5$.

Основной ячейкой для измерений бралась ячейка $t = 1000$ мкм, результаты измерения координат y_i следа наблюдателем записывались на специальные бланки, с которых данные переносились на перфокарты. Обсчет на ячейках от основной до восьмикратной для каждого следа средних значений $D_{\text{изм}}$, $T_{\text{изм}}$, $\rho_{\text{изм}}$, $\rho_{\text{испр}}$ и их ошибок велся на ЭВМ М-220, результаты для каждого следа для всех 8 ячеек выводились на печать.

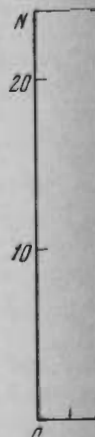


Рис. 10. Распределение зон с $\rho_0 = 60$ ГэВ/с (7с)

Рис. 11. Средний импульс $\langle p \rangle$ и длина ячейки t эмульсий БР-1 с $\rho_0 = 60$ ГэВ/с. 1 — без поправки, 2 — с поправкой.

Рис. 12. Зависимость значений $\langle D_{\text{изм}} \rangle$ от значений импульса $\langle p_{\text{изм}} \rangle$ на ячейке t эмульсий БР-1 протонами с $\rho_0 = 67$ ГэВ/с. 1 — $D_{\text{изм}}$, 2 — $D_{\text{испр}}$. Для пластинки с-89 (2,4) соответствующие значения $\rho_{\text{л}}^2 = 3$ и $\rho_{\text{кул}}^2 = 1,5$.

На рис. 12. Зависимость значений $\langle D_{\text{изм}} \rangle$ от значений импульса $\langle p_{\text{изм}} \rangle$ на ячейке t эмульсий БР-1 протонами с $\rho_0 = 67$ ГэВ/с. 1 — $D_{\text{изм}}$, 2 — $D_{\text{испр}}$. Для пластинки с-89 (2,4) соответствующие значения $\rho_{\text{л}}^2 = 3$ и $\rho_{\text{кул}}^2 = 1,5$.

На рис. 13. Зависимость значений $\langle D_{\text{изм}} \rangle$ от значений импульса $\langle p_{\text{изм}} \rangle$ на ячейке t эмульсий БР-2 протонами с $\rho_0 = 67$ ГэВ/с. 1 — $D_{\text{изм}}$, 2 — $D_{\text{испр}}$. Для пластинки с-89 (2,4) соответствующие значения $\rho_{\text{л}}^2 = 3$ и $\rho_{\text{кул}}^2 = 1,5$.

Сводные значения $\langle p_{\text{изм}} \rangle$ и $\langle p_{\text{испр}} \rangle$ для всех следов в каждой стопке в зависимости от импульса ρ_0 и толщины t эмульсии приведены в табл. 1. Из табл. 1 видно, что относительная погрешность измерения импульса $\Delta p/p$ уменьшается с увеличением ρ_0 и t .

Итак, мы видим, что относительная погрешность измерения импульса $\Delta p/p$ уменьшается с увеличением ρ_0 и t .

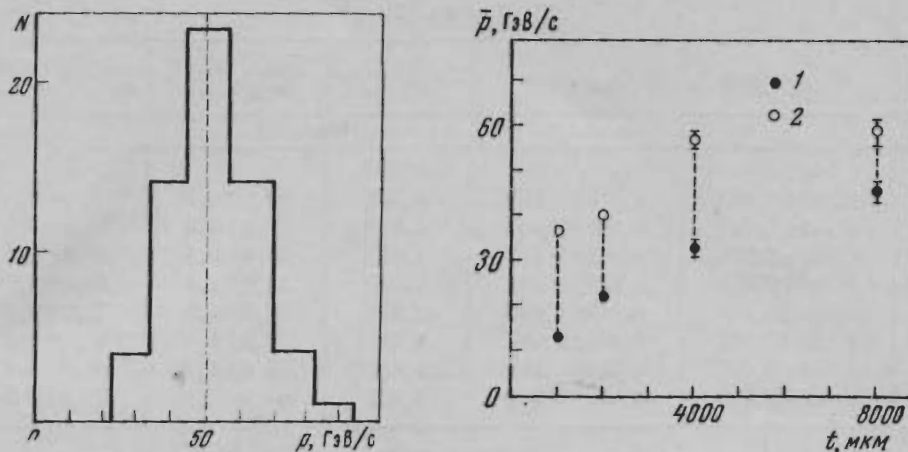


Рис. 10. Распределение по измеренным импульсам π^- -мезонов с $p_0 = 60$ ГэВ/с (стопка 7с)

Рис. 11. Средние значения импульса $\langle p \rangle$ в зависимости от длины ячейки для π^- -мезонов с $p_0 = 60$ ГэВ

1 — без поправок,
2 — с поправкой по ρ

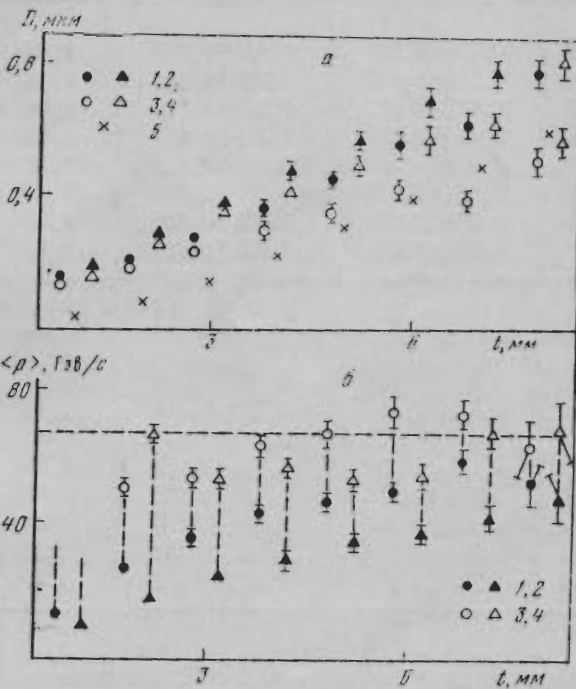


Рис. 12. Зависимость средних значений $\langle D \rangle$ (а) и средних значений импульсов (б) от длины ячейки для двух слоев эмульсий БР-2, облученных протонами 67 ГэВ/с

а — 1, 2 — $D_{изм}$, 3, 4 — $D_{пл}$, 5 — $D_{кул}$;
б — 1, 2 — $p_{изм}$, 3, 4 — $p_{испр}$.
Для пластинок 27с—67 (1,3) и 27с—69 (2,4) соответственно

На рис. 10 приведено дифференциальное распределение импульсов, полученных по измерению многократного рассеяния на следах первичных π^- -мезонов с импульсом 60 ГэВ, с внесением поправок по ρ (ячейки 3—5 мм).

На рис. 11 приведены средние значения импульсов, полученные по индивидуальным следам, в зависимости от длины ячейки. На рис. 12 приведены аналогичные данные, полученные на слоях, облученных протонами с импульсом 67 ГэВ/с.

Сводные данные по средним характеристикам D , ρ , p для различных стопок в зависимости от длины ячейки приведены в табл. 3.

Из рис. 11 и 12 следует, что на ячейке $t = 4$ мм средний импульс, полученный с поправкой по ρ ($p_{испр}$) близок к истинному.

Из табл. 3 следует, что слой стопок 7с и 27с близки по своим характеристикам и зависимость полных шумов от длины ячейки выражается одина-

Таблица 3

t , мкм	$\langle D_{\text{изм}} \rangle$, мкм	$\langle D_{\text{ш}} \rangle$, мкм	$\rho = \frac{\langle T \rangle}{\langle D_{\text{изм}} \rangle}$	$\bar{r}_{\text{изм}}$, ГэВ/с по $\langle D_{\text{изм}} \rangle$	$\bar{r}_{\text{испр}}$, ГэВ/с по $\langle T \rangle / \langle D_{\text{изм}} \rangle$
27 с, p^- — 67 ГэВ/с, 95 следов, 5 слоев					
1000	$0,157 \pm 0,005$	$0,155 \pm 0,005$	1,752	$10,1 \pm 0,3$	—
2000	$0,242 \pm 0,007$	$0,232 \pm 0,007$	1,678	$19,1 \pm 0,5$	$54,5 \pm 1,5$
3000	$0,331 \pm 0,009$	$0,305 \pm 0,008$	1,610	$26,0 \pm 0,7$	$49,9 \pm 1,4$
4000	$0,406 \pm 0,013$	$0,354 \pm 0,011$	1,537	$32,6 \pm 1,1$	$50,0 \pm 1,6$
5000	$0,496 \pm 0,016$	$0,412 \pm 0,013$	1,520	$37,3 \pm 1,2$	$55,0 \pm 1,8$
6000	$0,620 \pm 0,021$	$0,503 \pm 0,017$	1,519	$39,2 \pm 1,3$	$57,7 \pm 2,0$
7000	$0,681 \pm 0,026$	$0,504 \pm 0,019$	1,471	$45,0 \pm 1,7$	$60,3 \pm 2,2$
8000	$0,789 \pm 0,030$	$0,557 \pm 0,021$	1,425	$47,5 \pm 1,9$	$59,1 \pm 2,3$
7 с, π^- — 60 ГэВ/с, 63 следа, 3 слоя					
1000	$0,140 \pm 0,006$	$0,138 \pm 0,006$	1,680	$11,3 \pm 0,5$	$33,1 \pm 1,6$
2000	$0,231 \pm 0,010$	$0,218 \pm 0,009$	1,620	$20,0 \pm 0,9$	$40,8 \pm 1,7$
3000	$0,325 \pm 0,014$	$0,292 \pm 0,013$	1,640	$26,5 \pm 1,1$	$59,3 \pm 2,6$
4000	$0,429 \pm 0,018$	$0,368 \pm 0,015$	1,603	$30,9 \pm 1,3$	$57,0 \pm 2,3$
5000	$0,508 \pm 0,023$	$0,405 \pm 0,018$	1,510	$36,4 \pm 1,7$	$52,6 \pm 2,4$
6000	$0,625 \pm 0,030$	$0,476 \pm 0,023$	1,575	$38,9 \pm 1,9$	$65,9 \pm 3,2$
7000	$0,765 \pm 0,041$	$0,570 \pm 0,031$	1,386	$40,1 \pm 2,2$	$47,3 \pm 2,6$
8000	$0,882 \pm 0,048$	$0,623 \pm 0,034$	1,427	$42,5 \pm 2,3$	$53,1 \pm 2,9$
14 с, π^- — 60 ГэВ/с, 41 след, 4 слоя					
1000	$0,196 \pm 0,011$	$0,194 \pm 0,011$	1,663	$8,1 \pm 0,5$	$20,7 \pm 1,1$
2000	$0,342 \pm 0,019$	$0,333 \pm 0,018$	1,400	$13,5 \pm 0,8$	$16,2 \pm 0,9$
3000	$0,516 \pm 0,029$	$0,496 \pm 0,028$	1,536	$16,7 \pm 1,0$	$25,4 \pm 1,5$
4000	$0,650 \pm 0,033$	$0,612 \pm 0,031$	1,551	$20,4 \pm 1,1$	$32,3 \pm 1,7$
5000	$0,865 \pm 0,052$	$0,808 \pm 0,049$	1,604	$21,4 \pm 1,4$	$41,0 \pm 2,5$
6000	$0,968 \pm 0,059$	$0,879 \pm 0,054$	1,394	$25,1 \pm 1,5$	$30,2 \pm 1,9$
7000	$1,213 \pm 0,084$	$1,100 \pm 0,076$	1,396	$25,3 \pm 1,8$	$30,6 \pm 2,2$
8000	$1,286 \pm 0,091$	$1,124 \pm 0,080$	1,314	$29,2 \pm 2,1$	$29,6 \pm 2,1$

ковым законом $\langle D_{\text{ш}} \rangle \sim 0,14t^{0,7}$, искажения слоев стопки 14с значительно больше ($\langle D_{\text{ш}} \rangle = 0,15t$).

Таким образом, в слоях с малыми искажениями можно измерять импульсы частиц по кулоновскому рассеянию вплоть до 50—60 ГэВ, при этом ошибка в импульсе будет 30%, при импульсах 20—30 ГэВ ошибка в импульсе будет $\sim 20\%$.

Рабочие измерения импульсов вторичных частиц проводились в стопках 7с и 27с, имеющих малые искажения.

Зависимость искажений от угла наклона следа к плоскости эмульсии

Стопка фотоэмульсий размером $10 \times 10 \text{ см}^2$ и толщиной слоя 600 мкм была облучена на ускорителе ИФВЭ (Серпухов) π^- -мезонами с импульсом 50 ГэВ/с под углами $\alpha = 0,5; 2; 4,5^\circ$ к плоскости эмульсии (плотность облучения 10^4 частиц/см²). Дополнительно стопка была облучена тем же пучком перпенди-

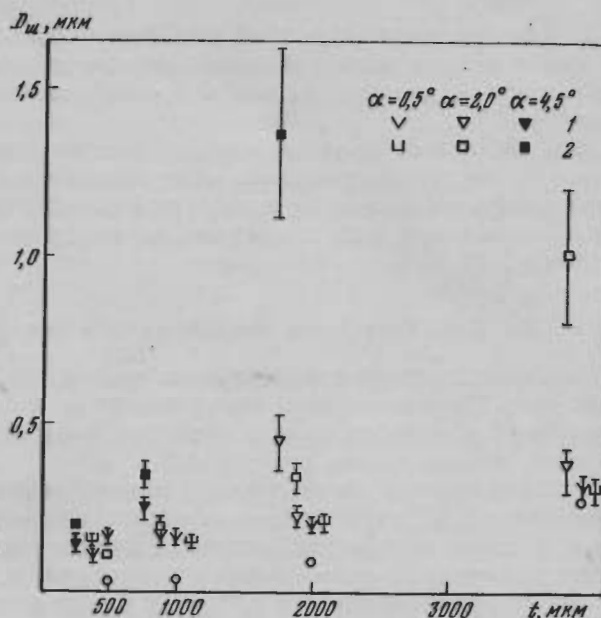


Рис. 13. Зависимость D_m от длины ячейки t для эмульсии БР-2 при различных углах наклона (α) первичных частиц к плоскости эмульсии (слои облучены π -мезонами с импульсом 50 ГэВ/с)
1 — плоскость V-6, 2 — перпендикулярно V-5

кулярно слою (плотность облучения $\sim 10^5$ частиц/см², угловой разброс пучка $< 10^{-3}$).

Для двух слоев с различными искажениями измерено многократное рассеяние на следах первичных частиц с различными α (по 10 следов для каждого α в слое). По следам пучка перпендикулярного слою определены искажения в ковансах.

На рис. 13 приведены данные о величине полных шумов (D_m) в зависимости от α и t . Из анализа данных рис. 13 следует, что с увеличением угла α полные шумы растут, причем значительно сильнее для слоя с большими искажениями (V-5). При малых искажениях (слой V-6) для углов α до 2° D_m слабо зависят от α и t ($D_m \approx t^{0,6}$), для угла $\alpha \sim 4,5^\circ$ зависимость D_m от t примерно линейная ($D_m \approx at$), для больших искажений D_m очень быстро растут с t и α . Анализ данных по $D_{изм}$ и $\rho_{изм} = T_{изм}/D_{изм}$ для различных α и t показывает, что для углов α до 2° на ячейках вплоть до 4000 мкм основной вклад в D_m вносит ложное рассеяние, а уровень D_m такой, что на ячейке $t = 1000$ мкм $\langle p_{изм} \rangle \approx 10$ ГэВ/с, на ячейке $t = 2000$ мкм $\langle p_{изм} \rangle \approx 20-25$ ГэВ/с, $\langle p_{испр} \rangle_{(по \rho)} \approx 30-35$ ГэВ/с, на ячейке 4000 мкм $\langle p_{изм} \rangle \approx 30$ ГэВ/с и $\langle p_{испр} \rangle_{(по \rho)} \approx 40-50$ ГэВ/с.

Для углов $\alpha \approx 4,5^\circ$ для $t = 500$ мкм и 1000 мкм основной вклад в D_m вносит ложное рассеяние ($\rho_{изм} > 1,5$) для $t = 2000$ мкм — дисторсии ($\rho_{изм} \approx 0,7$), поэтому на ячейке $t = 1000$ мкм $\langle p_{изм} \rangle \approx 6$ ГэВ/с, $\langle p_{испр} \rangle_{(по \rho_{изм})} \approx 11$ ГэВ/с, для ячейки $t = 2000$ мкм $\langle p_{изм} \rangle \approx 10$ ГэВ, $\langle p_{испр} \rangle \approx 20$ ГэВ ($p_{испр}$ в этом случае определено по $\langle D \rangle = \langle T \rangle / 1,25$). Таким образом, для углов α до $4-5^\circ$ можно измерять импульсы частиц вплоть до 10 ГэВ/с (для $p \sim 10$ ГэВ/с ошибка $\sim 30\%$).

Заключение. 1. В фотоэмульсионных слоях типа БР-2 толщиной 600 мкм на следах с углом наклона до 2° можно измерять импульс частиц по многократному рассеянию (с учетом поправок по $\rho_{изм}$) на ячейках $t \leq 2000$ мкм до 30 ГэВ/с и на $t \leq 4000$ мкм до 40-50 ГэВ/с; на следах с углом наклона до 5° на ячейках $t \leq 1000$ мкм вплоть до 10 ГэВ/с.

2. Свойства слоев с точки зрения измерения импульсов не являются изотропными, полные шумы, а значит и максимальное значение измеряемого импульса на данной длине ячейки зависит как от направления следа в плоскости эмульсии, так и от угла наклона следа к плоскости эмульсии.

3. Для контроля искажений необходимо дополнительное облучение рабочих слоев пучком частиц высокой энергии перпендикулярно слою (угловой разброс пучка должен быть $< 0,5 \cdot 10^{-3}$, плотность облучения $\sim 10^3$ частиц/см²).

Для работы отбираются слои с малыми искажениями (≤ 10 кованс), причем такие, чтобы смещение слоя относительно стекла было близким по направлению к первичному пучку (направление смещения слоя относительно стекла определяется по проекциям перпендикулярных следов на плоскость эмульсии).

§ 8. Измерение ионизации и идентификация частиц

Для идентификации заряженных частиц необходимо знать их скорость и импульс. Скорость частиц определяется по ионизации, а импульс по магнитной кривизне (если слои облучаются в магнитном поле) либо по многократному кулоновскому рассеянию.

Для исключения ошибок в определении ионизации, связанных с неравномерностью проявления слоя по глубине, разбросом характеристик отдельных слоев, а также ошибок наблюдателя по счету сгустков или зерен в разное время измерялась относительная ионизация, т. е. отношение числа сгустков на измеряемом следе к среднему числу сгустков на следах первичных частиц, отнесенному к той же длине. При этом следы первичных частиц находятся в непосредственной близости к измеряемому следу и на тех же глубинах в фотоэмульсии. Измерения на изучаемом следе и на первичных следах проводятся наблюдателем в тот же день, кроме того, для измерений используется только та часть слоя по глубине, где зависимость плотности сгустков от глубины — линейная. (Как правило, некоторый слой у поверхности и у стекла исключается.)

При вышеуказанной методике измерений ионизации ошибка в значении относительной ионизации только статистическая и определяется соотношением:

$$\delta(J_{\text{отн}}) = J_{\text{отн}} \sqrt{\left(\frac{0,8}{\sqrt{N}}\right)^2 + \left(\frac{0,8}{\sqrt{N_0}}\right)^2},$$

где $J_{\text{отн}}$ — относительная ионизация, N и N_0 — полное число сгустков на длине измеряемых следов, вторичном (N) и первичном (N_0). Для уменьшения ошибки $\delta(J_{\text{отн}})$ на следах первичных частиц сгустки просчитываются на длине, в два раза большей, чем на следе вторичной частицы, в этом случае ошибка $\delta(J_{\text{отн}})$ определяется почти целиком общим числом сгустков на изучаемом следе.

При плотности следа 25 сгустков на 100 мкм на длине 1 см ошибка в измерении относительной ионизации вышеуказанным методом будет около 2%.

Если изучаемый след не имел достаточной длины в одной пластинке, измерения проводились на его продолжении в следующих пластинках.

Идентификация частиц после измерений импульса и точной ионизации проводится с помощью кривой зависимости ионизация — импульс Баркаса [25].

При измерении импульса по магнитной кривизне и измерении точной относительной ионизации с ошибками 2% возможно разделение протонов и π -мезонов вплоть до импульсов 20 ГэВ [21] (см. рис. 14).

В работе [21] по измерению импульса и ионизации идентифицированы все заряженные частицы из pN -взаимодействий при $p_0 = 21$ ГэВ/с, за исключением положительно заряженных частиц с импульсом 1,5—2,5 ГэВ/с, где кривые ионизация—импульс для протонов и π -мезонов пересекаются. Идентификация этих частиц была проведена с использованием того обстоятельства, что распределение продольных импульсов частиц в СЦИ симметричны.

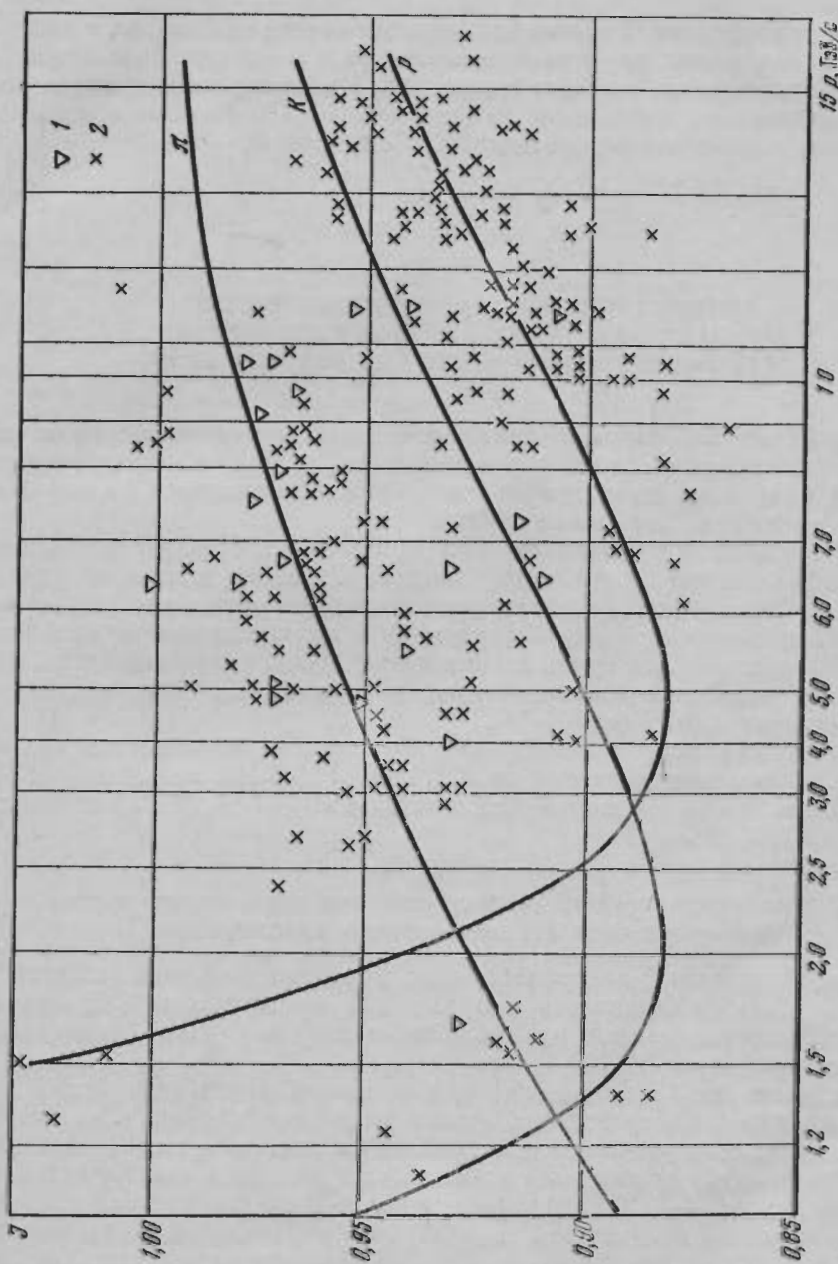


Рис. 14. Зависимость ионизации — импульсы для вторичных частиц из pN -взаимодействий при $21 \text{ ГэВ}/c$, для которых относительная ионизация определена с ошибкой $\leq 2,5\%$
 1 — отрицательно заряженные частицы, 2 — потенциально заряженные частицы

Для частиц с $\beta < 0,7$ при определении относительной ионизации необходимо считать зерна, а не ступки (до ионизаций $3-4J_0$), а при $J_{\text{отн}} > 4$ измерять длины разрывов. Идентификация частиц с $\beta < 0,7$ проводится по зависимости ионизация — импульс либо по изменению ионизации на длинах порядка одного сантиметра, если следы крутые и невозможно измерение импульсов.

Так как при одинаковой ионизации скорости частиц одинаковы, а импульсы относятся как массы, то разделение протонов и π -мезонов при импульсах ≤ 1 ГэВ не представляет больших трудностей. В этом случае достаточно измерять относительную ионизацию с ошибкой 5—7% (грубые измерения), а импульс по многократному рассеянию с ошибкой 30—50%.

Глава II

МНОЖЕСТВЕННОСТЬ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ВО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ АДРОНОВ С НУКЛОНАМИ, ЛЕГКИМИ И ТЯЖЕЛЫМИ ЯДРАМИ ФОТОЭМУЛЬСИИ

В данной главе рассматриваются средние характеристики по множественности релятивистских частиц n_s и медленных (n_b, n_g, n_h) во взаимодействиях протонов и пионов на ядрах, их распределении и корреляции, а также зависимость от энергии первичных частиц.

Приведены данные также о средних множественностях релятивистских частиц для различных интервалов быстрой. Основное внимание уделено сравнению характеристик по множественности заряженных частиц для взаимодействий пионов и протонов с нуклонами и ядрами при первичной энергии 200 ГэВ, а также для групп легких ядер (CNO) и тяжелых (AgBr).

Критерии выделения взаимодействия на нуклонах, легких и тяжелых ядрах приведены в гл. I (с. 70—71).

Анализируемый экспериментальный материал в большинстве случаев получен в рамках сотрудничества: по π^-N при 60 ГэВ [1], по pN при 67 ГэВ [2], по π^-A при 50 ГэВ [6], по pN и pA при 200 ГэВ [7—14, 26], по π^-N и π^-A при 200 ГэВ [15, 16].

§ 1. Зависимость средней множественности заряженных частиц от импульса и атомного номера ядра мишени

На рис. 15 приведена зависимость средней множественности релятивистских частиц $\langle n_s \rangle$ от первичного импульса для взаимодействий протонов и пионов с протонами (данные пузырьковых камер) и ядрами фотоэмульсии в интервале импульсов 5—200 ГэВ/с.

Как видно из рис. 15, в адрон-ядерных взаимодействиях $\langle n_s \rangle$ растет быстрее, чем в pp - и $p\pi$ -взаимодействиях, причем более быстрый рост $\langle n_s \rangle$ с импульсом наблюдается для pA -взаимодействий. Для пион-ядерных взаимодействий зависимость $\langle n_s \rangle$ от импульса носит логарифмический характер (для интервала импульсов 17—200 ГэВ) аналогично pp - и $p\pi$ -взаимодействиям. Для протон-ядерных взаимодействий единой логарифмической зависимостью рост $\langle n_s \rangle$ с p_0 для интервала p_0 до 200 ГэВ описать невозможно. Зависимость $\langle n_s \rangle$ для pA -взаимодействий (для всех ядер эмульсий) от импульса согласуется с теоретическими расчетами Ю. М. Шабельского [27], в которой процесс адрон-ядерного взаимодействия рассматривается в рамках модели Глаубера.

На рис. 16 приведена зависимость $\langle n_s \rangle$ от p_0 для различных групп πA , pA -взаимодействий (по n_h). Из рис. 16 видно, что основной рост $\langle n_s \rangle$ на ядрах

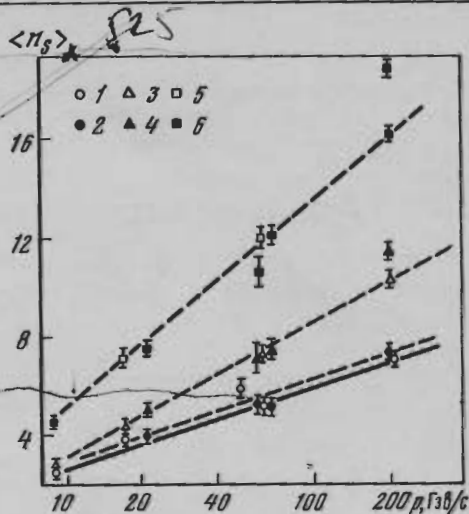
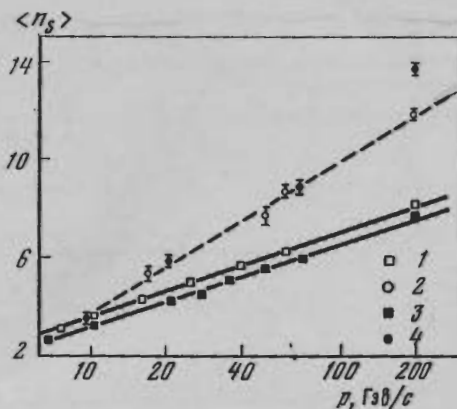


Рис. 15. Зависимость средней множественности релятивистских частиц $\langle n_s \rangle$ от импульса первичной частицы p_0

Для pp -взаимодействий приведены средние значения для всех заряженных частиц n_{ch}

1 — pp , 2 — pA , 3 — pp , 4 — pA . На рисунках под p понимается импульс первичной налетающей частицы p_0

Рис. 16. Зависимость средней множественности релятивистских частиц $\langle n_s \rangle$ от импульса первичной частицы для разных групп pA - и pA -взаимодействий

$$n_{ch} \begin{cases} 1 - \pi, & 1 \leq n_h \leq 6 \\ 2 - p, & \end{cases} \begin{cases} 3 - \pi, \\ 4 - p, \end{cases}$$

$$n_h \geq 7 \begin{cases} 5 - \pi, \\ 6 - p \end{cases}$$

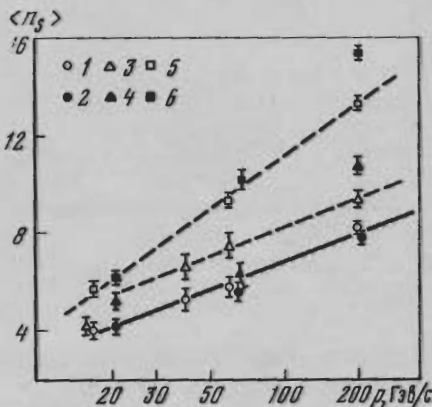


Рис. 17. Зависимость средней множественности релятивистских частиц $\langle n_s \rangle$ от импульса первичной частицы p_0 для взаимодействий на нуклонах и ядрах

1 — πN , 2 — pN , 3 — π CNO; 4 — p CNO; 5 — π AgBr; 6 — p AgBr

фотоэмульсии связан с группой взаимодействий на тяжелых ядрах AgBr с $n_h \geq 7$, т. е. с событиями с большим возбуждением ядер AgBr.

На рис. 17 приведена зависимость $\langle n_s \rangle$ от p для взаимодействий протонов и пионов на ядрах CNO и AgBr. Там же для сравнения приведены данные для $\pi^- N$ и pN . Из рис. 17 следует, что для взаимодействий пионов на ядрах CNO зависимость $\langle n_s \rangle$ от p_0 аналогична той же зависимости для $\pi^- N$ для интервала импульсов 40—200 ГэВ. Для взаимодействий пионов на ядрах зависимость $\langle n_s \rangle$ от p_0 носит логарифмический характер, но рост $\langle n_s \rangle$ с p_0 значительно более сильный, чем для ядер CNO.

Для pA -взаимодействий рост $\langle n_s \rangle$ с p_0 более быстрый, чем для pA , как на ядрах CNO, так и на ядрах AgBr, причем зависимость $\langle n_s \rangle$ от p_0 для $p_0 A$ -взаимодействий не может быть описана логарифмическим законом для всего интервала импульсов 20—200 ГэВ/с.

Зависимость $\langle n_s \rangle$ от импульса для взаимодействий адронов с ядрами CNO и AgBr согласуется с расчетами Н. И. Николаева [28, 29], использующего партонную модель.

На рис. 18 приведена зависимость от импульса величины $R_A = \langle n_s \rangle_{pA} / \langle n_{ch} \rangle_{pp}$ для pA - и pA -взаимодействий для всех ядер эмульсии, ядер CNO и

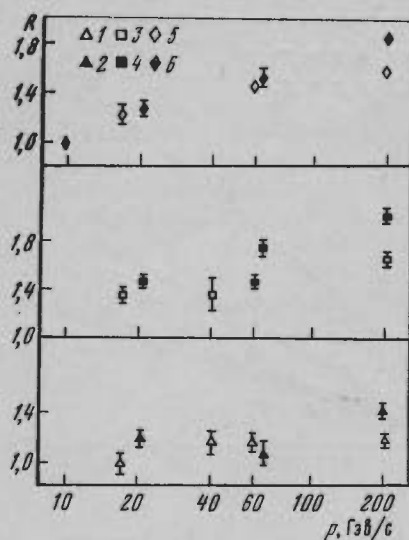


Рис. 18. Зависимость $R_A = \langle n_s \rangle_{hA} / \langle n_{ch} \rangle_{hp}$ от импульса p_0 , для взаимодействий на различных ядрах

1 — π } CNO, 3 — π } AgBr, 5 — π } Все
2 — p } CNO, 4 — p } AgBr, 6 — p } ядра

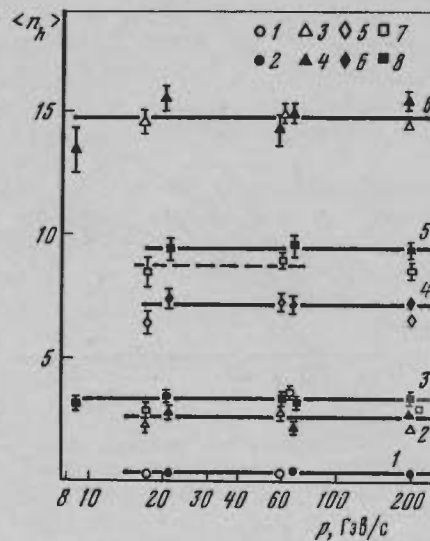


Рис. 19. Зависимость среднего значения $\langle n_h \rangle$ от импульса p_0 для различных групп πA - и pA -взаимодействий

КН { 1 — π , 1 $\leq n_h \leq 6$ } { 3 — π , AgBr } { 7 — π , CNO } { 3 — π , Все ядра } { 5 — π , $n_h \geq 7$ } { 7 — π ,
2 — p , 4 — p , 6 — p , 8 — p , 8 — p , 8 — p

AgBr. Приведенные результаты согласуются с теоретическими расчетами, приведенными в работах [27—30].

С ростом энергии по теоретическим расчетам в партонной модели R_A должно приближаться к единице ($R_A \rightarrow 1$ при $E \rightarrow \infty$), в то время как по модели многократного взаимодействия Глаубера $R_A \rightarrow A^{1/2}$ при $E \rightarrow \infty$. Таким образом, для выбора модели необходимо получение данных о зависимости R_A от p_0 при энергиях, значительно превышающих 200 ГэВ.

На рис. 19 приведена зависимость $\langle n_h \rangle$ от импульса для различных групп πA - и pA -взаимодействий. Из рис. 19 следует, что среднее число медленных частиц $\langle n_h \rangle$ для различных групп πA - и pA -взаимодействий не зависит от первичного импульса. Для взаимодействий πA на ядрах AgBr $\langle n_h \rangle$ несколько ниже, чем для pA , что, возможно, связано с тем, что сечение неупругого взаимодействия σ_{in} для πp меньше, чем для pp .

Постоянство $\langle n_h \rangle$ и увеличение $\langle n_s \rangle$ с ростом импульса для πA - и pA -взаимодействий не может быть согласовано с обычными каскадными моделями и требует учитывать пространственно-временное развитие процесса множественной генерации частиц во взаимодействиях адронов с нуклонами и ядрами. Средние значения $\langle n_s \rangle$, $\langle n_g \rangle$, $\langle n_b \rangle$, $\langle n_h \rangle$ для различных групп πA - и pA -взаимодействий при 200 ГэВ приведены в табл. 4. Для более низких энергий данные приведены в работе [31].

Из анализа данных табл. 6 следует, что при 200 ГэВ/с множественность заряженных частиц $\langle n_i \rangle$ для pA -взаимодействий выше, чем для πA , что, в основном, связано с взаимодействиями на ядрах AgBr (особенно с частью взаимодействий на AgBr с $n_h \geq 7$ (группа T_2) — события с большим возбуждением ядра).

Если представить зависимость $\langle n_i \rangle \sim A^\alpha$, то из данных табл. 6 при пере-

Таблица 4
Средние множественности заряженных частиц для различных групп π -А- и p -А-взаимодействий при 200 ГэВ/с

Тип взаимодействия	$\langle n_s \rangle$	$\langle n_g \rangle$	$\langle n_b \rangle$	$\langle n_h \rangle$	N — число взаимодействий
Все π -А	$11,8 \pm 0,1$	$2,23 \pm 0,05$	$4,20 \pm 0,07$	$6,5 \pm 0,1$	5255
	$13,5 \pm 0,2$	$2,5 \pm 0,1$	$4,7 \pm 0,1$	$7,2 \pm 0,2$	1634
Без когерент. p -А	$12,2 \pm 0,1$	$2,34 \pm 0,06$	$4,49 \pm 0,08$	$6,8 \pm 0,1$	5016
	$13,8 \pm 0,2$	$2,5 \pm 0,1$	$4,8 \pm 0,1$	$7,3 \pm 0,2$	1581
π -N	$8,1 \pm 0,1$	$0,10 \pm 0,01$	0	$0,10 \pm 0,01$	1298*
p -N	$7,8 \pm 0,2$	$0,15 \pm 0,01$	0	$0,15 \pm 0,01$	1320**
«Л»	$10,0 \pm 0,2$	$0,79 \pm 0,03$	$2,48 \pm 0,05$	$3,27 \pm 0,06$	745
	$11,7 \pm 0,4$	$0,89 \pm 0,06$	$2,7 \pm 0,1$	$3,6 \pm 0,2$	303
«Т ₁ »	$10,5 \pm 0,2$	$1,04 \pm 0,03$	$1,87 \pm 0,04$	$2,90 \pm 0,05$	1418
	$11,2 \pm 0,3$	$1,17 \pm 0,06$	$1,83 \pm 0,07$	$3,0 \pm 0,1$	425
«Т ₂ »	$16,2 \pm 0,2$	$4,93 \pm 0,07$	$9,3 \pm 0,1$	$14,2 \pm 0,1$	1945
	$18,9 \pm 0,4$	$5,3 \pm 0,2$	$10,0 \pm 0,2$	$15,3 \pm 0,3$	612
CNO	$9,3 \pm 0,2$	$0,55 \pm 0,05$	$1,61 \pm 0,05$	$2,2 \pm 0,1$	1154
	$10,7 \pm 0,3$	$0,70 \pm 0,05$	$1,9 \pm 0,1$	$2,6 \pm 0,2$	415
AgBr	$13,3 \pm 0,2$	$3,1 \pm 0,1$	$5,7 \pm 0,1$	$8,7 \pm 0,2$	3662
	$15,3 \pm 0,3$	$3,4 \pm 0,1$	$6,2 \pm 0,2$	$9,6 \pm 0,3$	1131

* На длине π -А содержится 908 π -N-взаимодействий.
** На длине p -А содержится 241 p -N-взаимодействие.

ходе от ядер AgBr к CNO для зависимости $\langle n_s \rangle$ от А получаем $\alpha_s = 0,19 \pm 0,02$ (в пределах ошибок одно и то же значение для пионов и протонов); для медленных частиц $\langle n_h \rangle$ получаем $\sim A^{2/3}$ и $A^{3/4}$ для протонов и пионов соответственно. Для $\langle n_g \rangle$ зависимость от А получается более сильная ($\alpha_g \sim 0,8-0,9$), чем для $\langle n_b \rangle$ ($\alpha_b \sim 0,6-0,7$). Возможно это связано с условной границей разделения частиц по признаку n_g, n_b , но не исключено, что эти частицы возникают на разных стадиях процесса множественной генерации частиц во взаимодействии адронов с ядрами.

Во взаимодействиях адронов с ядрами зависимость средней множественности $\langle n_s \rangle$ релятивистских частиц от атомного номера А слабая ($A^{\alpha_s}, \alpha_s = 0,19 \pm 0,02$), для медленных частиц — сильная ($A^{\alpha_h}, \alpha_h \approx 2/3-3/4$), с увеличением энергии $\langle n_s \rangle$ растет, в то время как $\langle n_{g, b, h} \rangle$ остается постоянным.

Таким образом, быстрые и медленные частицы не возникают непосредственно в одном процессе, а характеризуют разные стадии пространственно-временного развития процесса множественной генерации частиц в адрон-ядерных взаимодействиях.

§ 2. Распределение по множественности релятивистских частиц

На рис. 20, а, б приведено распределение по n_s для взаимодействия пионов и протонов на нуклонах и ядрах при начальном импульсе 200 ГэВ/с. Из этих рисунков следует, что распределения по n_s для p -N- и π -N-взаимодействий в пределах ошибок совпадают, в то время как для p -А и π -А сильно отличаются. Распределение по n_s для π -А-взаимодействий —

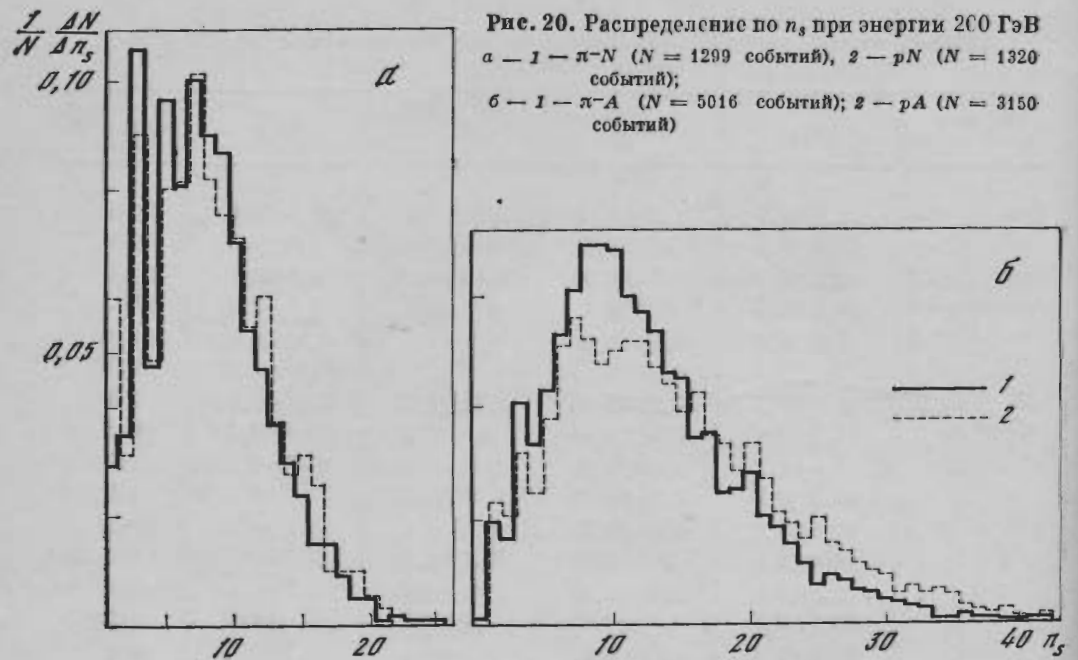


Рис. 20. Распределение по n_s при энергии 200 ГэВ
 а — 1 — π -N ($N = 1299$ событий), 2 — p N ($N = 1320$ событий);
 б — 1 — π -A ($N = 5016$ событий); 2 — p A ($N = 3150$ событий)

более узкое, в области $n_s \sim 7-13$ доля событий для π A больше, чем для p A; в то же время для p A-взаимодействий наблюдается больше событий с $n_s \geq 20$, т. е. в области $n_s > 2 \langle n_s \rangle_{pN}$. Данные по распределению по n_s для π A и p A при энергиях 60 и 67 ГэВ/с приведены в работе [32], показывают аналогичный эффект, однако выраженный значительно слабее, чем при 200 ГэВ/с. Возможно, что это различие как-то связано с разным сечением неупругого взаимодействия протонов и π^- -мезонов на нуклонах.

На рис. 21, а — в приведено распределение по n_s для различных групп взаимодействий π A и p A при 200 ГэВ/с.

Из рис. 21, а, б следует, что для групп Л (взаимодействие на ядрах CNO с $1 \leq n_h \leq 6$) и T_1 (взаимодействия на AgBr с малым возбуждением, $1 \leq n_h \leq 6$) распределения по n_s для p A несколько сдвинуто в сторону больших n_s по сравнению с π A, для группы T_2 ($n_h \geq 7$ — взаимодействия на AgBr с большим возбуждением) доля событий с малыми и средними n_s (5—15) заметно уменьшилась, а с $n_s > 20$ увеличилась.

На рис. 22 приведено распределение по n_s для ядер CNO и AgBr в π A- и p A-взаимодействиях при 60 и 67 ГэВ/с соответственно, а на рис. 23 как пример распределения по n_s для групп взаимодействий КН на ядрах CNO и AgBr, для p A-взаимодействий при импульсе 200 ГэВ/с.

На рис. 24 приведено распределение по n_s для ядер CNO и AgBr во взаимодействиях π^- A при 200 ГэВ. Там же для сравнения приведены данные для p A-взаимодействий при 200 ГэВ/с. Из рис. 22 и 24 следует, что особенно отчетливо проявляется различие в распределениях по n_s для пионов и протонов при взаимодействии на ядрах AgBr (для π^- A-взаимодействий наблюдается большая доля событий с $n_s = 7-13$ и меньшая с $n_s > 20$). В табл. 5 приведена доля событий в зависимости от интервала n_s для π^- N-, p N-, а также для различных групп π A- и p A-взаимодействий при 200 ГэВ/с. Из анализа данных рисунков и табл. 7 следует, что в p A-взаимодействиях большую роль играют процессы размножения частиц при прохождении через ядро.

В заключение этой главы рассмотрим, как выполняется КНО скейлинг

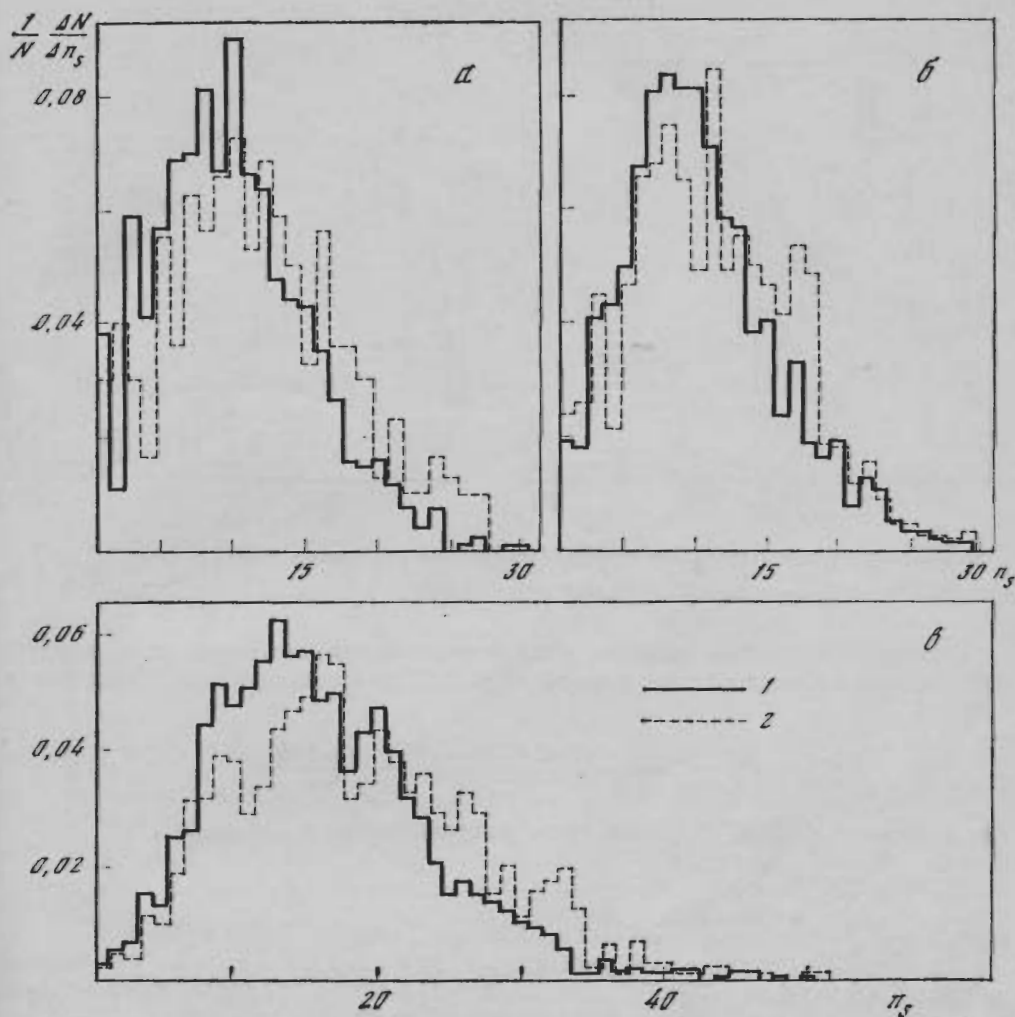


Рис. 21. Распределение по n_s при энергии 200 ГэВ для группы «Л» (а), группы «Т₁» (б) и группы «Т₂» (в)
1 — π , 2 — p

во взаимодействиях на ядрах. Известно, что топологические сечения рождения n частиц σ_n в pp - и pA -взаимодействиях зависят только от отношения $n/\langle n \rangle$

$$\frac{\sigma_n}{\sigma_{inel}} \sim \frac{1}{\langle n \rangle} \Psi \left(\frac{n}{\langle n \rangle} \right).$$

Функция $\Psi(n/\langle n \rangle)$ является универсальной функцией и не зависит от энергии и природы частиц.

Мы построили распределения по n_s , т. е. по числу релятивистских частиц, в координатах $n_s/\langle n_s \rangle$ для взаимодействия протонов и пионов на ядрах при различных энергиях (рис. 28, 29), а также для взаимодействия пионов и протонов (рис. 30) на ядрах CNO и AgBr при 200 ГэВ. Чтобы исключить влияние когерентных событий, всюду рассматривались n_s — четные.

Как видно из рис. 25, 26, универсальная кривая описывает распределение по n_s для ядер фотоэмульсии при всех энергиях.

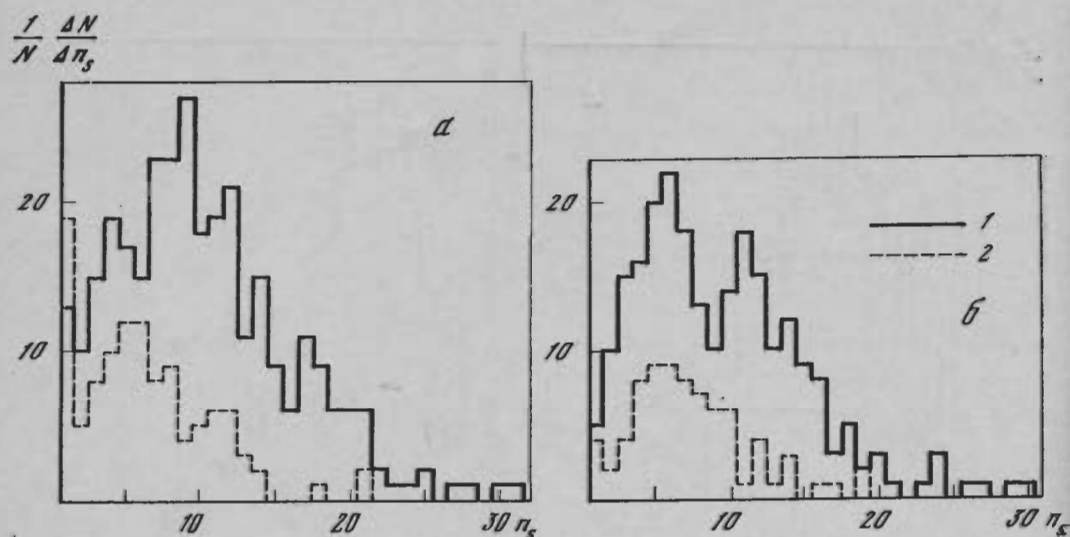


Рис. 22. Распределение по n_s при энергии 200 ГэВ для различных ядер
1 — AgBr, 2 — CNO; а — p — 67 ГэВ/с, б — π — 60 ГэВ/с

Экспериментальные данные удовлетворительно согласуются с кривой распределения Пойя со значением $\xi = 0,33$ [23]. Распределение Пойя имеет вид

$$P(n) = P(0) \left(\frac{\langle n \rangle}{1 + \xi \langle n \rangle} \right)^n \frac{(1 + \xi)(1 + 2\xi) \dots [1 + (n-1)\xi]}{n!},$$

где $P(0) = (1 + \xi \langle n \rangle)^{-1/\xi}$; для этого распределения $\sigma/\langle n \rangle$ равно

$$\frac{D}{\langle n \rangle^2} = \frac{1}{\langle n \rangle} + \xi.$$

При $\xi = 0,25$ распределение Пойя близко к универсальной кривой.

На рис. 27 приведено распределение n_s для ядер CNO и AgBr из взаимодействий πA и pA при 200 ГэВ. Видно, что для ядер CNO экспериментальное распределение по n_s ближе к универсальной кривой, а для ядер AgBr — ближе к распределению Пойя.

Таблица 5

Доля πA -, pA -взаимодействий в зависимости от интервала n_s для различных групп при 200 ГэВ/с

n_s	$\pi - N$	$\pi - A$	pN	pA
1-8	0,59±0,03	0,34±0,01	0,58±0,03	0,29±0,01
9-16	0,37±0,02	0,43±0,01	0,39±0,02	0,37±0,01
≥17	0,04±0,01	0,23±0,01	0,04±0,01	0,34±0,01

n_s	$\pi - A$			pA		
	«Л»	«Т ₁ »	«Т ₂ »	«Л»	«Т ₁ »	«Т ₂ »
1-8	0,43±0,03	0,33±0,01	0,14±0,04	0,32±0,04	0,38±0,04	0,11±0,01
9-16	0,46±0,03	0,46±0,02	0,43±0,01	0,47±0,05	0,41±0,04	0,34±0,03
≥17	0,11±0,01	0,21±0,01	0,43±0,01	0,21±0,03	0,21±0,02	0,55±0,04

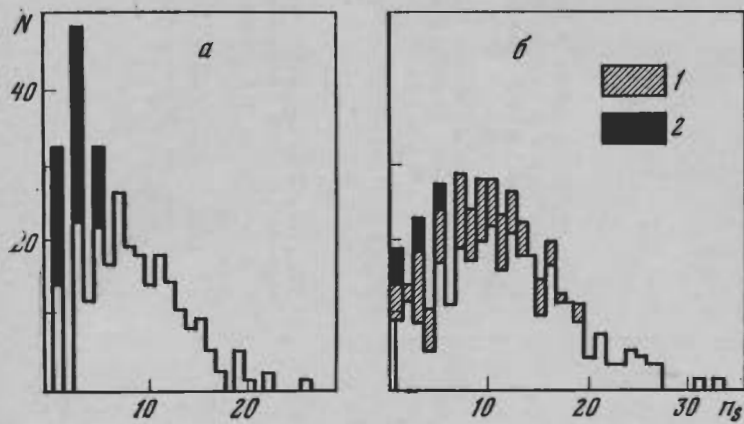


Рис. 23. Распределение по n_s при энергии 200 ГэВ для pA -взаимодействий

- 1 — pN ,
- 2 — когерентные,
- а — KH ,
- б — CNO ,
- в — $AgBr$, пунктир — $n_h \geq 7$

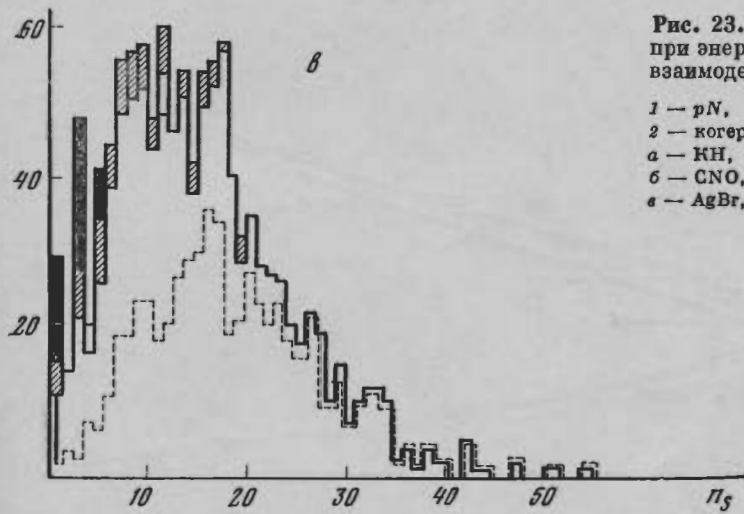


Рис. 24. Распределение по n_s при энергии 200 ГэВ для πA -и πN -взаимодействий

- а) 1 — $AgBr$, 2 — CNO ;
- б) 1 — πN , 2 — когерентные

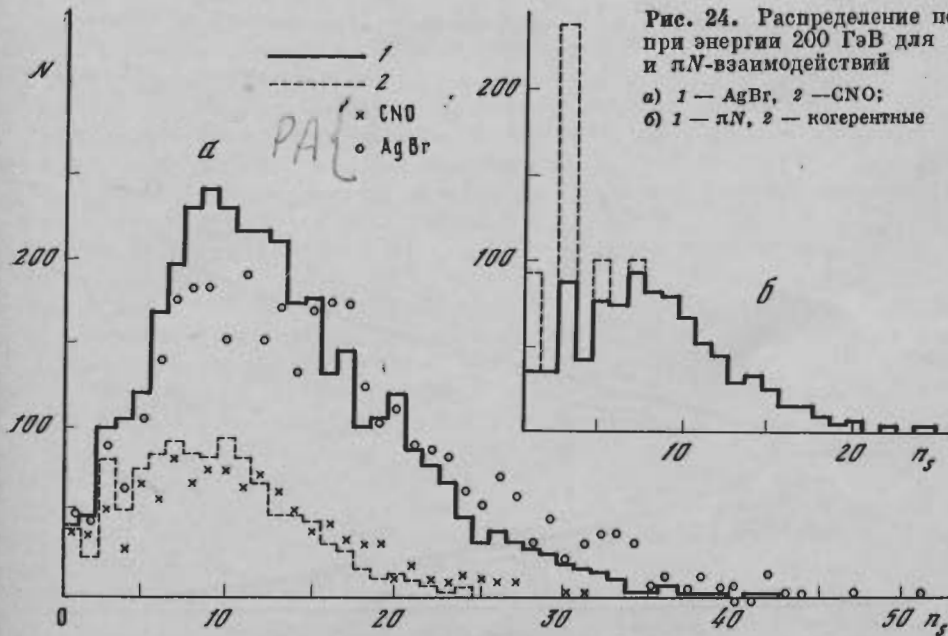


Рис. 25. Распределение по множественности заряженных частиц в РА-взаимодействиях

а — универсальная кривая,
 б — предельное распределение Поля для $\xi = 0,33$;
 1 — 21 ГэВ,
 2 — 67 ГэВ,
 3 — 200 ГэВ

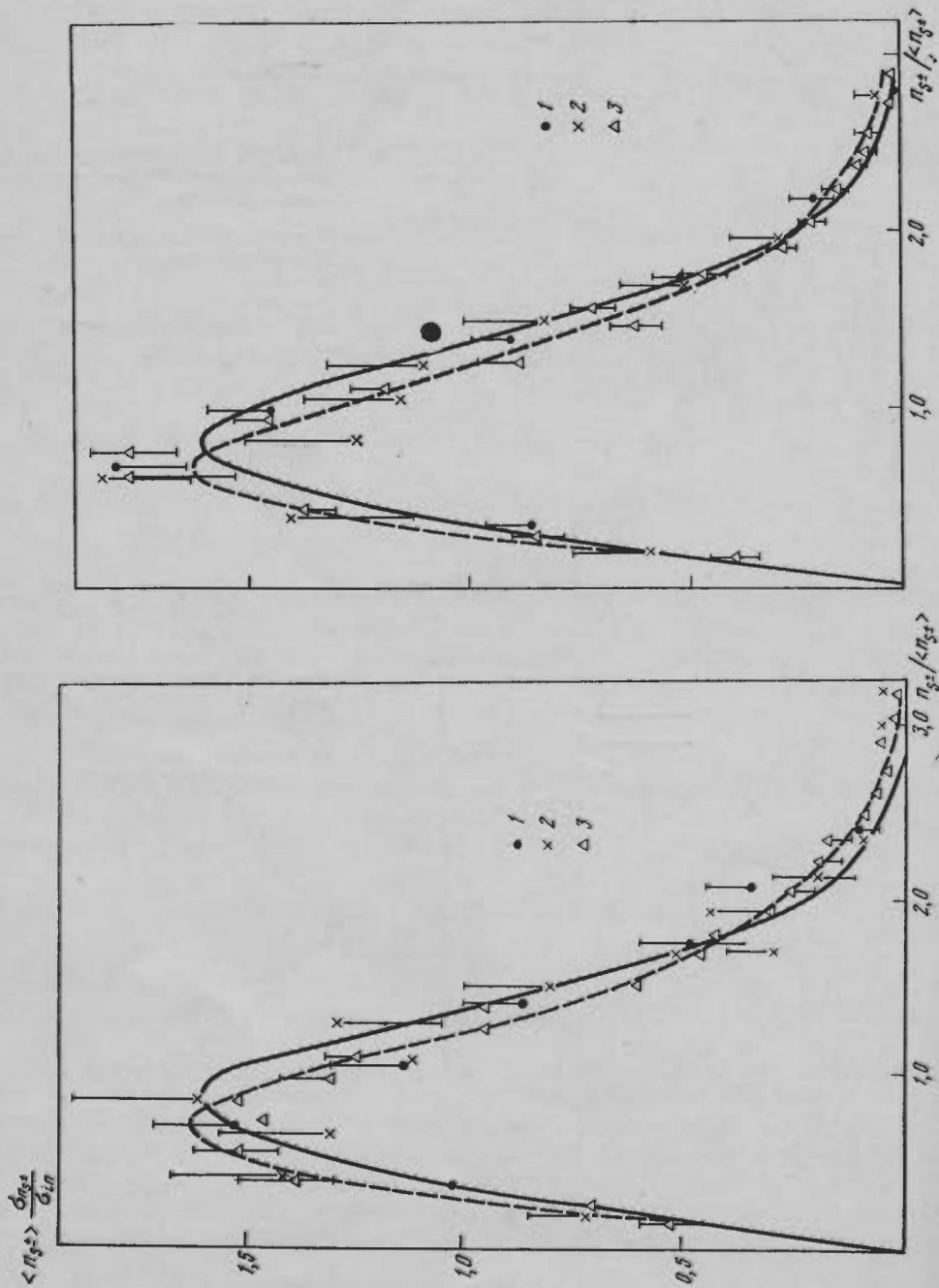


Рис. 26. Распределение по множественности заряженных частиц в ЛА-взаимодействиях

а — универсальная кривая,
 б — предельное распределение Поля для $\xi = 0,33$;
 1 — 17 ГэВ,
 2 — 60 ГэВ,
 3 — 200 ГэВ

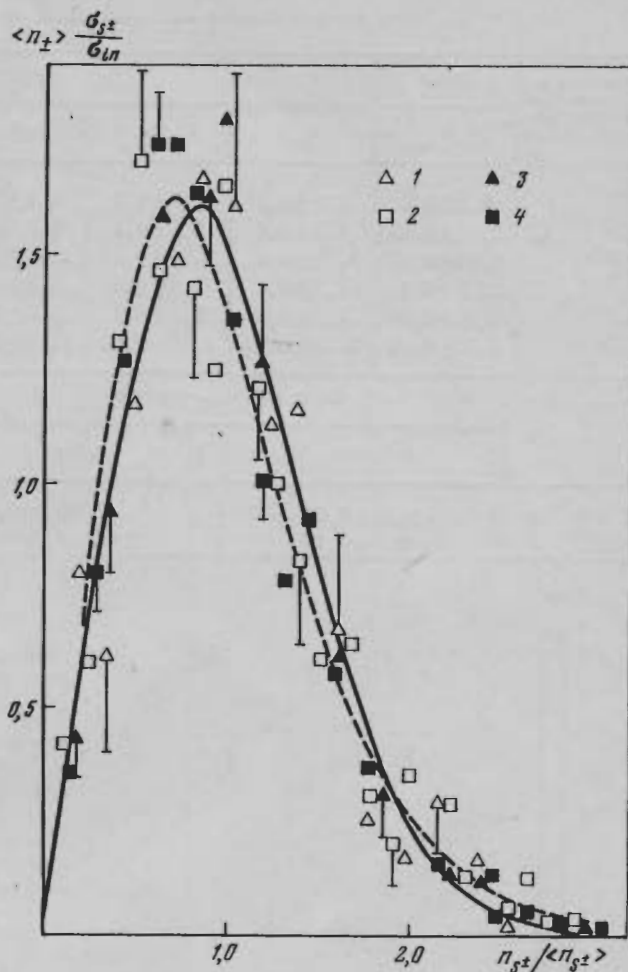


Рис. 27. Распределение по множественности заряженных частиц в пА-взаимодействиях

а — универсальная кривая,
 б — предельное распределение
 Пойя для $\xi = 0,33$;
 1 — CNO }
 2 — AgBr } p, 200 ГэВ,
 3 — CNO }
 4 — AgBr } π^- , 200 ГэВ

Возможно, что в некоторой степени отличие распределения в n_s на ядрах связано с тем, что для пА-, рА-взаимодействий рассматриваются только релятивистские частицы, а для пр-, рр-взаимодействий — все заряженные. Ширину распределения по n , либо n_s характеризует величина $\langle n \rangle / D$.

В табл. 8 приведены данные $\langle n \rangle / D$ для пN-, рN-, пА-, рА-взаимодействий при различных энергиях. Из анализа данных табл. 8 следует, что $\langle n_{s\pm} \rangle / D$ для пN- и рN-взаимодействий $\sim 1,7$, в то время как по всем заряженным частицам $\langle n_{\pm} \rangle$ для пр- и рр-взаимодействий $\langle n_{\pm} \rangle / D \approx 2,0$.

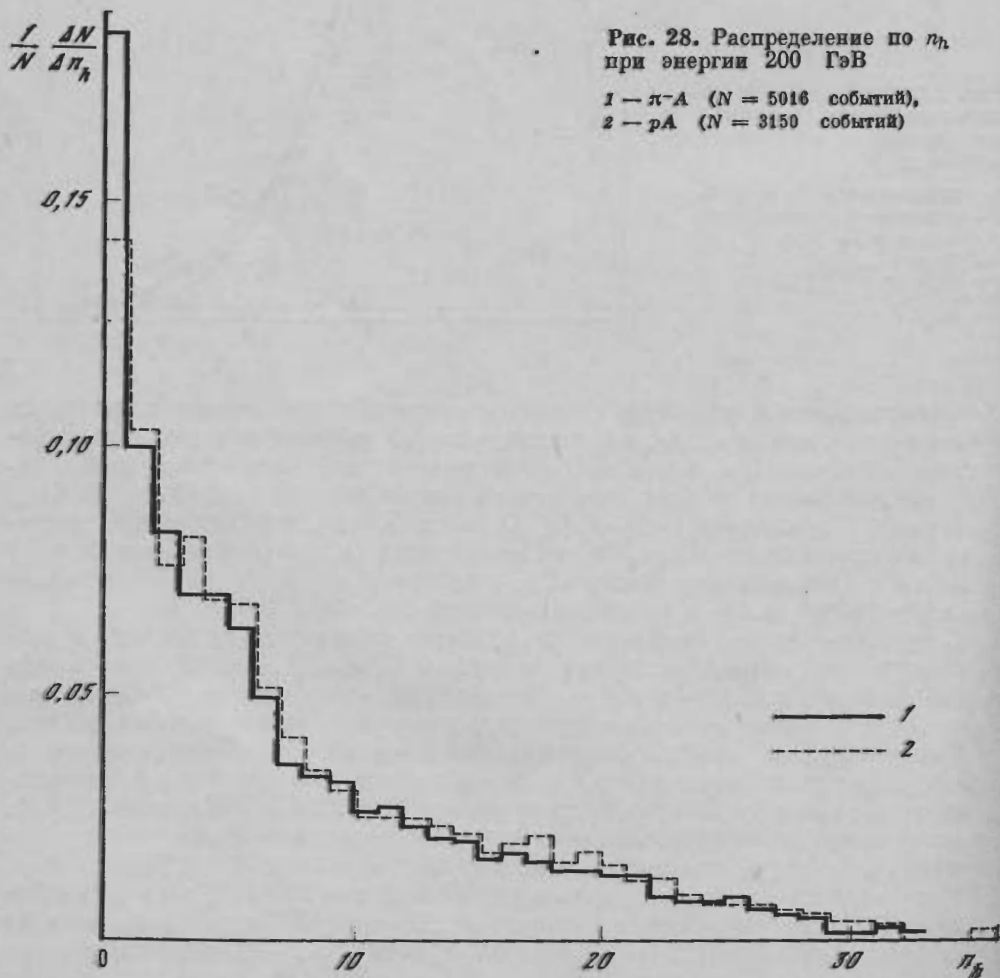
С другой стороны, сравнение $\langle n_{s\pm} \rangle / D$ для различных групп пА- и рА-взаимодействий показывает, что для группы T₂ $n_{s\pm} / D$ заметно больше, чем та же величина для пN- и рN-взаимодействий, что указывает на заметную роль процессов размножения частиц при прохождении через тяжелое ядро.

Таким образом, анализ распределений по множественности релятивистских частиц показывает, что и в случае взаимодействия адронов с ядрами наблюдается универсальность функции распределения в координатах $n_s / \langle n_s \rangle$, однако универсальная функция распределения несколько отличается от аналогичной для пр-, рр-взаимодействий и ее вид зависит от А.

Распределение по n_s для рА-взаимодействий при 200 ГэВ/с с ядрами фотоэммульсий согласуется с теоретическими расчетами [27], а распределения по n_s на ядрах CNO и AgBr для рА-взаимодействий при 200 ГэВ/с согласуются с расчетами по кластерной модели [33—34].

Таблица 6

Природа и импульс первичной частицы, ГэВ/c	$\langle n_{\pm} \rangle$	$\langle n_{\pm} \rangle / D$				
	D pp, πp	pN πN	•Л•	•Т•	•Т•	pA πA
p, 21	$2,2 \pm 0,1$	$1,6 \pm 0,1$	$1,7 \pm 0,1$	$1,7 \pm 0,1$	$2,03 \pm 0,08$	$1,70 \pm 0,05$
p, 67	$1,97 \pm 0,03$	$1,5 \pm 0,1$	$1,8 \pm 0,1$	$1,6 \pm 0,1$	$2,39 \pm 0,08$	$1,64 \pm 0,05$
p, 200	$1,96 \pm 0,17$	$1,78 \pm 0,07$	$1,87 \pm 0,07$	$1,86 \pm 0,06$	$2,13 \pm 0,04$	$1,67 \pm 0,02$
π-, 17	$2,0 \pm 0,1$	$1,7 \pm 0,1$	$1,9 \pm 0,1$	$1,5 \pm 0,1$	$2,5 \pm 0,1$	$1,81 \pm 0,06$
π-, 60	$2,14 \pm 0,03$	$1,7 \pm 0,1$	$1,9 \pm 0,1$	$1,6 \pm 0,1$	$2,1 \pm 0,1$	$1,78 \pm 0,07$
π-, 200	$2,06 \pm 0,10$	$1,73 \pm 0,07$	$1,86 \pm 0,03$	$1,89 \pm 0,03$	$2,13 \pm 0,03$	$1,73 \pm 0,03$
		$\langle n_{\pm} \rangle / D, n_{\pm}^-$ четные				
		CNO	AgBr			
π-, 200		$2,05 \pm 0,10$	$1,85 \pm 0,05$			
p, 200		$2,0 \pm 0,15$	$2,01 \pm 0,09$			



В
числу
На ри
πA-и
друг
тичес
сколь
На
и AgBr

Рис. 2
предел
для ве
и AgBr
мезона
1 — CNO
2 — AgBr

Рис. 30
пределе
имодей
при э
прото
1 — π
2 — p

§ 3. Распределение по множественности сильноионизирующих частиц

В работах сотрудничества [9, 16] приведены данные о распределении по числу медленных частиц n_h, n_b, n_g для pA - и πA -взаимодействий при 200 ГэВ/с. На рис. 28 мы приводим сравнительные данные распределений по n_h для πA - и pA -взаимодействий на ядрах фотоэмульсии. Эти распределения близки друг другу, однако для pA -взаимодействий наблюдается некоторое систематическое превышение событий с $n_h \geq 15$, что, вероятно, и приводит к несколько большему $\langle n_h \rangle$ для pA -взаимодействий при 200 ГэВ/с.

На рис. 29, а приведены интегральные распределения по n_h для ядер CNO и AgBr для πA -взаимодействий при 200 ГэВ. Для ядер CNO распределение

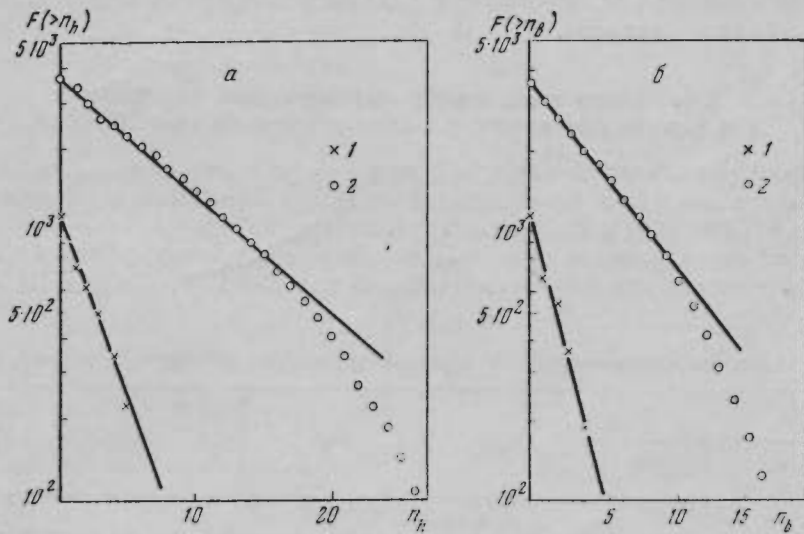


Рис. 29. Интегральное распределение по n_h (а) и n_b (б) для взаимодействий на CNO и AgBr при энергии π^- -мезона 200 ГэВ

1 — CNO,
2 — AgBr

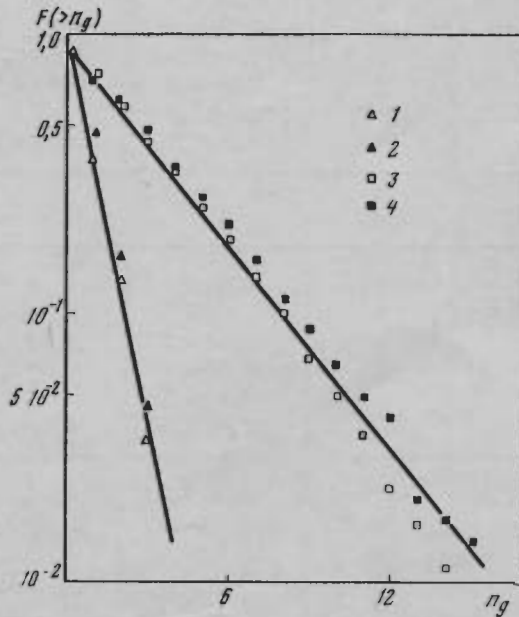


Рис. 30. Интегральное распределение по n_g для взаимодействий на CNO и AgBr при энергии π^- -мезона и протона 200 ГэВ

1 — π } CNO, 3 — π } AgBr
2 — p } CNO, 4 — p } AgBr

имеет экспоненциальный характер, для ядер AgVg наблюдается отклонение от экспоненты для $n_h > 15$.

На рис. 29, б приведено интегральное распределение по n_b для взаимодействия π^- -мезонов на ядрах CNO и AgVg при энергии 200 ГэВ.

Распределения носят экспоненциальный характер, однако для ядер AgVg заметное отклонение наблюдается для $n_b > 10$.

На рис. 30 приведено интегральное распределение по n_g для взаимодействия пионов и протонов на ядрах CNO и AgVg при энергии 200 ГэВ.

Распределения носят экспоненциальный характер, близки для πA - и pA -взаимодействий, однако для πA -взаимодействий экспонента чуть круче, для взаимодействий на ядрах наблюдается отклонение от экспоненты для $n_g > 10$, что, вероятно, связано с полным развалом ядра.

Сравнение экспериментальных распределений по n_g для взаимодействий протонов с ядрами CNO и AgVg при 200 ГэВ с кластерной моделью [34] показывает хорошее согласие.

§ 4. Корреляции между заряженными частицами для различных групп πA -взаимодействий при 200 ГэВ

Рассмотрим зависимости $\langle n_i(n_j) \rangle$ при $i \neq j$ и $n_i, n_j = n_s, n_g, n_h, n_b$. Такие зависимости для pA - и πA -взаимодействий при 200 ГэВ на всех ядрах фотоэмульсии приведены в работах сотрудничества [9, 16].

В настоящем разделе приведем корреляционные зависимости $\langle n_i \rangle$ от n_j для различных групп πA -взаимодействий при 200 ГэВ. На рис. 31—34 при-

Таблица 7
Средние множественности заряженных частиц в зависимости от n_g

n_g		$\langle n_s \rangle$	$\langle n_g \rangle$	$\langle n_h \rangle$	N — число событий
$0_{\pi} < 90^\circ$	$0_{\pi} > 90^\circ$				
$p_0 = 17$ ГэВ/с		πA	$n_h \geq 7$		
0	0	$6,4 \pm 0,9$	0	$9,0 \pm 1,0$	
Любое	0	$6,2 \pm 0,4$	$1,9 \pm 0,3$	$9,2 \pm 0,6$	
»	1	$7,6 \pm 0,6$	$3,6 \pm 0,4$	$11,8 \pm 0,9$	
»	2	$8,8 \pm 0,8$	$6,0 \pm 0,7$	$14,0 \pm 1,0$	
1	Любое	$6,0 \pm 1,0$	1	$10,0 \pm 2,0$	
2	»	$6,0 \pm 0,5$	$3,2 \pm 0,3$	$9,9 \pm 0,9$	
$p_0 = 200$ ГэВ/с		πA	$n_h \geq 7$		1949
0	0	$13,1 \pm 0,9$	0	$7,9 \pm 0,2$	42
Любое	0	$14,6 \pm 0,3$	$2,7 \pm 0,1$	$11,0 \pm 0,2$	543
»	1	$15,4 \pm 0,3$	$4,2 \pm 0,1$	$13,1 \pm 0,2$	638
»	2	$16,3 \pm 0,4$	$5,6 \pm 0,1$	$15,0 \pm 0,3$	410
»	3	$19,9 \pm 0,6$	$7,7 \pm 0,2$	$18,7 \pm 0,4$	182
»	≥ 3	$20,0 \pm 0,5$	$9,1 \pm 0,2$	$20,6 \pm 0,3$	342
0	Любое	$13,4 \pm 0,5$	$1,0 \pm 0,1$	$9,3 \pm 0,3$	118
1	»	$13,7 \pm 0,4$	$2,0 \pm 0,1$	$9,9 \pm 0,2$	272
2	»	$15,0 \pm 0,4$	$3,1 \pm 0,1$	$11,2 \pm 0,2$	407
3	»	$16,2 \pm 0,4$	$4,3 \pm 0,1$	$12,9 \pm 0,3$	334
≥ 3	»	$17,5 \pm 0,2$	$6,7 \pm 0,1$	$16,8 \pm 0,2$	1152

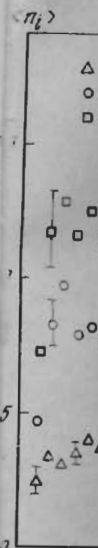


Рис. 31. группы πA при $1 - \langle n_g \rangle$.

Рис. 32. группы πA при $1 - \langle n_s \rangle$.

Рис. 33. группы πA при $1 - \langle n_s \rangle$.

ведены для групп следующим образом:
1. Д... сильная $\langle n_b \rangle$; за
2. Д...

отклонение
взаимодей-
для ядер
взаимодейст-
для π -А- и
чуть круче,
оненты для
модействий
о [34] пока-
В
 n_h, n_b . Такие
ядрах фото-
и $\langle n_i \rangle$ от n_j
31-34 при-

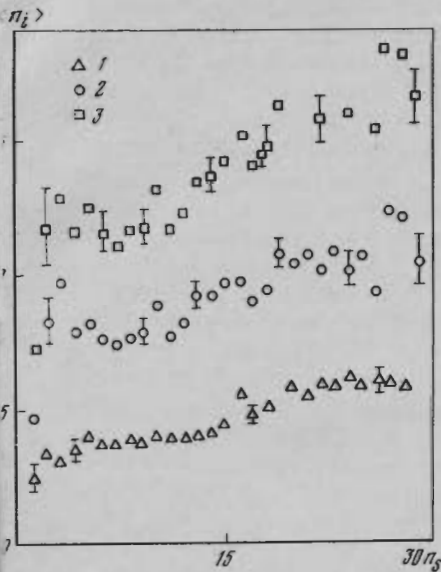


Рис. 31. Зависимость $\langle n_i \rangle$ от n_s для группы «Т₂» во взаимодействиях π -А при 200 ГэВ

1 — $\langle n_g \rangle$, 2 — $\langle n_b \rangle$, 3 — $\langle n_h \rangle$

Рис. 32. Зависимость $\langle n_i \rangle$ от n_g для группы «Т₂» во взаимодействиях π -А при 200 ГэВ

1 — $\langle n_s \rangle$, 2 — $\langle n_g \rangle$, 3 — $\langle n_h \rangle$

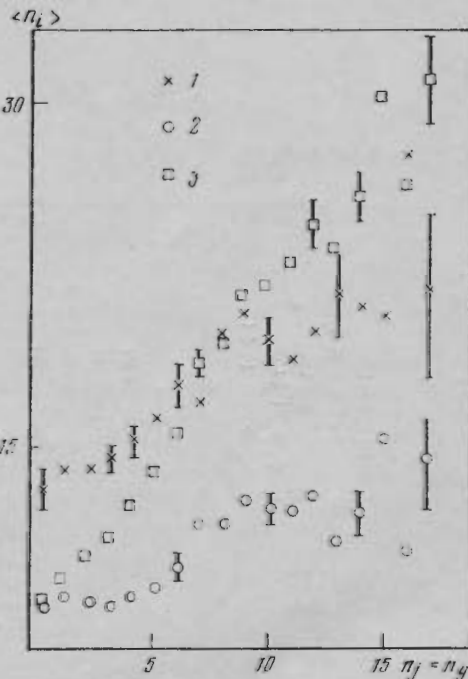
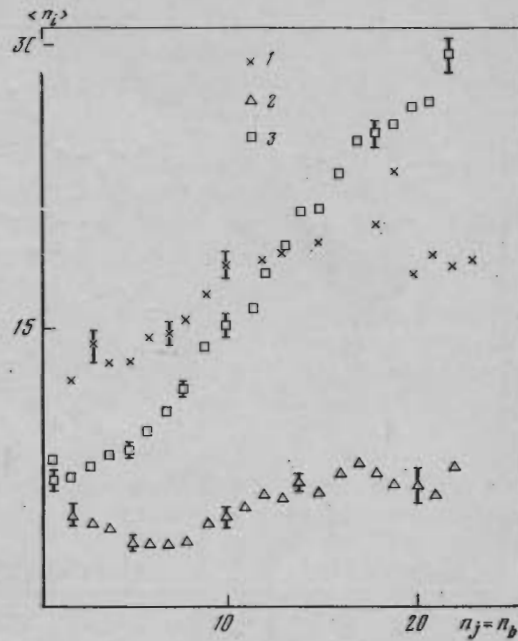


Рис. 33. Зависимость $\langle n_i \rangle$ от n_b для группы «Т₂» во взаимодействиях π -А при 200 ГэВ

1 — $\langle n_s \rangle$, 2 — $\langle n_b \rangle$, 3 — $\langle n_h \rangle$

ведены соответствующие зависимости для группы «Т₂» ($n_h \geq 7$), на рис. 35 для групп «Л» и «Т₁». Из анализа зависимостей на рис. 31-35 можно сделать следующие заключения:

1. Для легких ядер CNO: зависимость $\langle n_s \rangle$ от n_g и n_h — линейная, более сильная от n_g ; зависимость $\langle n_g \rangle$, $\langle n_b \rangle$ от n_h — линейная, более сильная для $\langle n_b \rangle$; зависимость $\langle n_g \rangle$, $\langle n_b \rangle$, $\langle n_h \rangle$ от n_s — очень слабая.

2. Для тяжелых ядер AgBr:

т n_g

N — число
событий

1949

42

543

638

410

182

342

118

272

407

334

1152

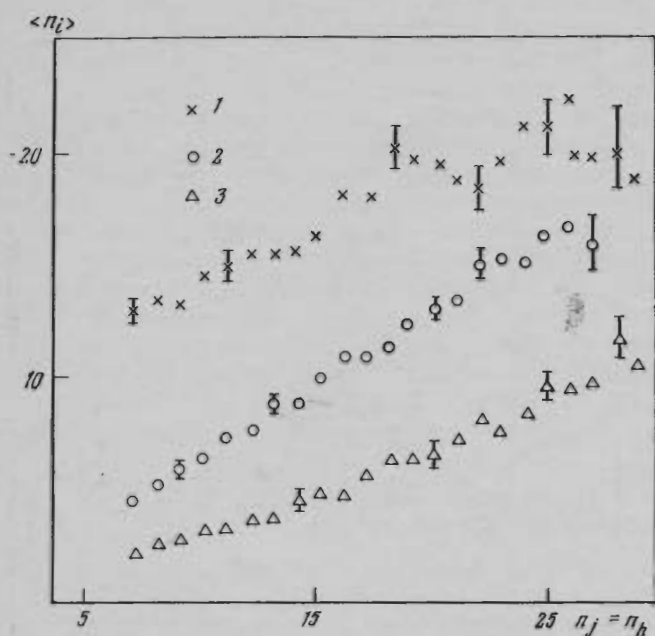


Рис. 34. Зависимость $\langle n_i \rangle$ от n_h для группы «Т₂» во взаимодействиях л-А при 200 ГэВ
1 — $\langle n_s \rangle$, 2 — $\langle n_g \rangle$, 3 — $\langle n_b \rangle$

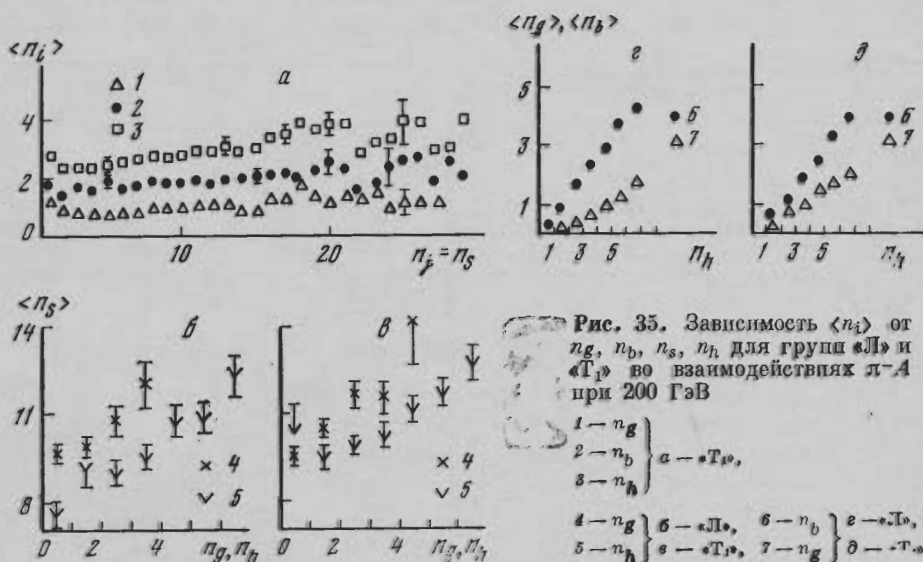


Рис. 35. Зависимость $\langle n_i \rangle$ от n_g, n_b, n_s, n_h для группы «Л» и «Т₁» во взаимодействиях л-А при 200 ГэВ
1 — n_g , 2 — n_b , 3 — n_h } а — Т₁,
4 — n_g , 5 — n_h } б — «Л», 6 — n_b , 7 — n_g } в — «Т₁»

а) $\langle n_s \rangle$ для группы «Т» = «Т₁» + «Т₂» растет линейно примерно в два раза с ростом n_g до 10, n_b — до 15, n_h — до 20, дальше при $n_g > 10$, $n_b > 15$, $n_h > 20$ в пределах ошибок не изменяется;

б) для группы «Т₂» $\langle n_b \rangle$, $\langle n_h \rangle$, с ростом n_s до 28 увеличивается ~ в 1,5 раза, а $\langle n_g \rangle$ — ~ в два раза;

в) $\langle n_b \rangle$ и $\langle n_g \rangle$ для группы «Т» = «Т₁» + «Т₂» изменяются линейно с ростом n_h , причем $\langle n_b \rangle \approx 2\langle n_g \rangle$ для данного n_h вплоть до $n_h \approx 20$;

г) для группы «Т₂» $\langle n_h \rangle$ растет с ростом n_g во всем интервале их изменения.

Для лА-взаимодействий с $n_h \geq 7$ (группа «Т₂») нами изучена зависимость $\langle n_s \rangle$ от числа серых следов, направленных под углом $\theta_{л} > 90^\circ$ в лабораторной системе (см. табл. 7). Возможно, что такие серые следы будут возникать при повторном взаимодействии частиц внутри ядра. В табл. 7 приведены дан

ные для πA -взаимодействий при 17 [35] и 200 ГэВ. Из анализа данных таблицы следует, что при 17 ГэВ $\langle n_s \rangle$ в пределах ошибок не зависит от числа серых следов n_g с $\theta_{\pi} < 90^\circ$ и заметно выше для событий с $n_g = 1$ и 2, вылетающих назад в лабораторной системе ($\theta_{\pi} > 90^\circ$). Для πA -взаимодействий при 200 ГэВ $\langle n_s \rangle$ для событий с $n_g = 1, 2$ назад больше, чем $\langle n_s \rangle$ для $n_g = 1, 2$ вперед, однако при $n_g = 1, 2$ назад и общее число $\langle n_g \rangle$ больше, поэтому на основании данных табл. 7 можно сделать определенные заключения.

Тем не менее, рассматривая одновременно табл. 9 (события с $\theta_{n_g} > 90^\circ$) и график зависимости $\langle n_s \rangle$ от n_g (рис. 33), можно заметить, что при $n_g = 0-4$ $\langle n_s \rangle$ не растет, дальше при изменении n_g от 5 до 8-9 $\langle n_s \rangle$ растет от 15 до 20, что соответствует данным табл. 9 для событий с $n_g = 1, 2, 3$ назад и тем же $\langle n_g \rangle$. Можно заметить, что для данного интервала n_g на один серый след назад приходится $\sim 1,6$ серых вперед. Для $n_g \geq 9$ рост $\langle n_s \rangle$ прекращается, что соответствует тому, что при $n_g \geq 3$ назад $\langle n_s \rangle$ не отличается от $\langle n_s \rangle$ для $n_g = 3$ назад (см. табл. 9).

Исходя из приведенных аргументов, нам кажется разумным считать, что рост $\langle n_s \rangle$ для $n_g \sim 5-8$ связан с повторным взаимодействием частиц с импульсами несколько ГэВ внутри ядра, в результате чего появляются серые следы под большими углами ($\theta_{\pi} > 90^\circ$). Одним из следствий применения партонной модели к описанию неупругих процессов на ядрах является повторное взаимодействие частиц с импульсами 3-5 ГэВ внутри ядра [36], причем для таких частиц R_{η} должно быть $\sim A^{1/2}$ согласно предсказанию О. В. Канчели [37]. К этой зависимости мы еще вернемся в следующем разделе данной главы при рассмотрении зависимостей $\langle n_s \rangle$ от интервала быстрот для различных A .

§ 5. Множественность релятивистских частиц в различных интервалах быстрот для πA - и pA -взаимодействий при 200 ГэВ

В работах сотрудничества [11-14, 16] изучалась средняя множественность релятивистских частиц $\langle n_s \rangle$ для интервала быстрот $\Delta\eta$ в зависимости от η для pA - и πA -взаимодействий при 200 ГэВ. Изучалась зависимость величины $r = \frac{\langle n_s \rangle (\Delta\eta)_{hA}}{\langle n_{ch} \rangle (\Delta\eta)_{hp}}$ от быстроты η для различных ядер и групп ядер, а также в зависимости от n_s . Показано, что в области фрагментации налетающей частицы ($\eta > 4,65$) $r \approx 1$, в области фрагментации мишени $\langle n_s \rangle$ растет, причем тем больше, чем больше A ; в области ионизации $2 \leq \eta \leq 4,65$ $\langle n_s \rangle$ также растет, однако значительно слабее, чем в области $\eta < 2$.

Для множественностей $n_s < 2\langle n_s \rangle$ характеристики на ядрах близки к характеристикам взаимодействий на нуклонах, для $n_s > 2\langle n_s \rangle$ наблюдаются значительные расхождения и тем сильнее, чем больше n_s .

На рис. 36 приведены для сравнения распределения по $\langle n_s(\Delta\eta) \rangle$ в зависимости от η для различных групп взаимодействий πA и pA при 200 ГэВ [11, 16], на рис. 37 приведена зависимость r от η для тех же групп взаимодействий [11, 16].

Из рисунков видно, что характеристики групп «Л» и «Т₁» близки к πp , $p p$, в то время как группа «Т₂» ($n_h \geq 7$) сильно отличается от них, т. е. события с сильным возбуждением тяжелых ядер AgVg дают основной вклад в увеличение $\langle n_s \rangle$ πA , pA , причем для этой группы наблюдается заметный рост $\langle n_s \rangle$ в области ионизации и самый значительный в области фрагментации мишени ($\eta < 2$).

Необходимо отметить также, что для πA -взаимодействий $\langle n_s \rangle$ ниже, чем для pA (см. рис. 36, 37), что, вероятно, связано с меньшим сечением неупругого πN -взаимодействия.

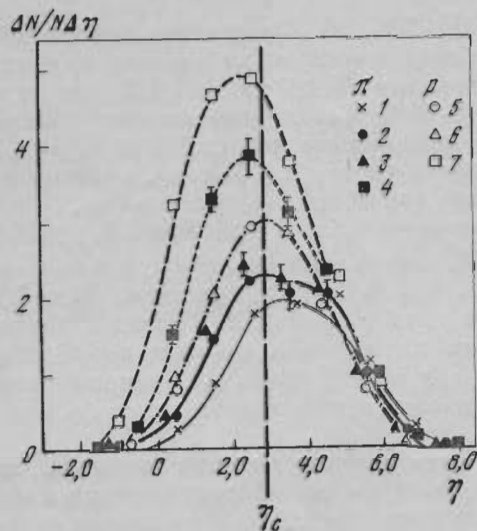


Рис. 36. Распределение по $\langle n_s \rangle$ в интервале $\Delta \eta$ от псевдобыстроты $\eta = -\text{Intg}(\theta_{\text{л}}/2)$ для различных групп в pp взаимодействиях ЛА и рА при 200 ГэВ

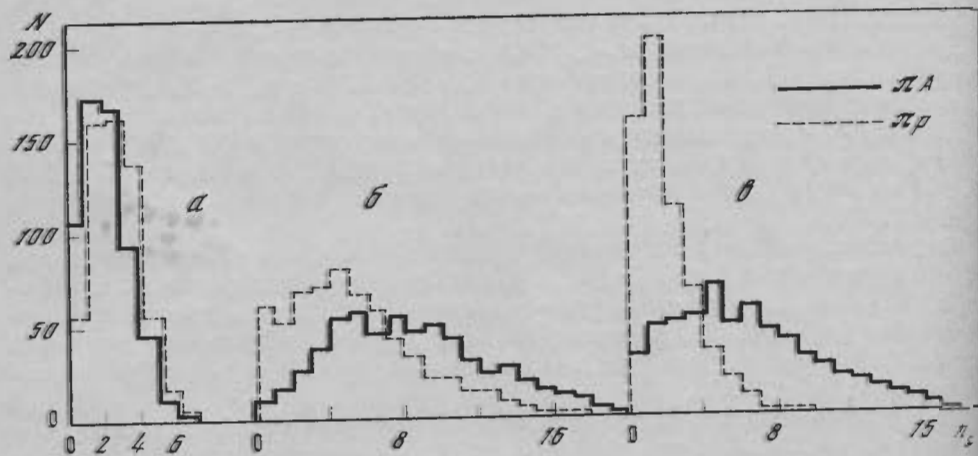
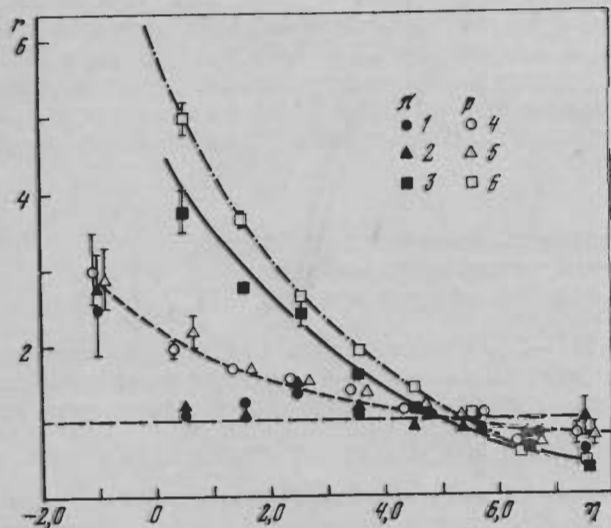
1 — πp } 5 — «Л» } p
 2 — «Л» } 6 — «Т₁» }
 3 — «Т₁» } 7 — «Т₂» }
 4 — «Т₂» }

Рис. 37. Зависимость r от η во взаимодействиях ЛА и рА при 200 ГэВ

1 — «Л» } π } 4 — «Л» } p
 2 — «Т₁» } 5 — «Т₁» }
 3 — «Т₂» } 6 — «Т₂» }

Рис. 38. Распределение по n_s в различных областях быстрот во взаимодействиях ЛА и πp при 200 ГэВ

1 — ЛА (1950 событий) } $a - \eta > 4,65$,
 2 — πp (600 событий) } $b - 2,0 \leq \eta \leq 4,65$,
 3 — $n \leq -2$



На рис. 38 приведены распределения по n_s для πA - и πp -взаимодействий при 200 ГэВ для различных интервалов быстрот. Аналогичные данные для pA -взаимодействий приведены в работе сотрудничества [13].

Из рис. 38 следует, что распределения по n_s для области фрагментации налетающей частицы ($\eta > 4,65$) близки для πA - и pA -взаимодействий, в то время как для других областей сильно отличаются, для области фрагментации мишени ($\eta < 2$) изменился характер распределения по n_s — он стал близок к распределению по n_s в области пионизации ($2 \leq \eta \leq 4,65$).

Так как изменения характеристик взаимодействий пионов и протонов на ядрах эмульсии связаны в основном с взаимодействиями на тяжелых ядрах $AgBr$ с большим возбуждением — группой «Т₂», рассмотрим более подробно характеристики этой группы.

На рис. 39, а, б приведена зависимость $\langle n_s \rangle$ от числа серых следов n_g для группы «Т₂» πA - и pA -взаимодействий при 200 ГэВ для различных интервалов быстрот, причем $\eta \geq 3,3$ соответствует вылету частиц вперед в СЦМ, а $\eta < 3,3$ — назад в СЦМ. Из рис. 39, а, б следует: а) $\langle n_s \rangle$ для областей быстрот $\eta > 4,65$ и $\eta \geq 3,3$ не зависит от n_g и одинакова для πA - и pA -взаимодействий; б) $\langle n_s \rangle$ для $\eta < 2$ и $\eta < 3,3$ растет с увеличением n_g , вплоть до $n_g \sim 8$, причем для πA -взаимодействий несколько ниже, чем для pA -взаимодействий при тех же n_g ; для $n_g \geq 9$ наступает насыщение; в) $\langle n_s \rangle$ для области пионизации $2 \leq \eta \leq 4,65$ (см. рис. 43) для pA -взаимодействий растет с ростом n_g вплоть до $n_g \sim 8$, для $n_g \geq 9$ не изменяется, а возможно даже несколько падает; для πA -взаимодействий для всего интервала n_g наблюдается рост $\langle n_s \rangle$, но значительно слабее, чем в pA -взаимодействиях. Аналогичные закономерности наблюдаются в зависимости $\langle n_s \rangle$ в разных областях быстрот от числа сильноионизирующих частиц n_h и от числа частиц n_b .

Характер зависимости $\langle n_s \rangle$ от n_g для групп «Л» и «Т₁» πA - и pA -взаимодействий в различных областях быстрот аналогичен тем же зависимостям для группы «Т₂».

Для примера на рис. 40, 41 и в табл. 8 приведены средние $\langle n_s \rangle$ и их зависимость от n_g для групп «Л» и «Т₁» pA -взаимодействий при 200 ГэВ [13].

В табл. 9 приведены сводные данные о средней множественности $\langle n_s \rangle$ для различных групп πA - и pA -взаимодействий при 200 ГэВ в зависимости

Таблица 8

Зависимость $\langle n_s \rangle$ от n_g для различных интервалов быстрот в pA -взаимодействиях при 200 ГэВ/с

	$\eta > 4,65$	$2 \leq \eta \leq 4,65$	$\eta < 2$	$\eta \geq 3,3$	$\eta < 3,3$
n_g	Группа «Л»				
0	1,8±0,1	6,5±0,4	2,6±0,2	4,9±0,2	6,0±0,4
1	1,7±0,1	7,0±0,4	2,9±0,3	5,3±0,3	6,4±0,5
2	1,8±0,1	7,6±0,7	3,0±0,4	5,3±0,4	7,2±0,8
3	2,1±0,3	7,7±1,4	4,9±0,8	5,9±0,8	8,7±1,4
n_g	Группа «Т ₁ »				
0	1,8±0,1	5,8±0,3	2,4±0,2	4,7±0,2	5,3±0,4
1	1,8±0,1	6,6±0,4	2,9±0,2	4,9±0,2	6,3±0,4
2	1,9±0,1	7,4±0,5	2,8±0,3	5,4±0,3	6,7±0,6
3	1,6±0,2	7,1±0,6	4,0±0,4	5,2±0,4	7,6±0,7
4	1,9±0,3	7,7±0,9	2,4±0,5	6,1±0,7	5,9±0,9

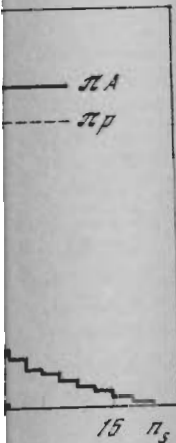
ДР.

по $\langle n_s \rangle$ в ин-
быстроты η =
чных групп во
A при 200 ГэВ

т η во взаимо-
200 ГэВ

по n_s в различ-
во взаимодей-
ГэВ

- $\eta > 4,65$,
- $2,0 \leq \eta \leq 4,65$,
- $\eta < 2$



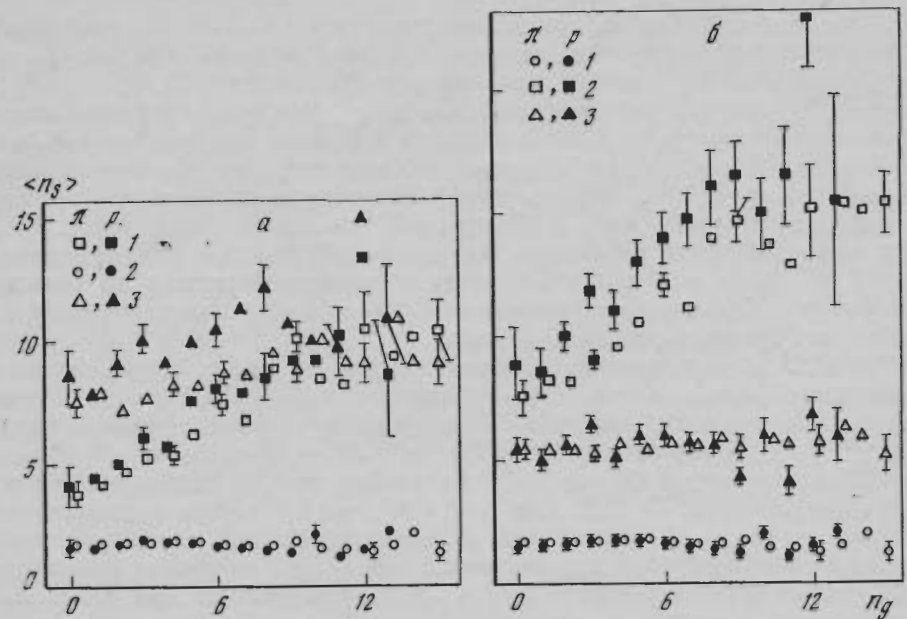


Рис. 39. Зависимость n_s от n_g для группы «Т₂» во взаимодействиях лА и рА при 200 ГэВ
 а — 1 — $\eta < 2$, 2 — $\eta > 4,65$, 3 — $2 \leq \eta \leq 4,65$; б — 1 — $\eta > 4,65$, 2 — $\eta < 3,3$, 3 — $\eta \geq 3,3$

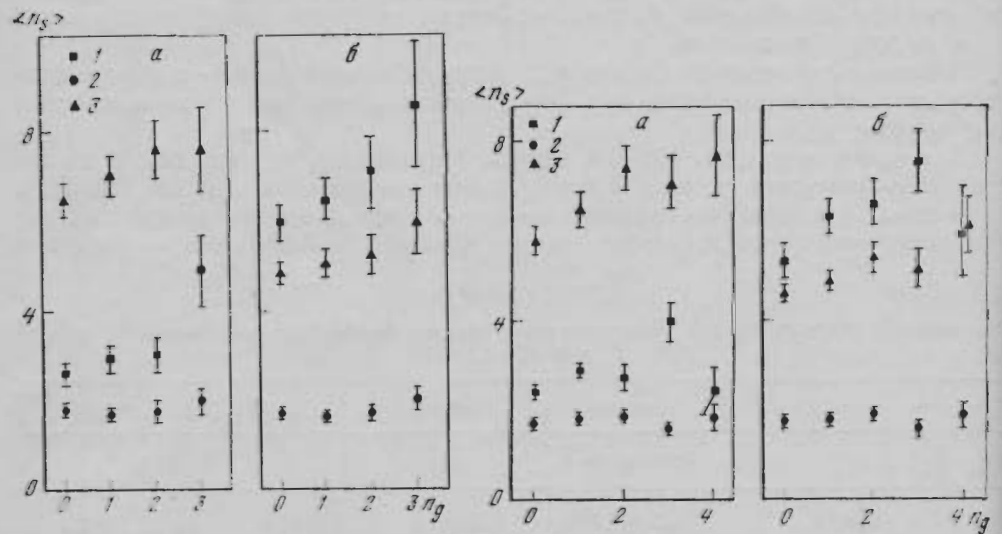


Рис. 40. Зависимость n_s от n_g для группы «Л» во взаимодействиях рА при 200 ГэВ
 а — 1 — $\eta < 2$, 2 — $\eta > 4,65$, 3 — $2 \leq \eta \leq 4,65$; б — 1 — $\eta > 4,65$, 2 — $\eta < 3,3$, 3 — $\eta \geq 3,3$

Рис. 41. Зависимость n_s от n_g для группы «Т₁» во взаимодействиях рА при 200 ГэВ
 а — 1 — $\eta < 2$, 2 — $\eta > 4,65$, 3 — $2 \leq \eta \leq 4,65$; б — 1 — $\eta > 4,65$, 2 — $\eta < 3,3$, 3 — $\eta \geq 3,3$

от интервала быстрой. Мы бы хотели обратить внимание на некоторые особенности взаимодействия пр, лА по сравнению с рр] и рА при 200 ГэВ: 1) Для пр-взаимодействий $\langle n_s \rangle$ для $\eta > 4,65$ и $\eta \geq 3,3$ несколько выше, чем в рр-взаимодействиях (известная асимметрия вперед); для $\eta < 3,3$ $\langle n_s \rangle$ несколько ниже.

Таблица 9

Средние множественности $\langle n_s \rangle$ в $p\bar{p}$ -, $p\bar{p}$ -, pA - и pA -взаимодействиях при 200 ГэВ/с для разных интервалов быстрот η и разных групп (для $p\bar{p}$ и $p\bar{p}$ приведено $\langle n_{ch} \rangle$)

Интервал быстрот	πp $p\bar{p}$	«Л»	«Т ₁ »	«Т ₂ »	Первичная
$\eta > 4,65$	$2,06 \pm 0,05$	$1,88 \pm 0,05$	$1,91 \pm 0,03$	$1,76 \pm 0,03$	π
	$1,77 \pm 0,07$	$1,79 \pm 0,08$	$1,78 \pm 0,06$	$1,70 \pm 0,05$	p
$2 \leq \eta \leq 4,65$	$4,85 \pm 0,14$	$5,62 \pm 0,15$	$5,6 \pm 0,1$	$8,20 \pm 0,11$	π
	$4,90 \pm 0,15$	$6,9 \pm 0,3$	$6,5 \pm 0,2$	$10,0 \pm 0,2$	p
$\eta < 2$	$1,64 \pm 0,06$	$2,5 \pm 0,1$	$2,72 \pm 0,07$	$6,25 \pm 0,11$	π
	$1,80 \pm 0,07$	$3,0 \pm 0,2$	$2,9 \pm 0,1$	$7,2 \pm 0,2$	p
$\eta \geq 3,3$	$4,80 \pm 0,10$	$5,9 \pm 0,1$	$5,06 \pm 0,07$	$5,65 \pm 0,07$	π
	$4,3 \pm 0,1$	$5,1 \pm 0,2$	$5,0 \pm 0,1$	$5,7 \pm 0,1$	p
$\eta < 3,3$	$3,76 \pm 0,12$	$5,04 \pm 0,15$	$5,45 \pm 0,12$	$10,55 \pm 0,15$	π
	$4,2 \pm 0,1$	$6,6 \pm 0,2$	$6,2 \pm 0,2$	$13,2 \pm 0,2$	p

2) Для групп «Л», «Т₁», «Т₂» pA -взаимодействий $\langle n_s \rangle$ ниже, чем в pA для $\eta < 2$, $\eta < 3,3$ и $2,0 \leq \eta \leq 4,65$ и практически $\langle n_s \rangle$ совпадают для $\eta \geq 3,3$.

На основании данных табл. 9 и критериев выделения взаимодействий на ядрах CNO и AgBr (см. разд. 1 данной главы) можно определить зависимость $\langle n_s \rangle$ от A для различных областей η . Оказывается, что эта зависимость будет разной: для области фрагментации налетающей частицы ($\eta > 4,65$) нет зависимости от A , как для пионов, так и протонов, для центральной области — области пионизации ($2 \leq \eta \leq 4,65$) эта зависимость при переходе от ядер CNO к AgBr может быть представлена как A^α при $\alpha \sim 0,13$; для области быстрот $\eta < 2$ — фрагментации мишени (медленные частицы) — получена зависимость $\sim A^{1/3}$ как для пионов, так и протонов, как и предсказывает партонная модель [36—37].

Ряд экспериментальных данных, полученных в данном разделе, находится в удовлетворительном согласии с теоретическими расчетами как по партонной модели [28], так и по кластерной модели [34]. В дальнейшем для выбора модели необходимы более подробные расчеты различных характеристик адрон-ядерных взаимодействий, а также получение экспериментальных данных при более высоких энергиях.

Выводы

1. Средняя множественность релятивистских частиц $\langle n_s \rangle$ растет при переходе от pN -, pN - к pA -, pA -взаимодействиям. При энергии 200 ГэВ $\langle n_s \rangle_{pA} < \langle n_s \rangle_{pA}$ для всех групп, хотя $\langle n_{ch} \rangle_{p\bar{p}} > \langle n_{ch} \rangle_{p\bar{p}}$.

2. При переходе от ядер CNO к AgBr зависимость $\langle n_s \rangle \sim A^\alpha$, где $\alpha = 0,19 \pm 0,02$ как для pA -, так и pA -взаимодействий при 200 ГэВ/с.

3. $\langle n_s \rangle$ с ростом энергии для pA -взаимодействий как для всех ядер фотоэмульсии, так и ядер CNO и AgBr изменяется по логарифмическому закону в интервале энергий 20—200 ГэВ, для pA единым законом зависимость $\langle n_s \rangle$ от E описать невозможно.

4. Средняя множественность медленных заряженных частиц $\langle n_h \rangle$, $\langle n_b \rangle$, $\langle n_g \rangle$ для pA - и pA -взаимодействий не зависит от энергии и для pA -взаимодействий несколько ниже, чем для pA .

5. Распределение по n_s в координатах $n_s / \langle n_s \rangle$ для взаимодействий пионов и протонов на ядрах в интервале энергий 20—200 ГэВ описывается единой функцией, близкой к универсальной для ядер CNO и распределению Пойя для ядер AgBr.

б. Экспериментальные данные по зависимости $\langle n_s \rangle$ от быстроты для $p\bar{p}$ -, pp - и различных групп pA - и pA -взаимодействий при 200 ГэВ позволяют сделать следующие заключения:

а) Распределения и средние множественности $\langle n_s \rangle$ для области фрагментации налетающей частицы ($\eta > 4,65$) для $p\bar{p}$ -, pp - и групп «Л», «Т», «Т₂», pA - и pA -взаимодействий совпадают. Для группы «Т₂» $\langle n_s \rangle$ не зависит от n_g .

б) $\langle n_s \rangle$ для области $\eta \geq 3,3$ (передняя полусфера в СЦИ) для pA -, pA -взаимодействий близки к $\langle n_s \rangle$ $p\bar{p}$ -, pp -. Для группы «Т₂» $\langle n_s \rangle$ не зависит от n_g .

в) $\langle n_s \rangle$ для области пионизации ($2 \leq \eta \leq 4,65$) растет при переходе от $p\bar{p}$ -, pp - к взаимодействию на ядрах, для группы «Т₂» ($n_h \geq 7$) pA -взаимодействий — в два раза.

г) Распределения и средние множественности $\langle n_s \rangle$ в области фрагментации нуклона-мишени ($\eta < 2$) резко различаются для pN -, pN и pA -, pA -взаимодействий, особенно сильно для группы «Т₂». Распределения по n_s становятся похожими на распределение по множественности в области пионизации.

Для группы «Т₂» pA - и pA -взаимодействий $\langle n_s \rangle$ растет с n_g , как для интервала быстрот $\eta < 2$, так и для $\eta < 3,3$.

Таким образом, из приведенных закономерностей можно сделать вывод об идентичности первичного механизма генерации частиц в pN - и pA -, pN - и pA -взаимодействиях и о влиянии на более медленные релятивистские частицы вторичных процессов в ядре, проявляющихся в зависимости $\langle n_s \rangle$ от n_g .

Глава III

УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В АДРОН-НУКЛОННЫХ И АДРОН-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

Целью настоящей работы является обнаружение особенностей множественного рождения при взаимодействии высокоэнергичных адронов. Эти особенности, как можно надеяться, позволят сделать заключение о механизме взаимодействия. Одночастичные инклюзивные распределения одинаково хорошо описываются различными моделями, порой взаимно исключают друг друга. Более чувствительным является анализ корреляций с использованием информации обо всех частицах из данного события. Подробный анализ угловых корреляций и сравнение их с предсказаниями теории сделан в работе М. И. Адамовича и других (см. наст. сб., с. 3—64). В этой главе мы анализируем угловые характеристики множественного рождения главным образом методом, который давно используется при изучении взаимодействий космических лучей.

Угловые распределения мы будем рассматривать по переменной $\eta = -\ln \operatorname{tg} \theta/2$, называемой квазибыстротой, которая при $p_{\perp}^2 \gg \mu^2$ близка к скорости $y = \frac{1}{2} \ln \frac{E+p^0}{E-p^0}$. Здесь θ — угол частицы по отношению к первичной частице в лабораторной системе координат, p_{\perp} , p^0 — поперечный и продольный импульс, а E и μ — энергия и масса частицы. Кроме того, мы будем пользоваться переменной $\lambda = \lg \operatorname{tg} \theta$, издавна принятой при изучении взаимодействий космических лучей.

Величина η удобна тем, что разность $\Delta\eta = \eta_i - \eta_k$ является лоренц-инвариантной и, следовательно, при помощи ее можно рассматривать распределения не только в лабораторной системе, но и в движущейся системе координат. Переход из одной системы в другую осуществляется сдвигом по шкале η .

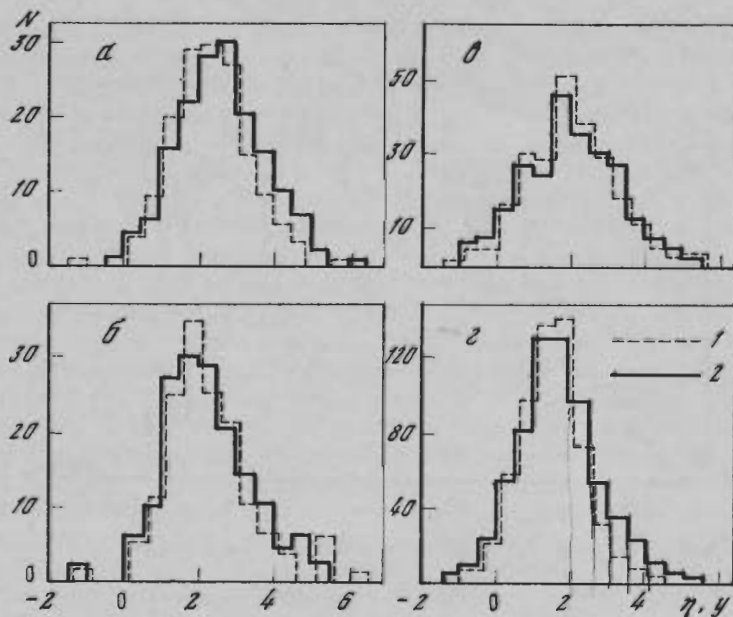


Рис. 42. Распределения по быстроте y (1) и квазибыстроте η (2) для событий из \overline{pA} -взаимодействий при 17 ГэВ

а — квазинуклонные взаимодействия, б — события группы «Л», в — группы «Т», г — события группы «Т».

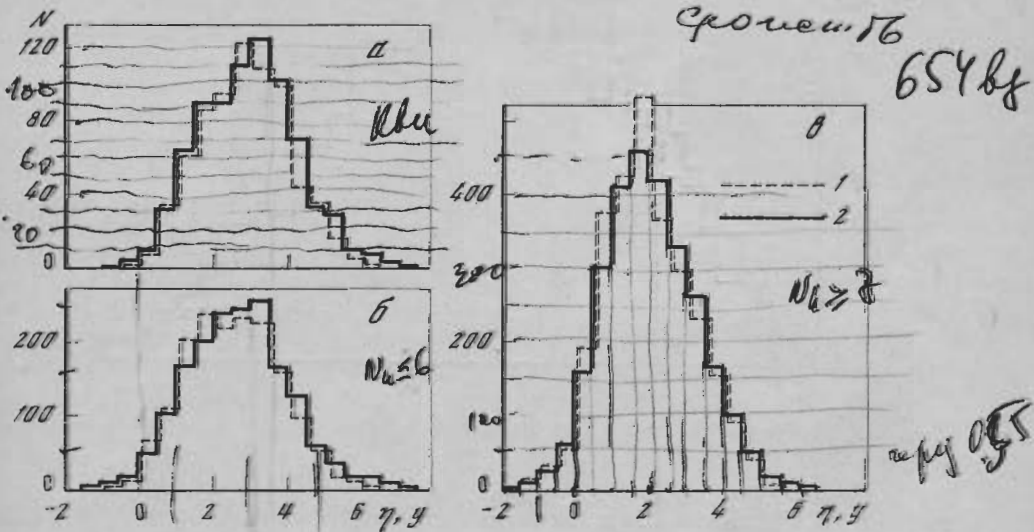


Рис. 43. Распределения по быстроте y (1) и квазибыстроте η (2) для событий из \overline{pA} -взаимодействий при 50 ГэВ

а — квазинуклонные взаимодействия, б — события с $1 \leq N_n \leq 6$, в — события с $N_n \geq 7$

Иллюстрацию того, что величина η является хорошим приближением к величине y , можно видеть на рис. 42 и 43, на которых изображены распределения по η и y для разных групп \overline{pA} -взаимодействий при 17 и 50 ГэВ. Быстроты y могли быть вычислены не для всех заряженных частиц, а только для тех, которые имели подходящие условия для измерения импульсов. Частицы с неизмеренными импульсами учитывались путем при-

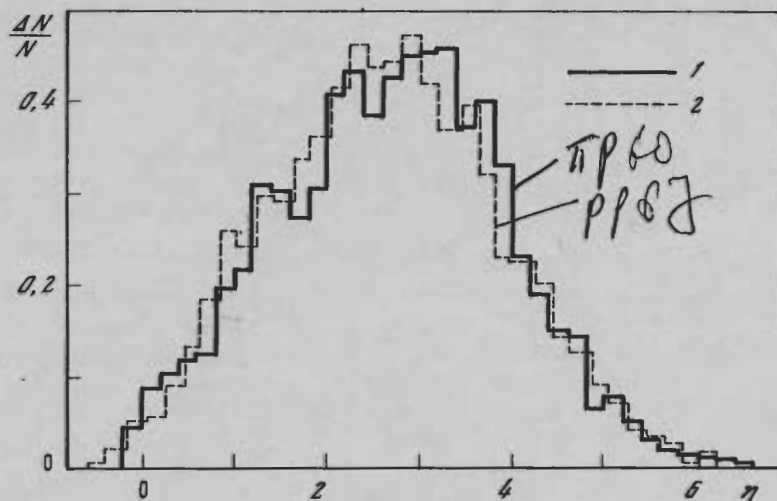


Рис. 44. Распределение по η для событий с $n \geq 4$ из $p\bar{p}$ -взаимодействий при 60 ГэВ (1) и из pp -взаимодействий при 67 ГэВ (2)

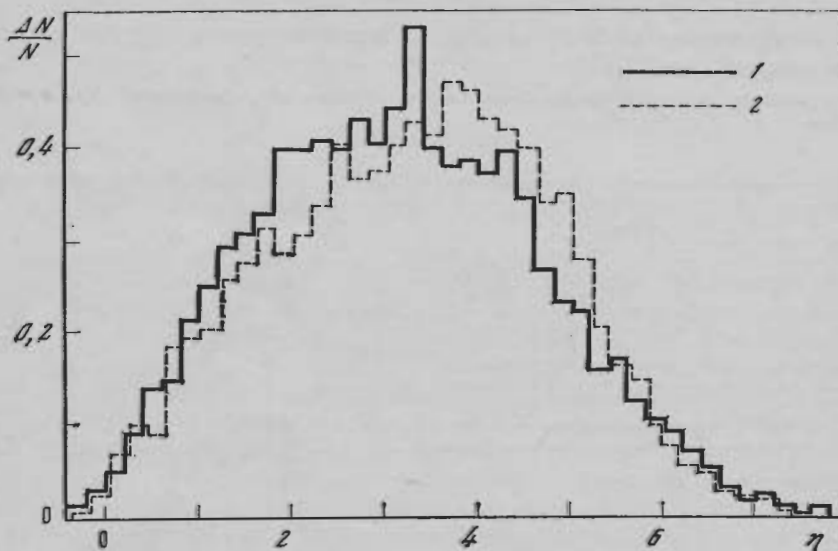


Рис. 45. Распределение по η для событий с $n \geq 4$ из pp - (1) и $p\bar{p}$ -взаимодействий (2) при 200 ГэВ

писывания статистических весов каждой измеренной частице. Однако введение статистических весов оправдано только при большом числе событий. При ограниченной статистике распределения испытывают большие флуктуации. Имея в виду эти особенности, можно считать, что совпадение распределений по η и u является удовлетворительным.

Рассмотрим теперь угловые распределения вторичных частиц из взаимодействий адронов с нуклонами и ядрами. На рис. 44, 45 показаны распределения по η для $p\bar{p}$ - и pp -взаимодействий при энергиях 60, 67 (рис. 44) и 200 ГэВ (рис. 45). Мы сравниваем только взаимодействия адронов с протонами (четнолучевые события), так как среди взаимодействий адронов с нейтронами есть примесь когерентных взаимодействий, которые могут исказить распределения.

Как видно, распределения по η являются довольно широкими и имеют характерный вид. Можно условно разделить всю шкалу η на 3 области: область фрагментации мишени (левая часть рисунка до $\eta \approx 2$), область фрагментации налетающей частицы (правая часть рисунка от η_{\max} до $(\eta_{\max} - 2)$) и область пионизации (плато). Ширина области пионизации растет с энергией как $\lg S$. Границы этих областей четко не фиксированы и могут быть выбраны из каких-либо дополнительных соображений. Для pr -взаимодействий области фрагментации налетающей частицы и частицы-мишени при одной и той же энергии, совпадают с соответствующими областями для pp -взаимодействий. С ростом энергии область фрагментации налетающей частицы смещается вправо. Сравнивая η -распределения при разных энергиях, можно видеть, что в области фрагментации мишени имеет место «предельное поведение», т. е. пезависимость сечения от энергии и природы налетающей частицы. Это видно также и для адрон-ядерных взаимодействий (рис. 46). Такое поведение прослеживается и при больших энергиях [38]. Одним из проявлений такого «предельного поведения» является независимость среднего числа медленных частиц n_h для данного ядра от природы и энергии первичной частицы, как это было показано в гл. I.

Совсем другое поведение распределений наблюдается в области пионизации. При $E_0 = 60$ ГэВ максимум в распределении по η для pr -взаимодействий незначительно сдвинут вправо по отношению к максимуму для pp -взаимодействий. При $E_0 = 200$ ГэВ разница в области плато более заметна.

Наибольшее отличие видно при сравнении пион-ядерных и протон-ядерных взаимодействий. Как видно из рис. 46, 47, в области $1,6 < \eta < 3,4$ они резко различаются. Это отличие находит естественное объяснение в рамках кварк-партоновой модели [39]. Согласно этой модели, покоящийся адрон представляет собой слабо связанную систему кварков. При релятивистском движении адрона облака виртуальных частиц, окружающих каждый из составляющих кварков, перестраиваются в облака партонов. Следовательно, быстро движущийся адрон состоит из двух или трех (в случае нуклона) пространственно разделенных облаков кварков-партонов, окружающих каждый из валентных кварков. В адрон-адронном столкновении взаимодействие происходит главным образом одного облака с одним, кратные взаимодействия играют роль теневых поправок. В адрон-ядерном столкновении через ядро пройдут два или три ливня частиц-партонов и множественность образовавшихся релятивистских частиц будет пропорциональна только числу облаков кварков-партонов, составляющих адрон. В работе В. В. Анисовича [40] было показано, что для достаточно тяжелых ядер существует область таких значений x ($x = p''/p_0$, p_0 — импульс налетающей частицы, p'' — продольный импульс вторичной частицы):

$$\frac{A^{1/3}, \text{ ГэВ}}{p_0} < x < 0,15, \tag{1}$$

для которых должны выполняться следующие соотношения для средних множественностей:

$$\bar{n} = 1/N \int_{x_1}^{x_2} f(x) dx = \bar{n}_{pN} = \bar{n}_{\pi N} = 1/3 \bar{n}_{pA} = 1/2 \bar{n}_{\pi A}. \tag{2}$$

На рис. 48 показано отношение дифференциальных распределений по η для различных групп адрон-ядерных взаимодействий $R = \frac{\Delta N(\eta)_{\pi A}}{\Delta N(\eta)_{pA}}$. Как видно из рисунка, отношение R в области $1,6 < \eta < 3,4$ действительно уменьшается. Из соотношения $p'' = \mu_{\perp} Shy$ можно получить

$$y = \eta = \ln 2p_0 + \ln(x/\mu_{\perp}), (\mu_{\perp} = \sqrt{p_{\perp}^2 + \mu^2}). \tag{3}$$

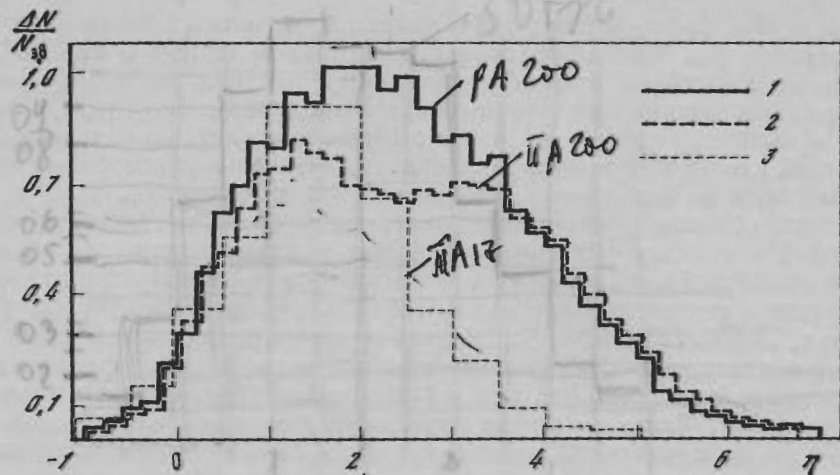


Рис. 46. Распределение по η для pA- (1) и pA-взаимодействий (2) при 200 ГэВ и для pA-взаимодействий при 17 ГэВ (3)

Группа «Т₂», $n_s \geq 3$

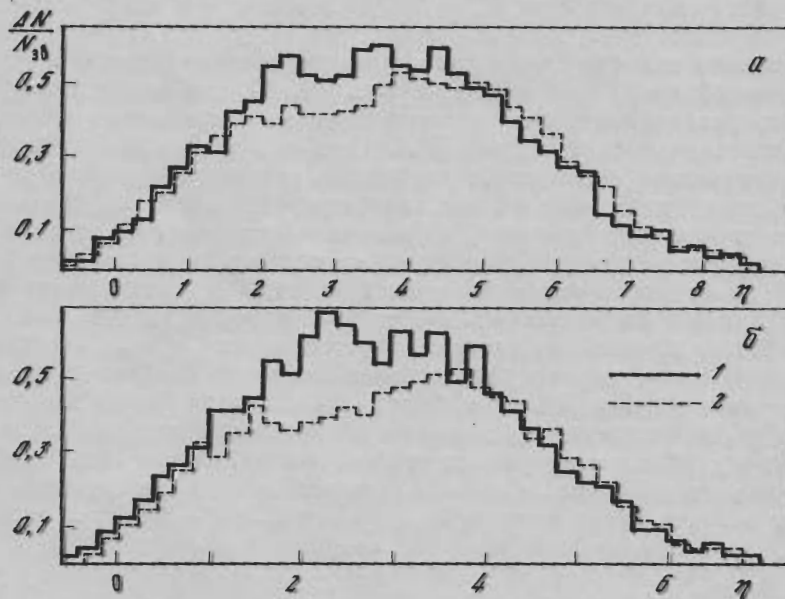


Рис. 47. Распределение по η для pA- (1) и pA-взаимодействий (2) при 200 ГэВ

Группы «Т₂» (а) и «Л» (б); $n_s \geq 3$

Из (3) найдем границы области (1) в шкале η . Для ядер CNO и AgBr эти области равны соответственно $2,6 < \eta < 4,6$; $3,2 < \eta < 4,6$, при условии, что $\langle p_{\perp} \rangle = 0,35$ ГэВ/с. Эти границы отличаются от области изменения R на рис. 48. Однако в работе [40] они получены приближенно и оцениваются по порядку величины.

Средние значения R в области $1,6 < \eta < 3,4$ для группы «Л» и «Т₂» равны $0,71 \pm 0,02$ и $0,74 \pm 0,01$, что довольно близко к величине $2/3 = 0,67$, ожидаемой на основании модели [40]. В то же время $R_{T_2} = 0,81 \pm 0,02$.

Эти группы рассматриваются отдельно, так как по условиям отбора группа «Т₂», например, представляет собой взаимодействия с тяжелыми ядрами эмульсии, причем такие, когда налетающая частица проходит расстояние, близкое к диаметру ядра, и именно в этом случае наиболее ярко будет проявляться механизм, предполагаемый партонной моделью. Что касается группы «Т₁», то это в основном периферические взаимодействия адронов с ядром, поэтому трудно ожидать согласия с предсказаниями модели. Учитывая, что ядра AgBr, а тем более CNO еще недостаточно тяжелые и, кроме того, энергия 200 ГэВ, по-видимому, еще мала (при энергии ~30 ГэВ область (1) вообще превращается в точку), можно считать, что качественно следствия кварк-партонной модели выполняются.

Одной из особенностей η-распределений является асимметрия вылета вторичных частиц относительно центра инерции сталкивающихся адронов. Впервые асимметричные события были обнаружены в работах группы ФИАН [41] при изучении взаимодействий космических лучей. Эти события были интерпретированы на основе представлений о рождении в процессе столкновения адронов мезонных ступенчатых-файрболов. Асимметрия может быть описана с помощью различных величин. Здесь мы в качестве меры асимметрии в индивидуальных событиях выберем величину $\lg \gamma_s / \gamma_c$. Здесь γ_s и γ_c — лоренц-факторы системы симметричного разлета ($-\ln \gamma_s = \langle \lg \tg \theta \rangle = -\langle \lambda \rangle$) и системы центра инерции. Как видно из рис. 49, в пр-взаимодействиях больше асимметричных вперед событий, в то время как в pp-

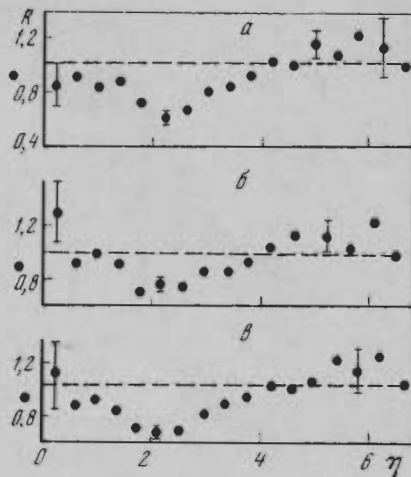


Рис. 48. Отношение R для групп взаимодействий
а — «Л», б — «Т₁», в — «Т₂» при 200 ГэВ;
 $n_s \geq 3$

Таблица 10

Средние значения угловых характеристик адрон-нуклонных взаимодействий.
Ошибки $\approx 3\%$

Тип взаимодействия E ₀ , ГэВ	Отбор	Общее число	Число отобран- ных (%)	$\lg \gamma_s$	$ \bar{v} $	$\lg \frac{\gamma_s}{\gamma_c}$	% назад	% вперед
пр, 200	—	565	—	1,13	1,46	0,12	5	18
пл, 200	—	909	—	1,45	3,02	0,43	3	50
pp, 200	—	571	—	1,06	1,4	0,05	7	11
pn, 200	—	834	—	1,31	2,29	0,29	6	37
пр, 60	—	451	—	0,82	1,29	0,07	4	11
пл, 60	—	654	—	1,07	1,93	0,32	3	43
pp, 67	—	535	—	0,77	1,2	0,003	7	5
pn, 67	—	635	—	0,96	1,76	0,18	6	27
пр, 200	$\tau < 0,35$	564	100(18)	1,36	2,14	0,34	6	47
пл, 200	»	924	402(43)	1,71	4,33	0,70	1,5	80
pp, 200	»	571	83(15)	1,12	1,58	0,11	10	23
pn, 200	»	834	278(33)	1,58	3,40	0,57	3	65

ия ЛА-

Вг эти
словии,
эния R
ваются

и «Т₂»
е $\frac{2}{3} =$
0,81 ±

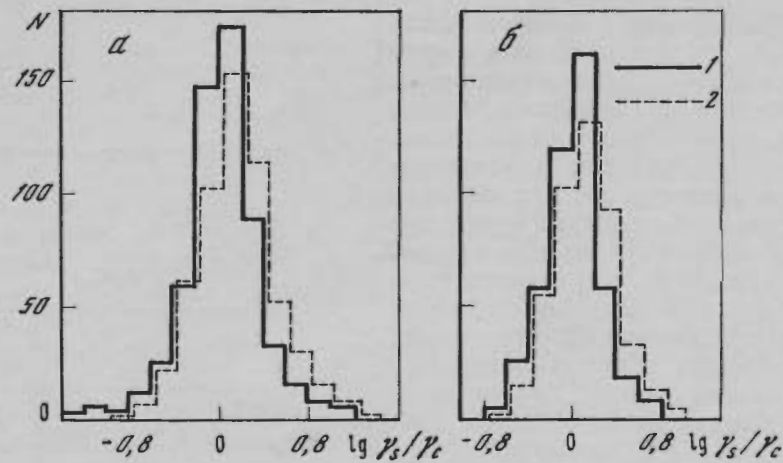


Рис. 49. Распределение событий по параметру Γ асимметрии $\lg \gamma_s/\gamma_c$ для pp - (1) и pr -взаимодействий (2) при энергии 200 ГэВ (а) и 60; 67 ГэВ (б)

При вычислении $\lg \gamma_s/\gamma_c$ исключалась частица с минимальным углом и «серый» след. $n \geq 4$

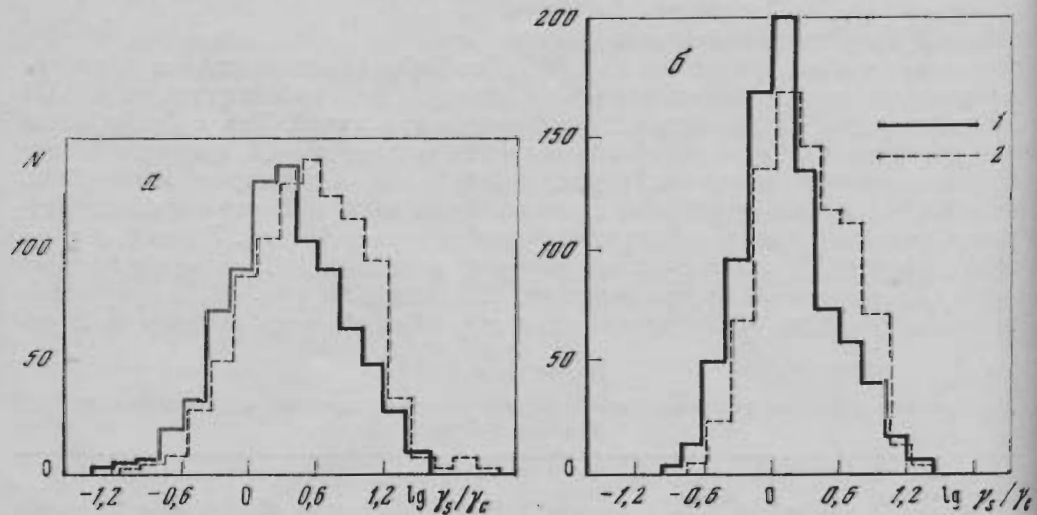


Рис. 50. Распределение событий по параметру $\lg \gamma_s/\gamma_c$ для pN - (1) и nN -взаимодействий (2) при 200 ГэВ (а) и 60; 67 ГэВ (б)

взаимодействиях число событий с преимущественным вылетом частиц вперед или назад примерно одинаково. Особенно сильно асимметрия проявляется при малых множественностях ($n = 3-8$), как это видно из рис. 50.

Интересно проследить зависимость характеристик углового распределения от энергии. В табл. 10 приведены данные о средних значениях $\lg \gamma_s$, $|\bar{\gamma}|$, $\lg \gamma_s/\gamma_c$. Там же приводятся доли событий (по отношению ко всем событиям) с асимметрией вперед или назад. Асимметричными для определенности считались события с $-0,4 > \lg \gamma_s/\gamma_c > 0,4$. В pn - и pn -взаимодействиях ярко выражена асимметрия вперед. По крайней мере частично асимметрия вперед может быть объяснена наличием когерентных событий. Однако число их известно и их удаление не может сделать распределения симметричными. В pr -взаимодействиях также преобладают асим-

Рис. 51. Рр-взаимодействие для пр- и рр-взаимодействий. 1 — передний лептон, 2 — задний лептон.

метричные метричные метричные π -мезоны они оказываются без ч

Объясняется представлением что взаимодействие нуклона. чатся от будут пре асимметричными

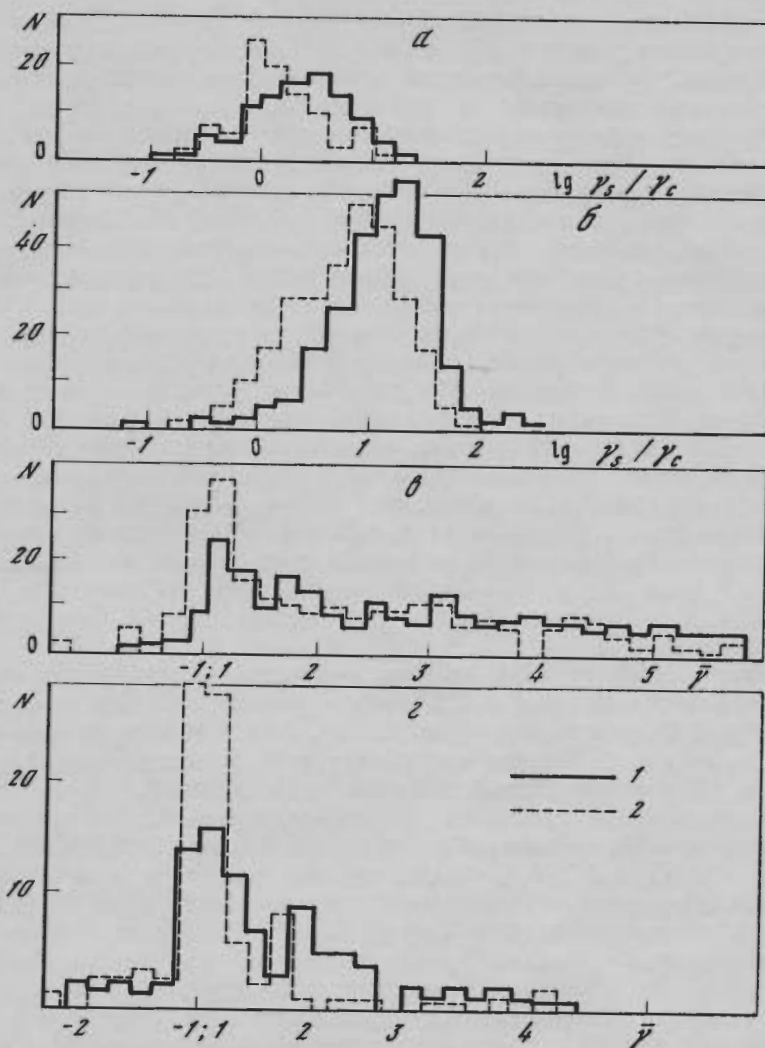


Рис. 51. Распределение событий по $\lg \gamma_s/\gamma_c$ для pp - и pp -взаимодействий (а); для pn - и pn -взаимодействий (б) при 200 ГэВ. Распределения по γ для pn - и pn -взаимодействий (в); для pp - и pp -взаимодействий (г)

1 — первичная частица π -мезон, 2 — протон. Отобраны события с $\sigma < 0,35$ и $n_s \geq 3$. γ_s и σ — вычислялись без частицы с минимальным углом и «серого» следа

метричные вперед события. С ростом энергии от 60 до 200 ГэВ доля асимметричных назад событий практически не изменяется, в то время как асимметричных вперед увеличивается, в среднем на 8% как для первичных π -мезонов, так и для протонов. При отборе событий с $\sigma < 0,35$ почти все они оказываются асимметричными вперед, как это видно из рис. 51 и табл. 19.

Объяснение асимметрии может быть проведено на основе различных представлений. В работе В. С. Мурзина [42] высказывается утверждение, что взаимодействие, например, π -мезона происходит с виртуальным мезоном нуклона. В этом случае система центра инерции столкновения будет отличаться от системы π -мезон — нуклон. Следовательно, в πN -столкновениях будут преобладать асимметричные вперед события. В работах Элберта [43] асимметрия в угловых распределениях вторичных частиц из πN -взаимо-

действия связывается с кварковой структурой адронов. Действительно, если рассматривать угловые распределения в системе центра инерции двух и трех кварков, то оно становится симметричным, хотя для отдельных множественностей симметрии не наблюдается.

При анализе угловых распределений обращает на себя внимание довольно широкое распределение дисперсий индивидуальных событий (рис. 52). В координатах λ изотропное в какой-либо системе распределение описывается нормальным законом с дисперсией $\sigma = 0,36-0,39$. Случаи с $\sigma > 0,39$ являются анизотропными, причем степень анизотропии тем больше, чем больше значение σ . Причины анизотропии могут быть разные, в том числе и образовавшиеся в процессе столкновения сгустки частиц (кластеры, фэйрболы), которые летят с различными скоростями и, распадаясь, дают конечные частицы. Таким образом, события с большими значениями σ могут представлять собой взаимодействия, в которых рождается более чем один сгусток частиц. Правда, наличие больших значений σ не является достаточным признаком, чтобы определенно сказать об образовании сгустков.

Угловое распределение в координатах λ для событий с двумя сгустками, достаточно разделенными по скоростям, должно иметь два более или менее четких максимума (двугорбовость) и, конечно, отличаться от нормального. Показателем такого отклонения от нормального закона является величина $d = (N_e - N_i)/n_s$. Здесь N_i — число частиц внутри интервала $\lambda \in [0,67\sigma < \lambda < 0,67\sigma]$, N_e — число частиц вне этого интервала [44]. Для нормального распределения $d = 0$.

Произведем отбор событий по этим параметрам, приняв для определенности значения $\sigma = 0,5$ и $d = 0,2$. Распределения по λ для событий с $\sigma > 0,5$ и $d > 0,2$ приведены на рис. 53, 54. Как видно, суммарные распределения для всех $n_s \geq 3$ имеют четкую двугорбовую структуру как для πN -, так и для pN -взаимодействий. Причем доля событий, удовлетворяющих вышеприведенным критериям, близка в обоих случаях. Эта доля не имеет зависимости от множественности, как видно из табл. 11. Если отбирать события с $\sigma > 0,6$ и $d > 0,3$, то двугорбовая структура проявляется более ярко: максимумы становятся острее, а впадина между ними ниже (рис. 55).

Использованному критерию отбора могли бы удовлетворять и события с равномерным, но широким распределением по λ . Из рисунков же видно, что распределения имеют два максимума, что может свидетельствовать в пользу предположения о рождении двух кластеров в процессе столкновения π -мезона и протона с нуклоном. Однако о природе этих кластеров сказать что-либо трудно. При отборе событий по $\sigma > 0,6$, $d > 0$ двугорбовые распределения получаются и при 20 ГэВ [45]. С ростом энергии характер распределения, а также доля двугорбовых событий существенно не меняется. Поэтому можно сделать заключение, что примененный способ отбора выделяет события, описываемые фрагментационной моделью типа модели Янга [46]. Интересно, однако, что двугорбовый характер имеют

Таблица 11

Доля событий (%) с $\sigma > 0,5$ и $d > 0,2$ в зависимости от множественности

n	πN -взаимодействий	pN -взаимодействий	n	πN -взаимодействий	pN -взаимодействий	n	πN -взаимодействий	pN -взаимодействий	n	πN -взаимодействий	pN -взаимодействий
4	9,7	13,6	8	32,5	25,6	11	18,3	21	15	25	26
5	18,6	27	9	21,7	18	12	16,4	8	16	30	23
6	18	19	10	37,6	35	13	32	15	17	25	16
7	13,5	9,4				14	15,4	21			

Рис. 52. Энергия:

 ΔN Рис. 53. $\sigma \geq 0,5$ и $d > 0,2$. σ — вычислено для pN - и $\Delta N = 100$
N
10Рис. 54. Отбор по σ и d для взаимодействий.

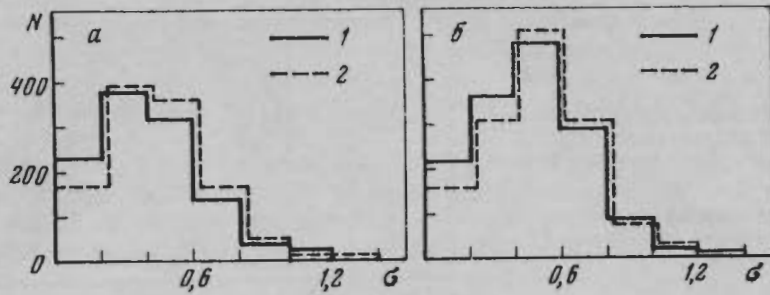


Рис. 52. Распределение событий по дисперсиям для πN - (1) и pN -взаимодействий (2) при энергиях 60; 67 ГэВ (а) и 200 ГэВ (б), $n_s \geq 3$

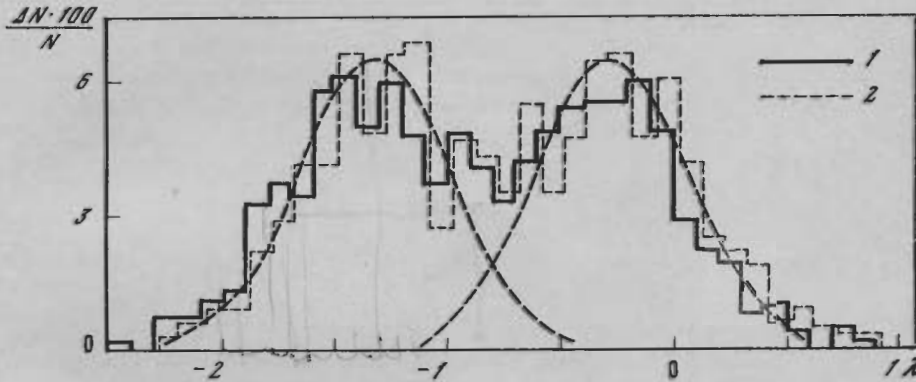


Рис. 53. Распределение по λ для pN - (1) и πN - (2) взаимодействий при 60 и 67 ГэВ с $\sigma \geq 0,5$ и $d \geq 0,2$

σ — вычислялась для всех частиц, кроме «серого» следа. $n \geq 4$. Доля таких событий составляет 15% для pN - и 15,4% для πN -взаимодействий. Кривые — распределения Гаусса с $\sigma = 0,35$

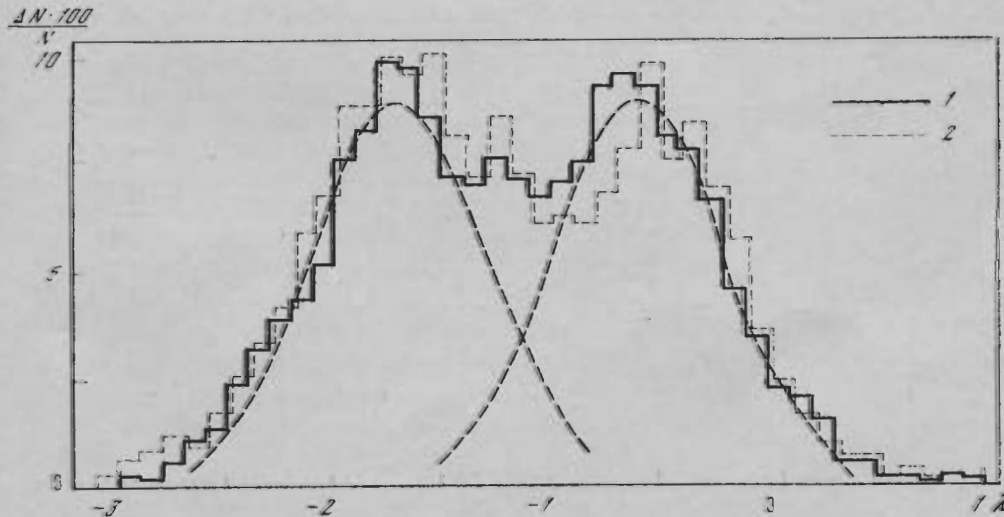


Рис. 54. Распределение по λ для pN - (1) и πN -взаимодействий (2) при 200 ГэВ

Отбор по $\sigma > 0,5$ и $d > 0,2$, $n \geq 4$. Доля таких событий составляет 20% для pN - и 21% для πN -взаимодействий. Кривые — распределения Гаусса с $\sigma = 0,4$

Рис. 55. Распределение по λ для pp -взаимодействий при 200 ГэВ при отборе по $\sigma > 0,6$ и $d > 0,3$.

Доля таких событий составляет 16%. Кривые — распределения Гаусса с $\sigma = 0,5$

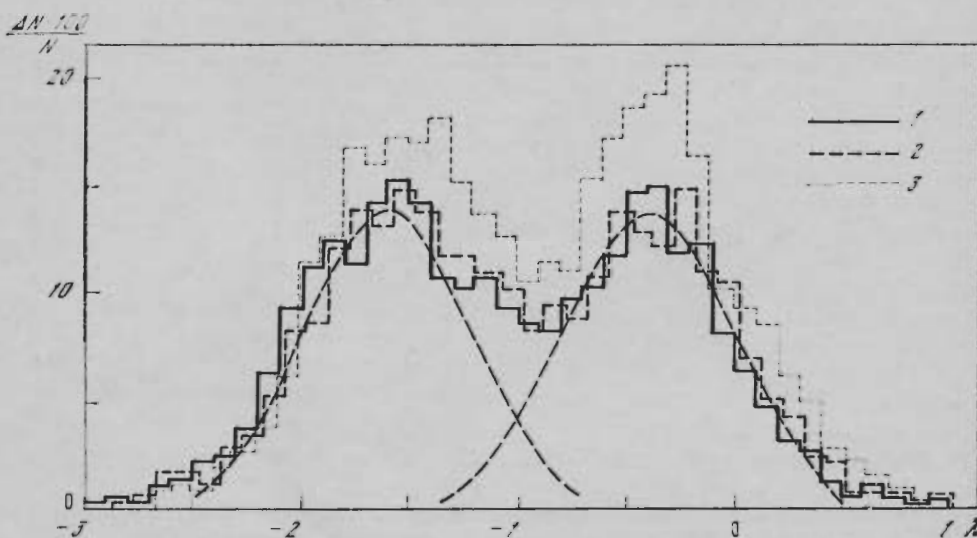
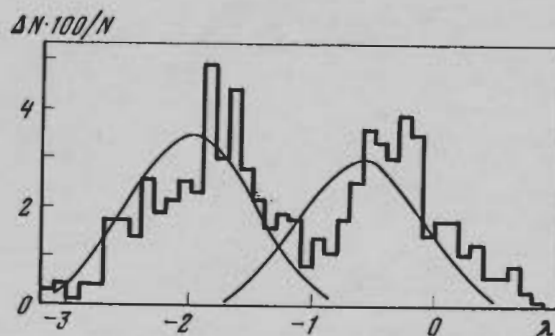


Рис. 56. Распределение по λ для различных групп λA -взаимодействий при 200 ГэВ 1 — «Л» (26%), 2 — «Т₁» (26%), 3 — «Т₂» (24%). Отбор событий по $\sigma > 0,5$, $d > 0,2$, $n \geq 4$. Кривые — распределения Гаусса с $\sigma = 0,4$

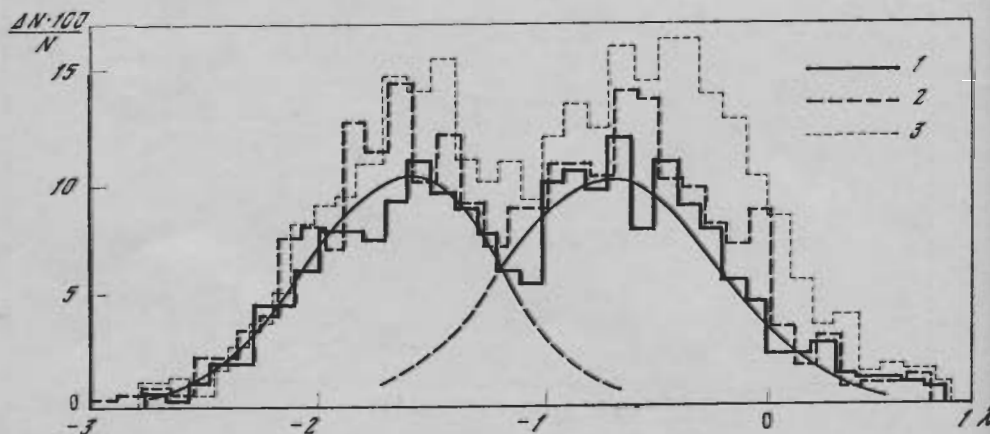


Рис. 57. Распределение по λ для различных групп pA -взаимодействий при 200 ГэВ 1 — «Л» (18%), 2 — «Т₁» (23%), 3 — «Т₂» (20%). Отбор событий по $\sigma > 0,5$ и $d > 0,2$. Кривые — распределения Гаусса с $\sigma = 0,5$

распр
рис. 5
совск
т. е. э
стиц.
равны
Ве.
так и
симум
как ук
нами
В а
1))
действ
2))
причем
60 до
3))
двух к
действи

В на
ных час
и л⁻ме
сии, а
с импуль
нах яде
проводе
поле; о
теле И
50 ГэВ/
поле, к
об импуль
фотоэму
стид наз
ошибки
импульс
вторичн
и мовия

Все в
сии был
1. λA
2. 1
случае
для эти

1 О точности
сеянию
2 Подробно

распределения по λ из взаимодействий адронов с ядрами (рис. 56, 57). На рис. 53—57 распределения по λ в отдельных горбах аппроксимировались гауссовским распределением. Значения σ получились равными $\sigma = 0,35-0,5$, т. е. эти распределения близки к изотропному в системе покоя группы частиц. При этом расстояния между максимумами не зависят от энергии и равны в масштабе $\lambda \approx 1,2$.

Величина максимумов одинакова как для передней в СЦИ полусферы, так и для задней полусферы. Более того, влияние ядра на величину максимума слабо сказывается. По-видимому, этот факт можно использовать как указание на малое сечение взаимодействия рожденных частиц с нуклонами ядра.

В заключение перечислим основные результаты проведенного анализа.

1) В распределениях по η отличие πA -взаимодействий от pA -взаимодействий удовлетворительно объясняется кварк-партоновой моделью.

2) πN -взаимодействия более асимметричны, чем pN -взаимодействия, причем доля асимметричных вперед событий при изменении энергии от 60 до 200 ГэВ увеличивается на 8%.

3) Значительная часть взаимодействий (20%) происходит с образованием двух кластеров. Такой процесс сохраняется и для адрон-ядерных взаимодействий.

Глава IV

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ

В настоящем разделе изучаются энергетические характеристики вторичных частиц из неупругих взаимодействий протонов с импульсами 21 ГэВ/с и π^- -мезонов с импульсами 17 и 50 ГэВ/с с нуклонами и ядрами фотоэмульсии, а также взаимодействия протонов с импульсами 67 ГэВ/с и π^- -мезонов с импульсами 60 ГэВ/с на свободных и квазисвободных протонах и нейтронах ядерной фотоэмульсии. Облучение частицами с импульсами 17 и 21 ГэВ/с проводилось на протонном ускорителе в ЦЕРНе в сильном магнитном поле; облучения частицами с импульсами 50, 60 и 67 ГэВ/с — на ускорителе ИФВЭ (г. Серпухов), причем облучение частицами с импульсами 50 ГэВ/с также в сильном магнитном поле. Облучение в сильном магнитном поле, как известно, позволяет получать достаточно надежную информацию об импульсах и зарядах рожденных частиц. В случаях, когда облучение фотоэмульсии проводилось без магнитного поля, импульсы вторичных частиц измерялись методом многократного кулоновского рассеяния, при этом ошибки составляли от 16 до 30% в зависимости от величины измеряемого импульса¹. При изучении pN -взаимодействий при 21 ГэВ/с идентификация вторичных частиц по их массе проводилась методом измерения импульса и ионизации².

§ 1. Импульсные спектры

Все взаимодействия π^- -мезонов с импульсами 17 и 50 ГэВ/с в фотоэмульсии были разделены на три группы:

1. πN -взаимодействия со свободными и квазисвободными нуклонами.

2. $1 \leq n_n \leq 6$ -взаимодействия с «легкими» ядрами и «тяжелыми» в случае их слабого возбуждения (как показал анализ, все характеристики для этих двух подгрупп близки). Эта группа выделялась по критерию $1 \leq$

¹ О точностях измерения импульсов частиц по магнитной кривизне и кулоновскому рассеянию см. ч. 1 наст. статьи.

² Подробнее также см. ч. 1 наст. статьи.

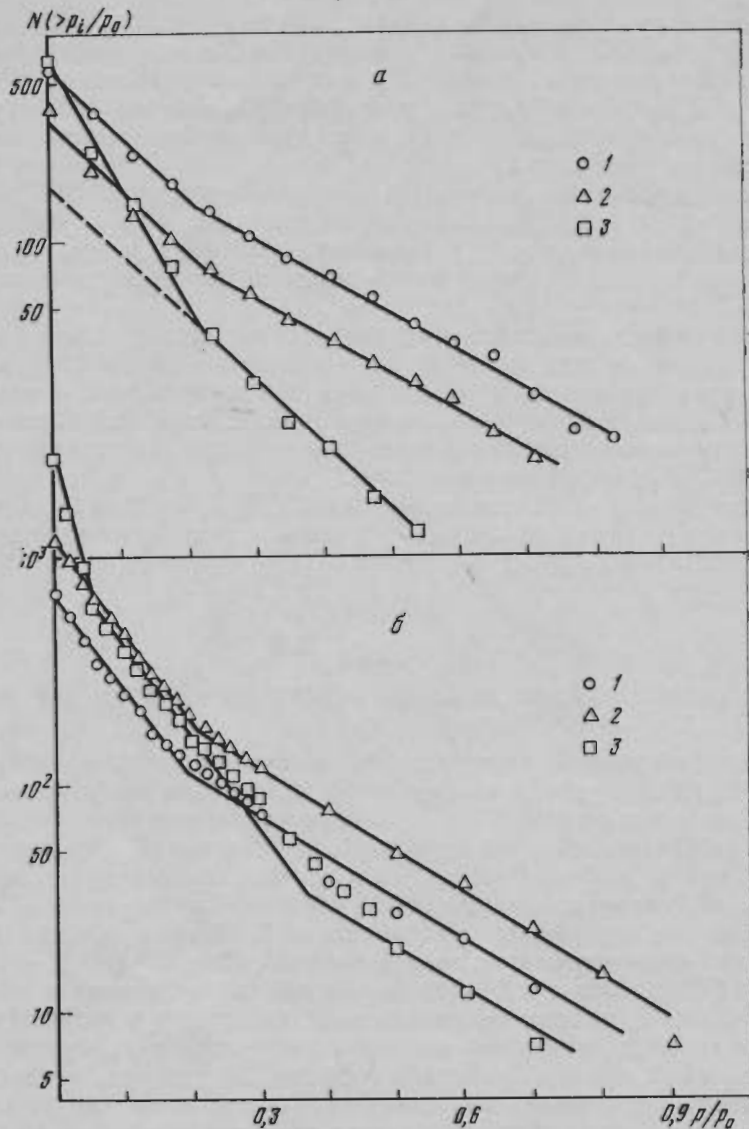


Рис. 58. Интегральные импульсные спектры вторичных частиц на различных группах взаимодействий
 1 — πN , 2 — $1 \leq n_h \leq 6$, 3 — $n_h \geq 7$ при энергиях первичного π -мезона а — 17 ГэВ, б — 50 ГэВ

$\leq n_h \leq 6$, где n_h — число сильноионизирующих частиц во взаимодействии, которое можно рассматривать как условную меру числа внутриядерных столкновений.

3. $n_h \geq 7$ — критерий выделения третьей группы, в которую входят взаимодействия с «тяжелыми» ядрами в случае их сильного возбуждения.

На рис. 58 представлены интегральные импульсные спектры вторичных частиц для этих трех групп взаимодействий. Отличительной особенностью этих распределений является их экспоненциальный характер и наличие излома при $p/p_0 \sim 0,2$, который, как известно, объясняется наличием среди вторичных частиц — энергетически выделенных. Из рисунка хорошо видно, что во взаимодействиях π -мезонов как с энергией 50 ГэВ/с, так и с энергией

Рис. 59. Импульсные спектры вторичных частиц при энергиях 17 ГэВ и 50 ГэВ. а — πN , б — $n_h \leq 6$, в — $n_h \geq 7$.

Рис. 60. Импульсные спектры вторичных частиц при энергиях 17 ГэВ и 50 ГэВ. а — πN , б — $n_h \leq 6$, в — $n_h \geq 7$.

17 ГэВ совпадают. При энергиях 17 ГэВ и 50 ГэВ распределение совпадает с $0,25 \pm 0,05$ до $0,4 p_0$. Распределение по-видимому имеет характер $1/x$ и до $0,4 p_0$ взаимодействия с ядрами. Это отклонение легко кач...

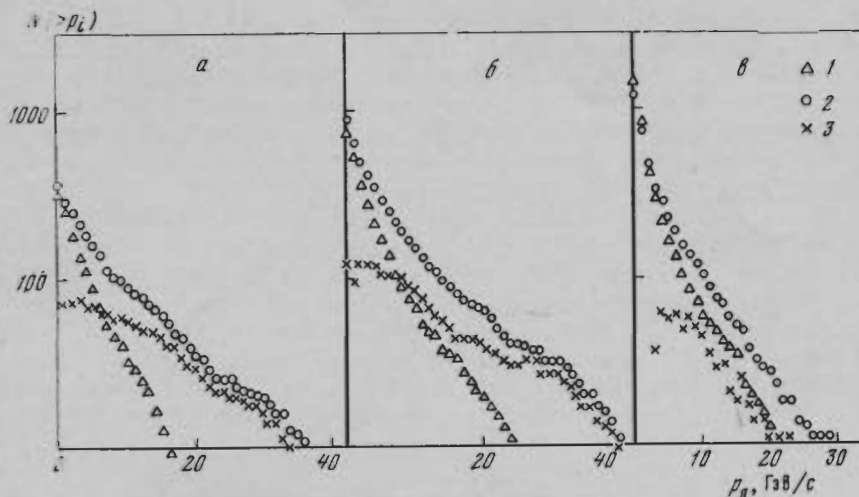


Рис. 59. Интегральные импульсные спектры вторичных частиц из различных групп взаимодействий для положительно (1) и отрицательно заряженных вторичных частиц (2); 3 — разностный спектр (э. в. ч.) при энергии первичного π^- -мезона 50 ГэВ!

a — πN , б — $1 \leq n_h \leq 6$, в — $n_h \geq 7$

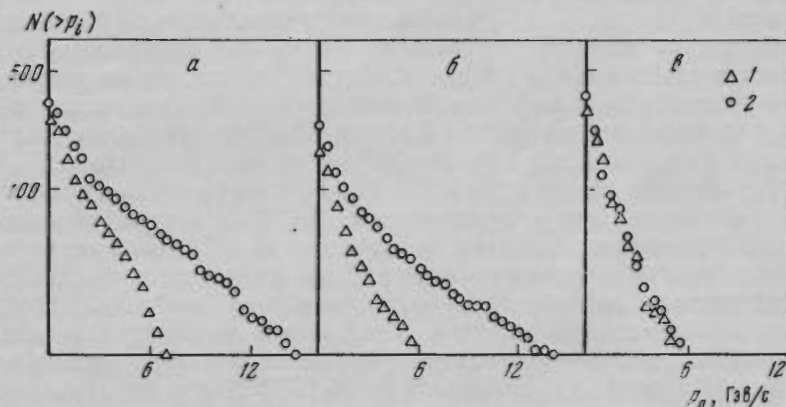


Рис. 60. Интегральные импульсные спектры вторичных частиц из различных групп взаимодействий для положительно (1) и отрицательно заряженных вторичных частиц (2) при энергии первичного π^- -мезона 17 ГэВ

a — πN , б — $1 \leq n_h \leq 6$, в — $n_h \geq 7$

17 ГэВ [23] эти распределения для групп πN и $1 \leq n_h \leq 6$ практически совпадают. Значения показателей экспоненты составляют $0,15 \pm 0,03$ и $0,25 \pm 0,08$ для частей распределения частиц с импульсами $< 0,2 p_0$ и $> 0,2 p_0$ соответственно и одинаковы для обеих энергий первичной частицы. Распределение для группы $n_h \geq 7$ в целом более мягкое и описывается, по-видимому, тремя экспонентами с показателями $0,5 \pm 0,8$; $0,14 \pm 0,04$ и $0,25 \pm 0,10$ для частей спектра частиц с импульсами $< 0,07 p_0$, от $0,07 p_0$ до $0,4 p_0$ и $> 0,4 p_0$, соответственно. Спектр частиц из группы $n_h \geq 7$ для взаимодействий π^- -мезонов с импульсом 17 ГэВ/с в области энергии вторичных частиц $> 0,5 p_0$ точек, практически, не имеет, что может быть как следствием нехватки статистики, так и отражением физического факта.

Это отличие спектра для группы $n_h \geq 7$ от спектров двух других групп легко качественно понять, если предположить, что в группе $n_h \geq 7$ в зна-

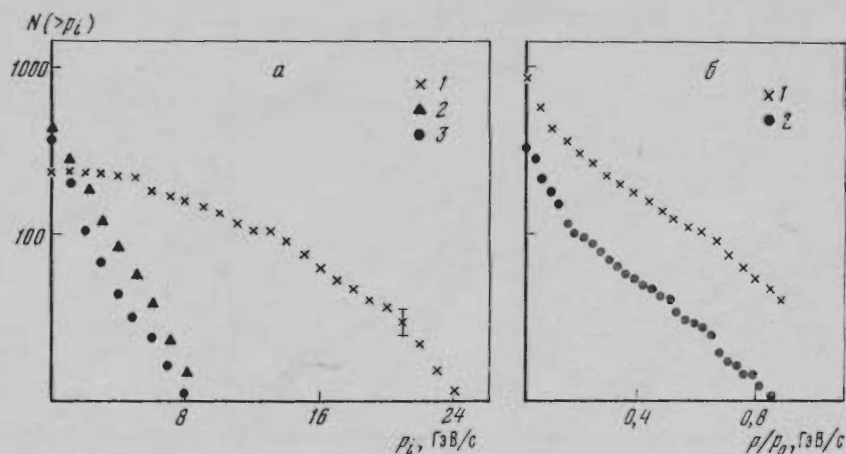


Рис. 61. Интегральные импульсные спектры вторичных частиц из взаимодействий протонов с импульсом 21 ГэВ/с (группа $n_h \approx 3$)

а — 1 — протоны, 2 — π^+ -мезоны, 3 — π^- -мезоны; б — 1 — протоны и π^+ -мезоны вместе, 2 — π^- -мезоны из π -N-взаимодействий при энергии 17 ГэВ

чительном числе событий имеются повторные взаимодействия энергетически выделенных частиц (э. в. ч.). Это приводит к тому, что значительная их часть исчезает из спектра вторичных частиц, а спектр вторичных частиц, рождаемых в таких взаимодействиях, близок к спектру вторичных частиц, из взаимодействия π -мезона первичной энергии с нуклонами, поскольку энергия э. в. ч. близка к первичной. Это обстоятельство объясняет близость показателей экспонент для группы $n_h \geq 7$ в области значений импульсов от $0,07p_0$ до $0,4p_0$ и для группы πN в области значений импульсов $< 0,2p_0$. Наличие смягчения спектра для группы $n_h \geq 7$ в области импульсов $< 0,07p_0$ может быть объяснено тем, что в какой-то доле случаев энергия э. в. ч. взаимодействующей вторично, может быть значительно меньше энергии первичной частицы, например, $\sim 0,2E_0$ или даже $\sim 0,1E_0$.

Значительный интерес представляет также рассмотрение импульсных спектров отдельно для отрицательно и положительно заряженных вторичных частиц, которые приведены на рис. 59 и 60 [23]. Как следует из этих рисунков, интегральные распределения импульсов для положительно и отрицательно заряженных частиц различаются для групп πN и $1 \leq n_h \leq 6$, а для группы $n_h \geq 7$ почти совпадают. Спектры положительно заряженных частиц в группах πN и $1 \leq n_h \leq 6$ более мягкие, этот факт объясняется тем, что подавляющее число заряженных э. в. ч. — отрицательные (см. рис. 60 и табл. 18). Близость импульсных спектров положительно и отрицательно заряженных частиц для группы $n_h \geq 7$, также может быть объяснена вторичным взаимодействием э. в. ч. и по этой причине ее исчезновением на импульсного спектра.

Кроме того, на рис. 59 приведены разностные спектры отрицательно и положительно заряженных частиц. Так как этот спектр состоит в основном из э. в. ч., то, как и следовало ожидать, он более жесткий, чем спектры отрицательно и положительно заряженных частиц. Для группы $n_h \geq 7$ этот разностный спектр имеет гораздо меньшую разницу наклонов со спектрами отрицательно и положительно заряженных частиц, чем для групп πN и $1 \leq n_h \leq 6$, что также хорошо объясняется предположением о возможности вторичного взаимодействия э. в. ч.

На рис. 61 приведены интегральные импульсные спектры отдельно для π^+ -мезонов, π^- -мезонов и протонов из взаимодействий протонов с импуль-

сом 21 ГэВ
ные част
действия
ный анал
отличают
Спект
наклоны
сов $> 0,3$
 π^- -мезоно
протонов
в себя сме
 π^- -мезоно
 π^- -мезоно
довольно
частиц в

Ряд эк
действиях
вторичных
тически ве
дирующим
цам припи
сохранивш
ричных ча
других изм
либо это ч
денной сис
и другие в
лидирующе
Критери
или если п
ные частиц
вании нал
частиц, э.
[53], напри
по величин
чина прев
4-, 6- и 8-л
сов были п
в интеграл
ностей. Так
проделать
стицы с p_i
характерис

Подробн
нами для π^-
при 67 ГэВ
этих взаимо

На всех пос.
21 ГэВ/с, б3

сом 21 ГэВ/с [21]. Взаимодействия, из которых брались для анализа вторичные частицы, отбирались по критерию $n_h \lesssim 3^3$ (включая сюда и взаимодействия на свободных и квазисвободных нуклонах). Как показал подробный анализ, все характеристики для вторичных частиц из этой группы не отличаются от характеристик для вторичных частиц из группы pN .

Спектры π^+ -мезонов и π^- -мезонов на рис. 61, а имеют очень близкие наклоны и гораздо мягче, чем спектр протонов, который в области импульсов $> 0,3p_0$ состоит из сохранившихся частиц. Спектры π^+ -мезонов и π^- -мезонов аппроксимируются одной экспонентой. Спектр для π^+ -мезонов и протонов вместе, который по составу частиц (в том смысле, что он включает в себя смесь э. в. ч. и не э. в. ч. этого же знака заряда) аналогичен спектрам π^- -мезонов из π^-N -взаимодействий, приведен на рис. 61, б вместе со спектром π^- -мезонов из π^-N -взаимодействий, при 17 ГэВ/с; оба эти спектра имеют довольно близкий ход, что говорит о сходстве механизмов образования частиц в pN - и πN -взаимодействиях.

§ 2. Энергетически выделенные частицы

Ряд экспериментальных характеристик вторичных частиц во взаимодействиях адронов хорошо объясняется предположением о наличии среди вторичных частиц особой группы частиц, которые называются либо энергетически выделенными частицами (э. в. ч.), как в данной работе, либо лидирующими или сохранившимися, как в других. Как правило, этим частицам приписывается тот смысл, что они являются либо в прямом смысле сохранившимися первичными, т. е. только передавшими на рождение вторичных частиц часть своего импульса, и не претерпевшими каких-либо других изменений (в этом смысле и мы будем называть их сохранившимися), либо это частицы, возникающие в результате распада некоторой возбужденной системы, непосредственно связанной с первичной частицей. И те и другие нами включаются в понятие э. в. ч., среди которых будут как лидирующие частицы, так и π^\pm - и π^0 -мезоны.

Критерии выделения э. в. ч. в случае, если первичная частица — π -мезон или если первичная частица — протон, но нельзя идентифицировать вторичные частицы, однозначно не определены. В большинстве случаев на основании наличия излома в интегральном импульсном спектре вторичных частиц, э. в. ч. считают частицы с импульсом $> 0,2$ или $0,3p_0$. В работе [53], например, для π^-p -взаимодействий при 11 ГэВ/с э. в. ч. выделялись по величине максимального импульса в отдельном событии, если его величина превышала $p_i \geq 0,3p_0$; $p_i \geq 0,2p_0$ и $p_i \geq 0,15p_0$ соответственно в 4-, 6- и 8-лучевых взаимодействиях. Указанные граничные значения импульсов были взяты по той причине, что на эти значения приходились изломы в интегральных импульсных спектрах для соответствующих множественностей. Так как мы из-за недостатка статистики в своих работах не можем проделать аналогичный анализ, то будем считать э. в. ч. частицами — частицы с $p_i \geq 0,3p_0$ и в некоторых случаях будем исследовать, как меняются характеристики э. в. ч. при изменении граничной энергии.

Характеристики заряженных э. в. ч. (з. э. в. ч.) из взаимодействий адронов на нуклонах

Подробно различные характеристики заряженных э. в. ч. изучались нами для π^-N -взаимодействий при 60 ГэВ/с [47, 48] и для pN -взаимодействий при 67 ГэВ/с. В табл. 12 приведены данные о числе событий с з. э. в. ч. в этих взаимодействиях.

³ На всех последующих графиках, относящихся к взаимодействиям протонов с импульсом 21 ГэВ/с, будут рассматриваться события этой же группы.

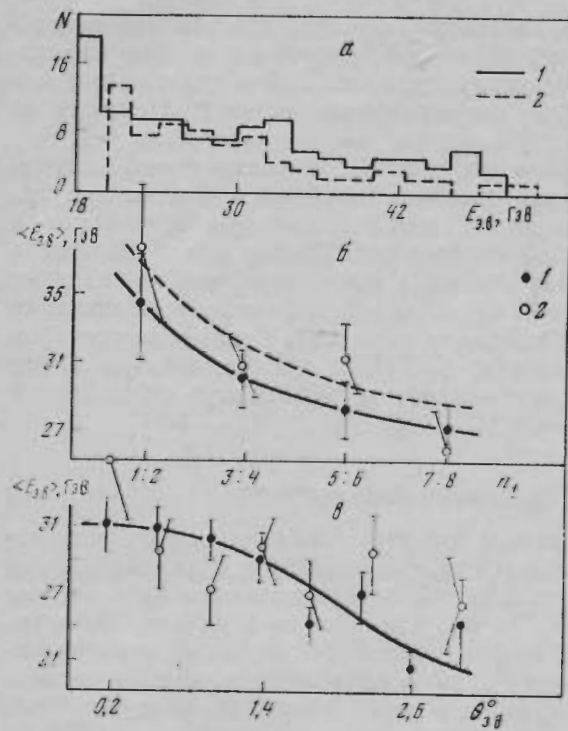


Рис. 62. Распределение э. в. ч. по энергиям (а), зависимость средней энергии э. в. ч. от множественности (б) и зависимость средней энергии э. в. ч. от угла вылета (в)

1 — для π -N-взаимодействий при энергии 60 ГэВ, 2 — для pN-взаимодействий при энергии 67 ГэВ

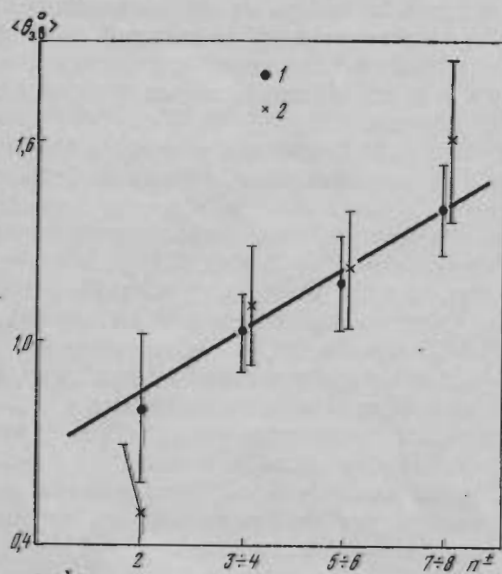


Рис. 63. Зависимость среднего угла вылета э. в. ч. от множественности

1 — для π -N-взаимодействий при энергии 60 ГэВ, 2 — для pN-взаимодействий при энергии 67 ГэВ

В табл. 13 приведены средние характеристики з. э. в. ч.

Распределения з. э. в. ч. по энергиям приведены на рис. 62, а. Хорошо прослеживается уменьшение средней энергии з. э. в. ч. с ростом множественности и с ростом угла вылета з. э. в. ч. (рис. 62). Средний угол вылета и средний поперечный импульс з. э. в. ч. с увеличением множественности возрастают (рис. 63 и 64, а). На рис. 64, а для сравнения приведена зависимость среднего поперечного импульса от множественности для остальных вторичных частиц, хорошо заметно значительное различие в их поведении.

Рис. него от м от у 1 — в 2 — 3 — в 4 — 1 — X,

Также импу Средн вылет з. э. в пульс быстр Иа ние X гичны На из лЛ

Полное Число Из них

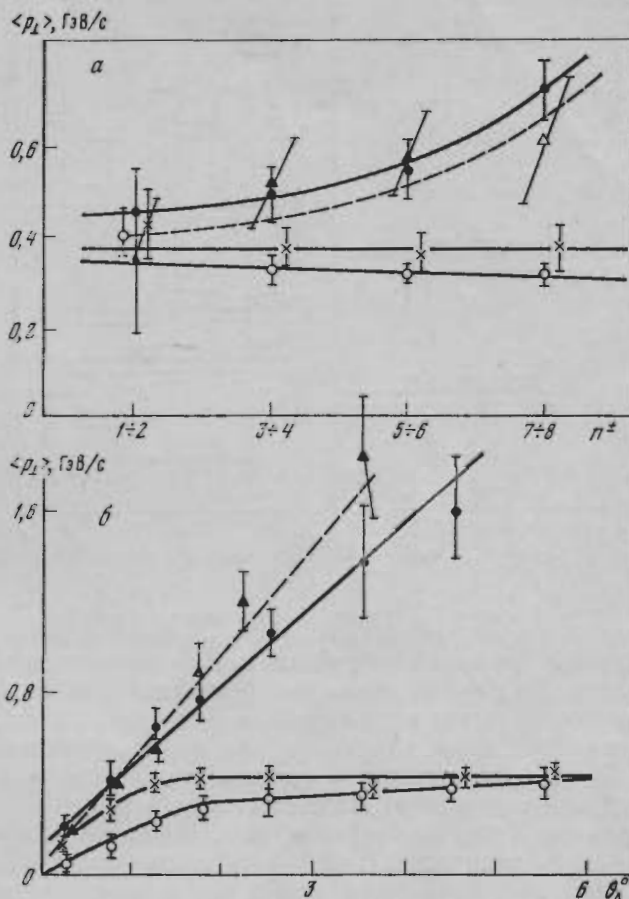


Рис. 64. Зависимость среднего поперечного импульса от множественности (а) и от угла вылета (б) для:

- 1 — всех вторичных частиц,
 - 2 — э. в. ч.,
 - 3 — вторичных частиц без э. в. ч.
 - 4 — э. в. ч. из pN -взаимодействий при энергии 67 ГэВ
- 1 — X, 2 — ●, 3 — ○, 4 — ▲

Также имеется значительное различие зависимостей средних поперечных импульсов от угла вылета для э. э. в. ч. и остальных частиц (рис. 64, б). Средний поперечный импульс для э. э. в. ч. линейно растет с ростом угла вылета, причем для э. э. в. ч. из pN -взаимодействий сильнее, чем для э. э. в. ч. из πN -взаимодействий, в то время как средний поперечный импульс для остальных вторичных частиц с ростом угла вылета довольно быстро выходит на плато.

Из рассмотрения табл. 15 и рис. 62—64 можно заключить, что как средние характеристики, так и распределения для э. э. в. ч. ведут себя аналогичным образом для pN - и πN -взаимодействий.

На рис. 65 приведено распределение по 4-импульсам (t) для э. э. в. ч. из πN -взаимодействий для различных множественностей. Из рисунка сле-

Таблица 12
Число событий с э.э.в.ч.

n^{\pm}	πN			pN		
	1-5	6-8	1-8	1-5	6-8	1-8
Полное число звезд	90	78	168	97	26	123
Число звезд с э.э.в.ч.	51	40	91	61	11	72
Из них с двумя э.э.в.ч.	—	—	16	—	—	5

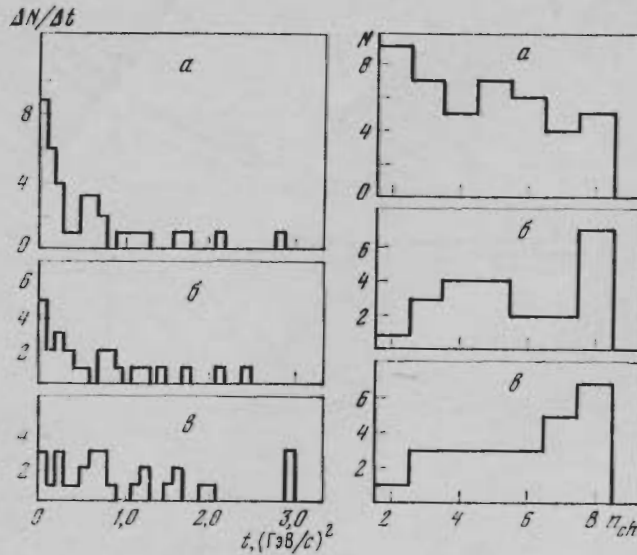


Рис. 65. Распределения по 4-импульсам заряженных э. в. ч. из πN -взаимодействий при энергии 60 ГэВ для различных групп множественностей

a — $n_{ch} = 1-4$,
 б — $n_{ch} = 5-6$,
 в — $n_{ch} = 7-8$

Рис. 66. Распределения по множественности для различных интервалов 4-импульсов для э. в. ч. из πN -взаимодействий при энергии 60 ГэВ

a — $t \leq 0,5$ (ГэВ/с)²,
 б — $0,5 < t \leq 1$ (ГэВ/с)²,
 в — $t > 1$ (ГэВ/с)²

дует, что πN -взаимодействия с $n_{\pm} = 1 - 8$ в основном носят периферический характер и при увеличении n_{\pm} средние значения 4-импульса несколько растут. На рис. 66 приведено распределение по n_{\pm} для различных интервалов 4-импульсов; с увеличением 4-импульса в этих распределениях заметно увеличение доли событий с большими значениями множественностей.

В табл. 14 приведены средние характеристики з. э. в. ч. для различных интервалов значений множественности и 4-импульсов. Для различных интервалов 4-импульсов и множественностей значения средних импульсов з. э. в. ч. в пределах ошибок не отличаются, а углы вылета з. э. в. ч. для данного интервала 4-импульса не зависят от множественности.

Таблица 13
 Средние характеристики з. э. в. ч.

	πN	pN
$\langle p_{з.э.в.ч.} \rangle$, ГэВ/с	$28,6 \pm 1,6$	$32,4 \pm 2,1$
$\langle \theta_{л.э.э.в.ч.} \rangle^{\circ}$	$1,2 \pm 0,1$	$1,0 \pm 0,1$
$\langle p_{\perp.э.э.в.ч.} \rangle$, ГэВ/с	$0,58 \pm 0,006$	$0,48 \pm 0,07$

Таблица 14
 Средние характеристики з. э. в. ч.

n_{\pm}	$t \leq 0,5$ (ГэВ/с) ²		$0,5 < t \leq 1$ (ГэВ/с) ²		$t > 1$ (ГэВ/с) ²	
	$\langle p_{з.э.в.ч.} \rangle$, ГэВ/с	$\langle \theta_{з.э.в.ч.} \rangle^{\circ}$	$\langle p_{з.э.в.ч.} \rangle$, ГэВ/с	$\langle \theta_{з.э.в.ч.} \rangle^{\circ}$	$\langle p_{з.э.в.ч.} \rangle$, ГэВ/с	$\langle \theta_{з.э.в.ч.} \rangle^{\circ}$
2-5	$34 \pm 1,4$	$0,5 \pm 0,1$	30 ± 2	$1,2 \pm 0,1$	$25,5 \pm 2,5$	$2,0 \pm 0,2$
6-8	26 ± 2	$0,7 \pm 0,1$	29 ± 2	$1,2 \pm 0,2$	29 ± 2	$1,8 \pm 0,2$

Рис. 67. Ра...

ственностей
 a — $n_{ch} = 2$
 б — $t \leq 0,5$ (ГэВ/с)²
 в — $t > 0,5$ (ГэВ/с)²
 Крестиками

Из рас...
 = $2 \div 5$
 68) следуе...
 лена по у...
 случаев з...
 вероятно,
 распада в

Для о...
 нами был...
 звездам в...
 энергии б...
 $n_{\pm} = 1 \div$
 > 30 ГэВ
 составляе...

Поиск...
 ных един...
 объем соо...
 звезды, в...
 от ± 4 до...
 плоскости
 В рез...
 пар (пос...
 19 π^0 -мез...
 Энерги...
 рассеяния

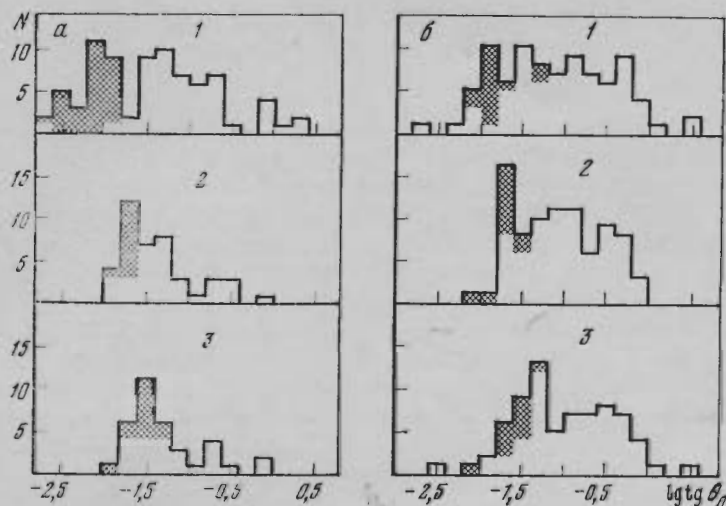


Рис. 67. Распределения по $\lg \operatorname{tg} \theta_n$ вторичных заряженных частиц для двух групп множественностей

$a - n_{ch} = 2-5$, $b - n_{ch} = 6-8$ для различных интервалов 4-импульсов
 1 - $t \leq 0,5$ (ГэВ/с)², 2 - $0,5 < t \leq 1$ (ГэВ/с)², 3 - $t > 1$ (ГэВ/с)²
 Крестиками на рисунках обозначены э.в.ч. из π - N -взаимодействия при энергии 60 ГэВ

Из рассмотрения угловых распределений вторичных частиц для $n_{\pm} = 2 \div 5$ и $n_{\pm} = 6 \div 8$ и различных интервалов 4-импульсов (рис. 67 и 68) следует, что только для $n_{\pm} = 2 \div 5$ и $t \leq 0,5$ (ГэВ/с)² э. э. в. ч. выделена по углу (таких событий $\sim 1/3$ от всех с э. э. в. ч.), для всех остальных случаев э. э. в. ч. по углу не отделяются от других вторичных частиц, что, вероятно, связано с тем, что в этих случаях э. в. ч. рождаются в результате распада возбужденной первичной частицы.

Характеристики нейтральных э. в. ч. (н. э. в. ч.)
 из πN -взаимодействий при 60 ГэВ/с

Для определения характеристик энергетически выделенных π^0 -мезонов нами была разработана методика поиска электронно-позитронных пар к звездам в фотоэмульсии. Поиск e^+e^- -пар велся для πN -взаимодействий при энергиях 60 ГэВ/с для событий с множественностью от 1 до 5, так как для $n_{\pm} = 1 \div 5$ для э. э. в. ч. средний угол вылета $< 1^\circ$, а средняя энергия > 30 ГэВ/с (угол разлета γ -квантов от распада π^0 -мезонов такой энергии составляет около $0,5^\circ$) [47, 48, 49].

Поиск пар проводился от звезды на расстоянии 5 см ($\sim 1,7$ радиационных единиц, вероятность конверсии γ -квантов $\sim 0,75$), просмотренный объем соответствовал углам в плоскости эмульсии $\pm 4^\circ$ до длин 1,5 см от звезды, в интервале длин от 1,5 до 3,5 см максимальный угол изменялся от ± 4 до $\pm 2^\circ$ и оставался равным $\pm 2^\circ$ вплоть до 5 см. В вертикальной плоскости максимальные углы были примерно в два раза меньше.

В результате поиска пар к 25 звездам с $\Sigma E\gamma > 0,6E_0$ найдено 67 e^+e^- -пар (после исключения тормозных), из которых 38 пар были сведены в 19 π^0 -мезонов.

Энергия электронов из пар определялась по измерению многократного рассеяния с ошибками, равными в среднем 15-30%.

... ДР.
 ... распределения по...
 ... заряженных...
 ... πN -взаимодей...
 ... энергии 60 ГэВ...
 ... групп мно...
 ... ей

... распределения по...
 ... для раз...
 ... интервалов 4-им...
 ... э. э. в. ч. из...
 ... действий при...
 ... ГэВ

... периферический...
 ... са несколько...
 ... чных интерва...
 ... ниях заметно...
 ... венностей.

pN
$32,4 \pm 2,1$
$1,0 \pm 0,1$
$0,48 \pm 0,07$

> 1 (ГэВ/с) ²	
$\langle \theta_{э. э. в. ч.} \rangle^\circ$	
2,5	$2,0 \pm 0,2$
2	$1,8 \pm 0,2$

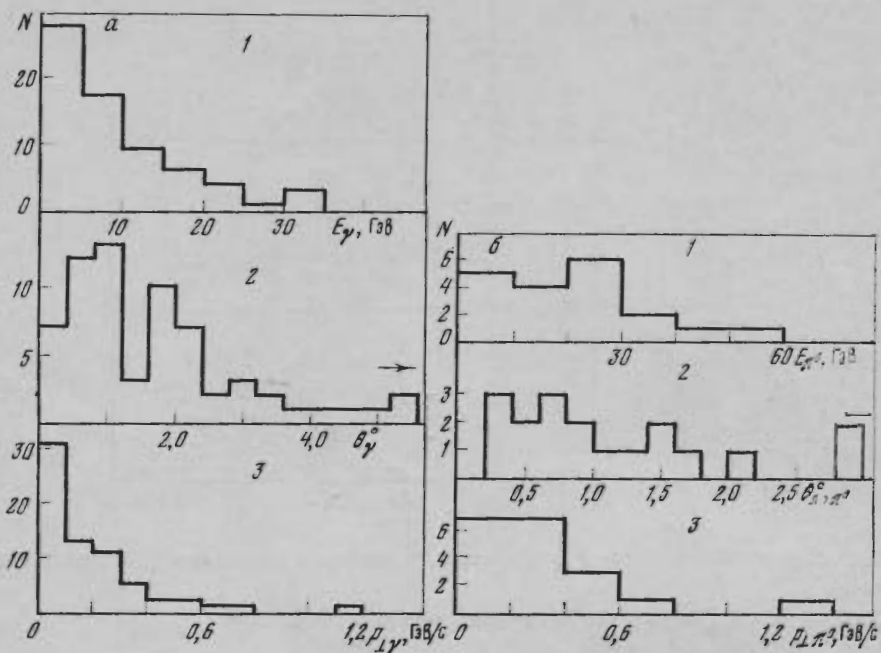


Рис. 68. Распределения для γ -квантов (а) и π^0 -мезонов (б) из π -N-взаимодействий при энергии 60 ГэВ

1 — по импульсам, 2 — по углам, 3 — по поперечным импульсам

Распределение звезд по числу γ -квантов и π^0 -мезонов приведено ниже.

$5\gamma \rightarrow 2\pi^0\gamma$	$4\gamma \rightarrow 2\pi^0$	$4\gamma \rightarrow \pi^0 2\gamma$	4γ	$3\gamma \rightarrow \pi^0\gamma$	3γ	$2\gamma \rightarrow \pi^0$	2γ	1γ	0γ
3	3	1	1	4	2	2	4	2	3

Из 25 просмотренных событий в 12 случаях $\Sigma E_\gamma > 0,5\Sigma E_{\pi^0}$ для 7 событий $\Sigma E_\gamma \sim \Sigma E_{\pi^0}$ (для этих 7 событий был найден 31 γ -квант, из которых получено 12 π^0 -мезонов).

Число э. в. π^0 -мезонов (с $E_{\pi^0} \geq 0,3E_0$) 12, в том числе в двух событиях по 2 э. в. π^0 -мезона, и, кроме этого, наблюдалось 4 γ -кванта с энергией > 17 ГэВ. Таким образом, на 25 звезд наблюдалось 16 э. в. π^0 -мезонов, в этом числе в двух событиях по два.

Если учесть вероятность конверсии γ -квантов на длине 5 см и геометрические поправки, а также энергетический баланс, то можно сделать заключение, что в каждом взаимодействии с $n_{\pm} = 1 \div 5$ и $\Sigma E_{\pi^0} \geq 0,6E_0$ имеется, по крайней мере, один э. в. π^0 -мезон и в $\sim 15\%$ по два, аналогично тому, что наблюдается и для з. э. в. ч. при $n_{\pm} = 1 \div 5$.

На рис. 68, а, б приведены распределения γ -квантов и π^0 -мезонов по их энергиям, углам вылета и поперечным импульсам. Средние значения этих величин приведены ниже:

$$\begin{aligned} \langle p_{э.в.} \rangle_{\pi^0} &= (31 \pm 3) \text{ ГэВ/с}, & \langle \theta_{л.э.в.} \rangle_{\pi^0} &= (0,9 \pm 0,2)^\circ, \\ \langle p_{\perp э.в.} \rangle_{\pi^0} &= (0,45 \pm 0,07) \text{ ГэВ/с (по сравнению с } \langle p_{\perp э.в.} \rangle_{\pi^\pm} = \\ &= (0,48 \pm 0,03) \text{ ГэВ/с для з. э. в. ч. с } \theta_{л.} \leq 2^\circ). \end{aligned}$$

Таким образом, характеристики заряженных и нейтральных э. в. ч. в пределах ошибок совпадают.

Характеристики положительно и отрицательно заряженных э. в. ч. из взаимодействий π^- -мезонов с импульсом 50 ГэВ/с на нуклонах и ядрах фотоэмульсии

Для 654 взаимодействий π^- -мезонов с ядрами (импульс π^- -мезона равнялся 50 ГэВ/с, облучение проводилось в сильном магнитном поле) были изучены характеристики э. в. ч. для трех групп взаимодействий, которые уже перечислялись в начале § 1 — πN , $1 \leq n_h \leq 6$ и $n_h \geq 7$ [5, 6]. Импульсы и знаки зарядов были измерены для 3143 вторичных частиц, во все распределения частицы входят со статистическими весами, полученными из геометрических соотношений.

Средние числа положительно и отрицательно заряженных э. в. ч. на звезду в зависимости от границы отделения э. в. ч. от остальных по импульсам (граничная энергия) приведены на рис. 69, анализ этого рисунка приводит к следующим выводам.

1. Для всех групп взаимодействий число отрицательно заряженных э. в. ч. больше числа положительно заряженных, что связано с наличием лидирующих частиц и с большей вероятностью рождения отрицательно заряженных частиц, чем положительно заряженных при распаде возбужденной налетающей отрицательной частицы. К этому выводу можно прийти, если считать, что система, получающаяся в результате возбуждения налетающей частицы, может иметь либо заряд «—» (при обмене нейтральной частицей), либо нулевой заряд (при обмене отрицательной частицей).

По-видимому, будет разумным считать, что вероятность обмена частицей с зарядом «2—» мала, а это значит, что заряд «+» у получающейся возбужденной системы будет редок. Сразу же отметим, что эти рассуждения приводят к тому, что если считать, что вероятности обмена отрицательно заряженной и нейтральной частицей примерно одинаковы, то среди э. в. ч., после исключения лидирующих, π^- -мезонов и π^0 -мезонов (в случае, если первичная частица π^- -мезон) должно быть поровну, следствием чего должно быть соотношение $k_{\pi^-} \approx k_{\pi^0} > k_{\pi^+}$, что и наблюдается на эксперименте.

2. Число положительно заряженных э. в. ч. в пределах ошибок эксперимента одинаково для всех групп взаимодействий, т. е. не зависит от A .

3. Число отрицательно заряженных э. в. ч. для группы $n_h \geq 7$ уменьшается, примерно, в два раза по сравнению с группами πN и $1 \leq n_h \leq 6$ (для которых они совпадают), что может указывать на повторное взаимодействие отрицательно заряженных э. в. ч. в ядре. По так как число положительно заряженных э. в. ч. для всех групп одинаково, то, по-видимому, повторно взаимодействовать могут не все э. в. ч., а только сохранившиеся.

Сравнение данных по πA -взаимодействиям для группы $n_h \geq 7$ с аналогичными данными для pA -взаимодействий при 21 ГэВ/с и πN - и pN -взаимодействиях (см. табл. 15) показывает, что уменьшение доли э. в. ч. той же природы, что и первичная частица при переходе от взаимодействий на нуклоне к взаимодействиям на ядре, имеет место в обоих случаях, но в pA -взаимодействиях это уменьшение более значительно, как и следует ожидать из разницы в сечениях неупругих pA - и πA -взаимодействий, кроме того, этот факт может объясняться и тем, что среди вторичных протонов имеются

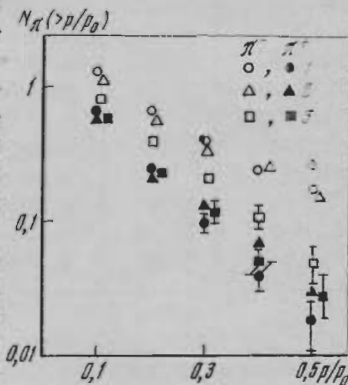


Рис. 69. Зависимость доли э. в. ч. на одно взаимодействие от граничной энергии (p/p_0) для взаимодействий π^- -мезонов с импульсом 50 ГэВ/с

1 — πN , 2 — $1 \leq n_h \leq 6$, 3 — $n_h \geq 7$

Таблица 15

 $N_{э. в. ч.} / N_{эв}$

Тип взаимодействия	Природа вторичных частиц	Импульс э. в. ч. p/p_0			
		$\geq 0,2$	$\geq 0,3$	$\geq 0,4$	$\geq 0,5$
$\pi^- N$	π^-	$0,65 \pm 0,05$	$0,39 \pm 0,04$	$0,24 \pm 0,03$	$0,17 \pm 0,03$
50 ГэВ/с	π^+	$0,25 \pm 0,03$	$0,10 \pm 0,02$	$0,04 \pm 0,01$	$0,02 \pm 0,01$
$\pi^- N$	π^-	$0,68 \pm 0,04$	$0,47 \pm 0,03$	—	—
17 ГэВ/с	π^+	$0,38 \pm 0,03$	$0,22 \pm 0,02$	—	—
$p N$ [58]	p	$0,57 \pm 0,03$	$0,48 \pm 0,02$	$0,39 \pm 0,02$	$0,29 \pm 0,02$
21 ГэВ/с	π^-	$0,12 \pm 0,01$	$0,04 \pm 0,01$	$0,01 \pm 0,003$	$0,003 \pm 0,002$
$\pi^- A, n_h \geq 7$	π^-	$0,38 \pm 0,04$	$0,20 \pm 0,03$	$0,11 \pm 0,02$	$0,05 \pm 0,02$
50 ГэВ/с	π^+	$0,22 \pm 0,03$	$0,12 \pm 0,02$	$0,05 \pm 0,01$	$0,03 \pm 0,01$
$\pi^- A, n_h \geq 7$	π^-	$0,26 \pm 0,03$	$0,13 \pm 0,01$	—	—
17 ГэВ/с	π^+	$0,21 \pm 0,02$	$0,12 \pm 0,01$	—	—
$p A, n_h \geq 7$	p	$0,30 \pm 0,05$	$0,15 \pm 0,03$	$0,10 \pm 0,03$	$0,07 \pm 0,02$
21 ГэВ/с [58]	π^-	$0,15 \pm 0,03$	$0,03 \pm 0,02$	$0,01 \pm 0,01$	—

Таблица 16

 $\langle p \rangle$, ГэВ/с для з.э.в.ч. для $\pi^- A$ -взаимодействий при 50 ГэВ/с

p/p_0	«-»			«+»		
	πN	$1 \leq n_h \leq 6$	$n_h \geq 7$	πN	$1 \leq n_h \leq 6$	$n_h \geq 7$
$\geq 0,1$	$15,5 \pm 1,2$ ($6,4 \pm 0,3$)	$15,4 \pm 0,9$ ($5,9 \pm 0,5$)	$12,6 \pm 0,9$ ($3,9 \pm 0,3$)	$10,3 \pm 2,4$ ($5,8 \pm 0,4$)	$11,1 \pm 1,9$ ($4,5 \pm 0,2$)	$10,9 \pm 1,1$ ($4,0 \pm 0,3$)
$\geq 0,2$	$21,3 \pm 2,2$ ($8,8 \pm 0,4$)	$22,6 \pm 1,8$ ($7,9 \pm 0,6$)	$18,6 \pm 1,9$ ($6,1 \pm 0,5$)	$16,0 \pm 2,8$ ($7,9 \pm 0,4$)	$18,0 \pm 2,3$ ($6,0 \pm 0,5$)	$17,8 \pm 2,4$ ($6,6 \pm 0,7$)
$\geq 0,3$	$26,3 \pm 3,4$ ($10,9 \pm 0,5$)	$30,1 \pm 3,2$ ($9,8 \pm 0,8$)	$24,2 \pm 3,3$ ($7,9 \pm 1,0$)	$21,2 \pm 6,1$ ($9,8 \pm 0,4$)	$22,8 \pm 4,0$ ($7,4 \pm 0,8$)	$21,6 \pm 3,8$ ($8,1 \pm 0,9$)

В скобках приведены средние значения импульса $\langle p \rangle$ для з.э.в.ч. при первичном импульсе π^- -мезона 17 ГэВ/с.

только сохранившиеся частицы, а среди π^- -мезонов смесь сохранившихся с остальными э. в. ч., которые могут по каким-либо причинам оказаться неспособными ко вторичным взаимодействиям, о чем уже говорилось немного раньше. Число же наиболее быстрых вновь рожденных частиц (π^+ -мезонов из взаимодействий π^- -мезонов и π^- -мезонов из взаимодействий протонов) сохраняется при переходе от взаимодействий на нуклоне к взаимодействиям на «тяжелых» ядрах.

В табл. 16 и 17 приведены средние значения импульсов, поперечных импульсов и углов вылета положительно и отрицательно заряженных э. в. ч. в зависимости от граничной энергии. Видно, что средние импульсы положительно заряженных э. в. ч. для всех трех групп в пределах ошибок совпадают, совпадают также в пределах ошибок средние импульсы отрицательно заряженных э. в. ч. для групп πN и $1 \leq n_h \leq 6$, а для группы $n_h \geq 7$ они значительно меньше, в большей степени приближаясь к среднему импульсу положительно заряженных э. в. ч., к чему естественно и должно приводить повторное взаимодействие сохранившихся частиц.

Средние поперечные импульсы отрицательно и положительно заряжен-

 p/p_0
з. э. в. ч. $\geq 0,1$
 $\geq 0,2$
 $\geq 0,3$ $\geq 0,1$
 $\geq 0,2$
 $\geq 0,3$
 $\geq 0,4$
 $\geq 0,5$

ных э.
одинак
ничной
и утве
няться
а гран
перечв
энерги
виям
Сре
лах о
Эф
тельно
и еще

На
важно
Во вс
измер
разли
пульс
И
(см. р
ний р
наков
50 Гэ
и n_h
Ср
ошибк
ствии

Таблица 17
Среднее значение $\langle p_{\perp} \rangle$ и $\langle \theta_{\perp} \rangle$ для э.в.ч.

p/p_0 э. в. ч.	$\langle p_{\perp} \rangle$, ГэВ/с					
	\leftarrow			\rightarrow		
	πN	$1 \leq n_h \leq 6$	$n_h \geq 7$	πN	$1 \leq n_h \leq 6$	$n_h \geq 7$
$\geq 0,5$						
$\geq 0,1$	$0,47 \pm 0,04$	$0,52 \pm 0,03$	$0,56 \pm 0,04$	$0,47 \pm 0,07$	$0,51 \pm 0,05$	$0,56 \pm 0,04$
$\geq 0,2$	$0,52 \pm 0,05$	$0,57 \pm 0,05$	$0,65 \pm 0,07$	$0,51 \pm 0,09$	$0,61 \pm 0,08$	$0,67 \pm 0,09$
$\geq 0,3$	$0,53 \pm 0,07$	$0,61 \pm 0,07$	$0,73 \pm 0,10$	$0,62 \pm 0,18$	$0,66 \pm 0,11$	$0,64 \pm 0,11$
	$\langle \theta_{\perp} \rangle^{\circ}$					
$\geq 0,1$	$2,6 \pm 0,2$	$2,8 \pm 0,2$	$3,2 \pm 0,2$	$3,1 \pm 0,3$	$3,3 \pm 0,3$	$3,5 \pm 0,2$
$\geq 0,2$	$1,9 \pm 0,2$	$1,8 \pm 0,1$	$2,3 \pm 0,2$	$1,9 \pm 0,3$	$2,2 \pm 0,3$	$2,4 \pm 0,3$
$\geq 0,3$	$1,7 \pm 0,2$	$1,3 \pm 0,1$	$1,9 \pm 0,3$	$1,7 \pm 0,5$	$1,8 \pm 0,3$	$1,8 \pm 0,3$
$\geq 0,4$	$1,3 \pm 0,2$	$1,0 \pm 0,13$	$1,6 \pm 0,3$	—	$1,6 \pm 0,4$	$1,6 \pm 0,7$
$\geq 0,5$	$0,8 \pm 0,2$	$0,95 \pm 0,14$	$1,4 \pm 0,4$	—	$1,3 \pm 0,4$	$1,1 \pm 0,5$

ных э. в. ч. при малых значениях граничной энергии в пределах ошибок одинаковы для каждой из трех групп, но возможно, что с увеличением граничной энергии они начинают расходиться (хотя ошибки достаточно большие и утверждать этого нельзя), причем $\langle p_{\perp}^+ \rangle_{\text{э.в.ч.}} > \langle p_{\perp}^- \rangle_{\text{э.в.ч.}}$, что может объясняться тем, что $\langle p_{\perp} \rangle$ лидирующей частицы меньше, чем у остальных э. в. ч., а граничная энергия лидирующих частиц довольно большая. Средний поперечный импульс э. в. ч. обоих знаков заряда для всех значений граничной энергии растет с переходом от взаимодействий на нуклоне к взаимодействиям на ядре.

Средние значения углов вылета э. в. ч. для различных групп в пределах ошибок не отличаются.

Эффект палиция э. в. ч. во взаимодействиях адронов оказывает значительное влияние на целый ряд различных характеристик взаимодействий и еще будет обсуждаться при их подробном рассмотрении.

§ 3. Поперечные импульсы вторичных заряженных частиц

Изучение поперечного импульса — лоренц-инвариантной величины дает важную информацию о взаимодействии частиц и широко используется. Во всех экспериментах, в которых тем или иным способом проводилось измерение импульсов вторичных частиц, нами проводилось изучение различного типа распределений и зависимостей для поперечного импульса.

Интегральное распределение вторичных заряженных частиц по p_{\perp} (см. рис. 70) хорошо аппроксимируется экспонентами, начиная со значений $p_{\perp} \geq 0,2$ ГэВ/с, причем показатель экспоненты в пределах ошибок одинаков для двух изучавшихся нами энергий первичного π^- -мезона (17 и 50 ГэВ) с одной стороны и для трех групп взаимодействий πN , $1 \leq n_h \leq 6$ и $n_h \geq 7$ с другой.

Средние поперечные импульсы вторичных частиц также в пределах ошибок не зависят от A (см. табл. 21); этот же факт проявляется в отсутствии зависимости $\langle p_{\perp} \rangle$ от n_{σ} или n_h , хотя $\langle p_{\perp} \rangle$ для э. в. ч. с увеличением A ,

по-видимому, несколько растут (см. ниже), что может быть из-за повторных взаимодействий сохранившихся частиц.

$E_0, \text{ГэВ/с}$	$\pi, p - N$	$1 \leq n_h \leq 6$	$n_h \geq 7$
$\pi^-, 50 \text{ ГэВ}$	$0,39 \pm 0,1$	$0,40 \pm 0,1$	$0,40 \pm 0,1$
$\pi^-, 17 \text{ ГэВ [22]}$	$0,35 \pm 0,1$	$0,34 \pm 0,1$	$0,34 \pm 0,2$
$p, 21 \text{ ГэВ}$	$0,32 \pm 0,1 [21]$		$0,32 \pm 0,1 [50]$

Кроме того, изучая табл. 21, можно сделать заключение о слабом возрастании $\langle p_{\perp} \rangle$ с ростом энергии первичной частицы.

Интегральные распределения поперечных импульсов отдельно для π^+ - и π^- -мезонов из трех групп взаимодействий π^- -мезона с энергией 50 ГэВ приведены на рис. 71, видно, что распределения $\langle p_{\perp} \rangle$ для π^- -мезонов из всех трех групп хорошо согласуются, а распределения для π^+ -мезонов из групп $1 \leq n_h \leq 6, n_h \geq 7$ несколько «жестче», а $\langle p_{\perp} \rangle$ несколько выше, чем в πN -взаимодействиях [5].

Интегральные распределения по p_{\perp}^2 для всех трех групп взаимодействий также хорошо согласуются (см. рис. 72, а), хотя сильно различаются для вторичных частиц различной природы. Например, для pN -взаимодействий при энергии 21 ГэВ было получено, что распределения по p_{\perp}^2 для вторичных протонов хорошо ложатся на одну прямую, а для вторичных π^{\pm} -мезонов это распределение имеет излом при $p_{\perp}^2 \sim 0,3 (\text{ГэВ/с})^2$ и наклон распределения π^{\pm} -мезонов в области $p_{\perp}^2 > 0,3 (\text{ГэВ/с})^2$ хорошо согласуется с наклоном распределения протонов (рис. 72, б).

Обнаруженное различие в поведении поперечных импульсов вторичных частиц не только разной природы, но и различающихся только знаком заряда прослеживается в зависимостях p_{\perp} от других параметров взаимодействия. Например, зависимости $\langle p_{\perp} \rangle$ от угла вылета частиц (рис. 73, а) различны для π^+ - и π^- -мезонов из взаимодействий π^- -мезона с энергией 50 ГэВ: в области малых углов $\langle p_{\perp} \rangle_{\pi^-} > \langle p_{\perp} \rangle_{\pi^+}$, что связано с большими p_{\perp} э.в.ч., которые вылетают под малыми углами.

Начиная с углов $\sim 8^\circ$ $\langle p_{\perp} \rangle_{\pi^-} \approx \langle p_{\perp} \rangle_{\pi^+}$, а при достаточно больших углах ($> 50^\circ$) $\langle p_{\perp} \rangle_{\pi^+}$ становится больше, чем $\langle p_{\perp} \rangle_{\pi^-}$, что связано с примесью среди вторичных положительно заряженных частиц, вылетающих под

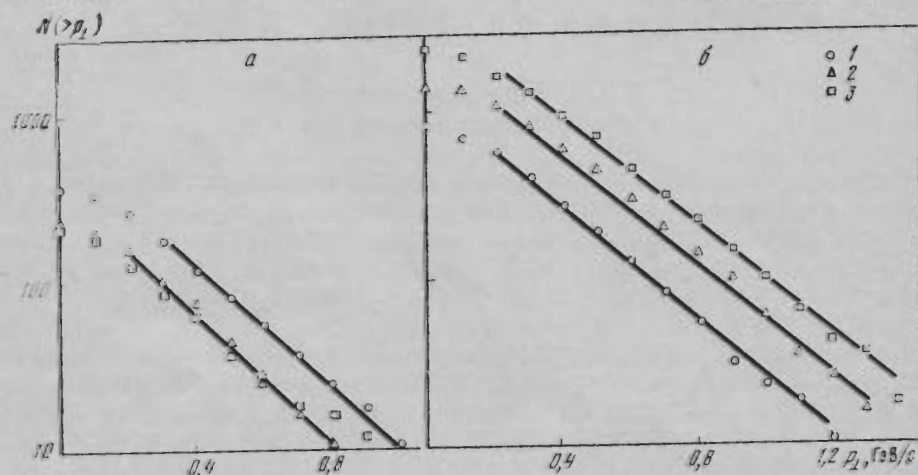


Рис. 70. Интегральные распределения по p_{\perp} для вторичных заряженных частиц из взаимодействий

а — π^- -мезонов с энергией 17 ГэВ, б — π^- -мезонов с энергией 50 ГэВ для групп
1 — $\pi-N$, 2 — $1 \leq n_h \leq 6$, 3 — $n_h \geq 7$

Рис. 71. Интегральные распределения по p_{\perp} для π^{-} и π^{+} -мезонов из взаимодействий π -мезонов с энергией 50 ГэВ для трех групп

1 — π -N, 2 — $1 < n_h \leq 6$, 3 — $n_h \geq 7$

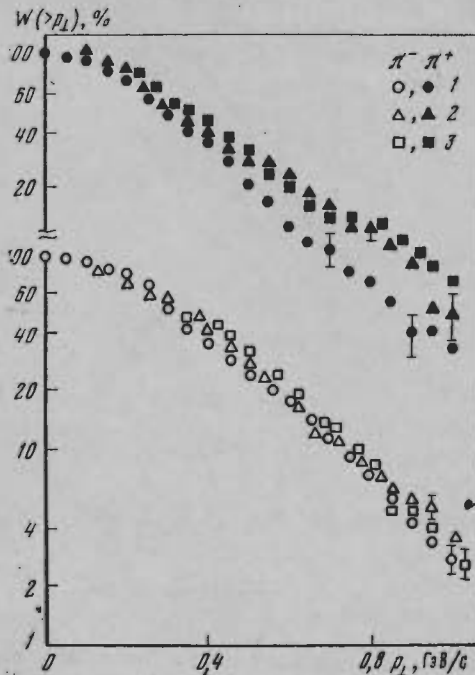


Рис. 72. Интегральные распределения по p_{\perp}^2

а — для взаимодействий π -мезонов с энергией 50 ГэВ:

1 — π -N, 2 — $1 < n_h \leq 6$, 3 — $n_h \geq 7$;

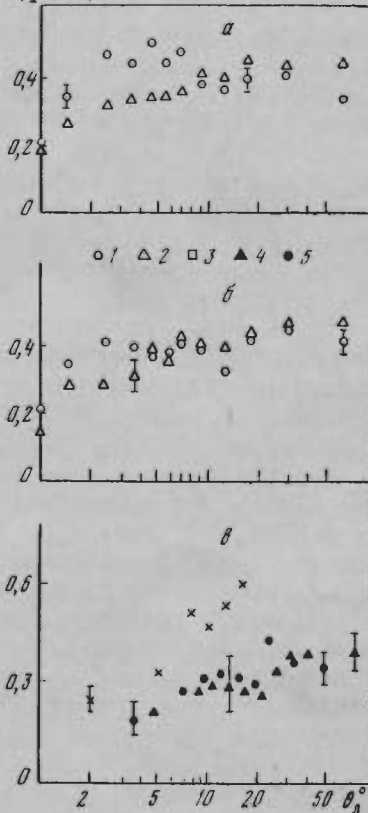
б — для pN -взаимодействий при энергии 21 ГэВ: 1 — p , 2 — π^{\pm} -мезона

Рис. 73. Зависимость $\langle p_{\perp} \rangle$ от угла θ_{\perp}^0 для π^{-} -мезонов (1) и π^{+} -мезонов (2) из взаимодействий π -мезонов с энергией 50 ГэВ для групп

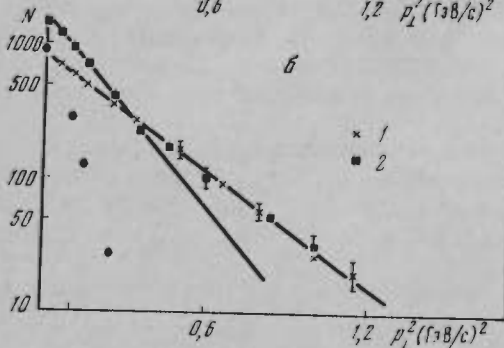
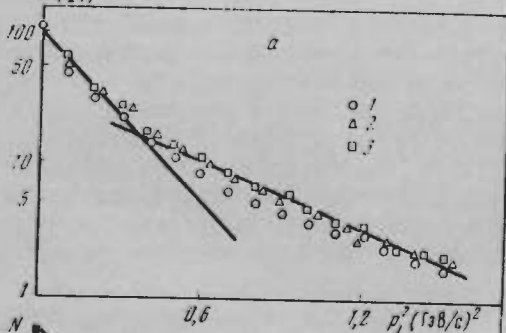
а — π -N, б — $n_h \geq 7$; в — зависимость $\langle p_{\perp} \rangle$

от угла θ_{\perp}^0 для протонов (3), π^{\pm} -мезонов (4) и π -мезонов (5) из pN -взаимодействий при энергии 21 ГэВ

$\langle p_{\perp} \rangle$, ГэВ/c



$\omega(>p_{\perp}^2)$, %



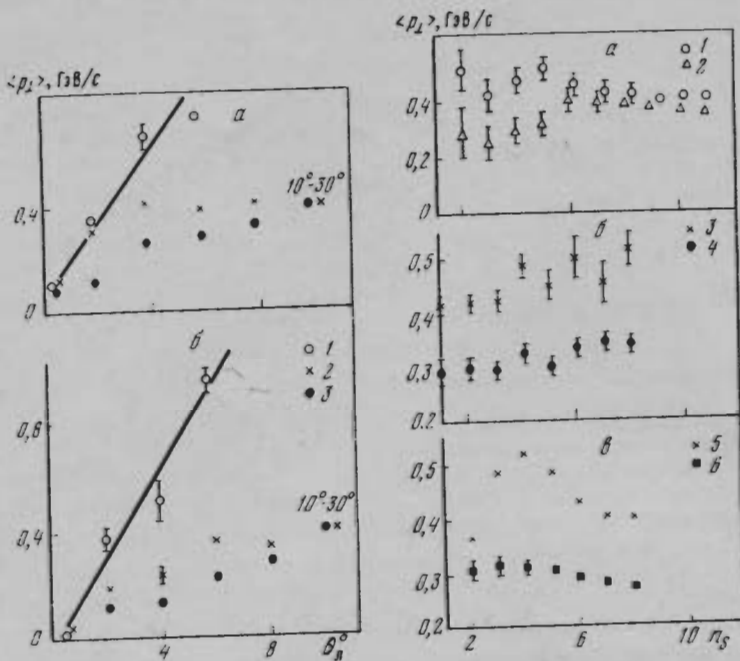


Рис. 74. Зависимость $\langle p_{\perp} \rangle$ от угла вылета э. в. ч. (1), всех вторичных частиц (2) и вторичных частиц без э. в. (3) из взаимодействий π^- -мезонов с энергией 17 ГэВ для группы π^-N (а) и $n_h \geq 7$ (б)

Рис. 75. Зависимость $\langle p_{\perp} \rangle$ от множественности вторичных заряженных частиц а — для π^- -мезонов (1) и π^+ -мезонов (2) из π^-N -взаимодействий при энергии 50 ГэВ; б — для протонов (3) и π^\pm -мезонов (4) из pN -взаимодействий при энергии 21 ГэВ; в — для э.в.ч. (5) и остальных вторичных частиц (6) — из π^-N -взаимодействий при энергии 17 ГэВ

большими углами, релятивистских протонов отдачи, имеющих большие поперечные импульсы. Эта ситуация имеет место для всех трех групп взаимодействий, хотя при переходе к группе $n_h \geq 7$ разница между $\langle p_{\perp} \rangle_{\pi^-}$ и $\langle p_{\perp} \rangle_{\pi^+}$ в области малых углов становится меньше (рис. 73, б) за счет падения доли отрицательных э.в.ч. (см. рис. 69).

То, что это различие в поведении $\langle p_{\perp} \rangle$ в зависимости от угла вылета частицы определяется э.в. частицами, подтверждается рассмотрением этой зависимости для протонов, π^+ -мезонов и π^- -мезонов из pN -взаимодействий [51] (рис. 73, в). Из рисунка видно, что $\langle p_{\perp} \rangle_p$ с ростом угла растет значительно сильнее, чем $\langle p_{\perp} \rangle_{\pi^-}$ и $\langle p_{\perp} \rangle_{\pi^+}$, а зависимости для $\langle p_{\perp} \rangle_{\pi^-}$ и $\langle p_{\perp} \rangle_{\pi^+}$ хорошо согласуются между собой. Аналогичные зависимости получаются и для πN - и pA -взаимодействий, где э.в.ч. выбирались по критерию $p_i \geq 0,3p_0$ [52] (рис. 74), и уже рассматривались в § 2 данной главы (см. рис. 64, б). Уменьшение $\langle p_{\perp} \rangle$ при малых значениях углов объясняется влиянием закона сохранения импульса.

Различие в зависимостях $\langle p_{\perp} \rangle$ от множественности для вторичных частиц разной природы также хорошо объясняется особенностями э.в.ч. Например, поведение $\langle p_{\perp} \rangle_{\pi^-}$ и $\langle p_{\perp} \rangle_{\pi^+}$ для πN -взаимодействий при энергии 50 ГэВ в зависимости от n_s (см. рис. 75, а) может быть объяснено с этой точки зрения следующим образом:

1. $\langle p_{\perp} \rangle_{\pi^-} > \langle p_{\perp} \rangle_{\pi^+}$, так же, как и раньше, получается из-за того, что доля э.в. π^- -мезонов больше, чем э.в. π^+ -мезонов, а $\langle p_{\perp} \rangle$ э.в.ч. больше, чем $\langle p_{\perp} \rangle$ остальных.

2. из-за частиц роста нии л перех

Рис. 7 а — для 21 ГэВ

(Нап в 2 и ветст 3. доля го вл Н и ост симо здесь може для э $\langle p_{\perp} \rangle$ энерги части ности П мости л-мез [51] помо скую $\langle p_{\perp} \rangle$

П. с точ на яд и рас ядер М. разом

5* Зап

2. В области изменения n_s от 2 к 3 $\langle p_{\perp} \rangle$ для π^- - и π^+ -мезонов уменьшается из-за значительного уменьшения отношения числа э.в.ч. к числу остальных частиц, которое компенсирует уже обсуждавшийся ранее (см. рис. 64, а) рост $\langle p_{\perp} \rangle$ э.в.ч. с ростом множественности. Но при дальнейшем увеличении n_s уменьшение отношения $N_{\text{э.в.ч.}}/N_{\text{остал.}}$ уже не так значительно, как при переходе от $n_s = 2$ к $n_s = 3$ и не может компенсировать роста $\langle p_{\perp} \rangle$ э.в.ч.

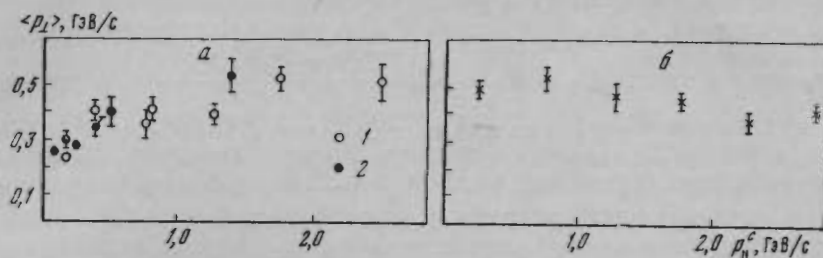


Рис. 76. Зависимость $\langle p_{\perp} \rangle$ от p_{\parallel}^c

а — для π^{\pm} -мезонов из πN -взаимодействий при энергии 60 ГэВ (1) и из pp -взаимодействий при энергии 21 ГэВ (2); б — для протонов из pp -взаимодействий при энергии 21 ГэВ [51]

(Например, для π^- -мезонов отношение $N_{\text{э.в.ч.}}/N_{\text{остал.}}$ падает, примерно, в 2 и в 1,5 раза для интервалов изменения n_s от 2 до 3 и от 3 до 5 соответственно.)

3. При очень больших значениях n_s $\langle p_{\perp} \rangle_{\pi^-}$ сравнивается с $\langle p_{\perp} \rangle_{\pi^+}$, так как доля э.в.ч. при этих множественностях весьма мала и не оказывает заметного влияния.

На рис. 75, б и в приведены зависимости $\langle p_{\perp} \rangle$ от n_s отдельно для э.в.ч. и остальных из pN - [21] и πN -взаимодействий [53]. То, что в работе [53] зависимость $\langle p_{\perp} \rangle$ от n_s для э.в.ч. получилась отличной от других приводимых здесь аналогичных зависимостей (начиная с $n_s = 4$, $\langle p_{\perp} \rangle$ уменьшается) может объясняться тем, что авторы работы [53] брали граничную энергию для э.в.ч., уменьшающуюся с ростом n_s (см. § 2), но данные по зависимости $\langle p_{\perp} \rangle$ от n_s для протонов из pN -взаимодействий (рис. 75, б), где граничная энергия не имела значения, так как проводилась идентификация вторичных частиц, говорят в пользу увеличения $\langle p_{\perp} \rangle$ э.в.ч. с ростом множественности.

Полученная нами для πN -взаимодействий при энергии 60 ГэВ зависимость $\langle p_{\perp} \rangle$ от p_{\parallel}^c хорошо согласуется с аналогичным распределением для π -мезонов из pN -взаимодействий при энергии 21 ГэВ (рис. 76, а) в работе [51]. Эффект уменьшения $\langle p_{\perp} \rangle$ при $p_{\parallel}^c \rightarrow 0$ в этой работе объясняется при помощи расчетов по термодинамической теории [54], дающей кинематическую трактовку этого эффекта. Совершенно другой вид имеет зависимость $\langle p_{\perp} \rangle$ от p_{\parallel}^c для вторичных протонов (рис. 76, б).

§ 4. Коэффициенты неупругости

Парциальные коэффициенты неупругости представляют большой интерес с точки зрения понимания механизма множественного рождения частиц на ядрах, поэтому является очень важным определение средних величин и распределений коэффициентов неупругостей в адрон-нуклонных и адрон-ядерных взаимодействиях.

Мы определяли парциальные коэффициенты неупругости следующим образом:

1. Для экспериментов в сильном магнитном поле в случае, если первичная частица — π^- -мезон, $K_{\pm} = K_{\pi^{\pm}+k^{\pm}+\Sigma^{\pm}+p} = \frac{\sum E_{\pm s}}{E_0}$, где E_0 — энергия первичной частицы, $\sum E_{\pm s}$ — энергия, уносимая релятивистскими заряженными частицами, в том числе и быстрыми протонами. Для взаимодействий на ядрах проводилось вычитание доли энергии, уносимой релятивистскими протонами отдачи (K_{\pm}^*). Подробно процедура учета энергии, уносимой релятивистскими протонами — отдачи, а также быстрыми и медленными нейтронами, будет описана дальше в тексте $K_0 = K_{\pi^0+k^0+\Lambda+n} = \frac{(E_0 - \sum E_{\pm s})}{E_0}$ — для взаимодействий на нуклоне и $K_0 = (E_0 - \sum E_{\pm s} - \sum E_{\pm h} - \sum E_{0h})/E_0$ — для взаимодействий на ядре, где $\sum E_{\pm h}$, $\sum E_{0h}$ — энергия, уносимая медленными заряженными и нейтральными частицами, соответственно. В ряде случаев кроме этого проводилось вычитание доли энергии, уносимой быстрыми нейтронами (K_0^*).

2. Для экспериментов в сильном магнитном поле в случае, если первичная частица протон,

$$K_{\pm} = K_{\pi^{\pm}+k^{\pm}+\Sigma^{\pm}+p} = \frac{\sum E_{\pm s}}{E_0}$$

либо

$$K_{\pm} = K_{\pi^{\pm}+k^{\pm}+\Sigma^{\pm}} = \frac{\sum E_{\pm s} - E_{ps} - E_{ph}}{E_0},$$

где E_{ps} , E_{ph} — энергии первичного и рассеянного протона, соответственно (в случае, если проводилась идентификация частиц)

$$K_0 = K_{\pi^0+k^0+\Lambda} = \frac{E_0 - \sum E_{\pm s} - E_{ps} - E_{ph}}{E_0}$$

определялся только в тех случаях, когда имелись два протона или один быстрый протон.

Для взаимодействий на ядрах, аналогично предыдущему пункту, проводился учет энергии, уносимой медленными частицами

$$K_{\pm}^* = \frac{\sum E_{\pm} - E_{ps} - \sum E_{ph}}{E_0}, \quad K_0^* = \frac{E_0 - \sum E_{\pm s} - E_{ps} - \sum E_{ph} - \sum E_{0h}}{E_0}.$$

3. Для экспериментов без магнитного поля

$$K_{\pm} = K_{\pi^{\pm}+k^{\pm}+\Sigma^{\pm}+p} = \frac{\sum E_{\pm s}}{E_0}, \quad K_0 = K_{\pi^0+k^0+\Lambda+n} = \frac{E_0 - \sum E_{\pm s}}{E_0}.$$

В наших экспериментах без магнитного поля коэффициенты неупругости определялись только для πN - и pN -взаимодействий.

Коэффициенты неупругости во взаимодействиях со свободными и квазисвободными нуклонами эмульсии

Как известно, распределение доли энергии, приходящейся на вторичные нейтральные частицы для πN - и pN -взаимодействий, сильно различаются, что хорошо видно, например, из рис. 77, а, на котором приведены распределения K_0 для πN -взаимодействий с энергией 60 ГэВ и pN -взаимодействий с энергией 21 ГэВ (во втором случае K_0 брался только для тех событий, где имелся идентифицированный быстрый протон). Но если сравнить распределения K_0 для pN -взаимодействий с распределением K_0 для тех событий из πN -взаимодействий, в которых есть з.э.в.ч., то оказывается, что в пределах ошибок они совпадают (рис. 77, б [48]), что может объясняться тем, что в обоих случаях среди вторичных нейтральных частиц не может быть

Рис.
а —
21 Г
в ко
Рис.
(2)
пН-

Рис.
а — п
1 — д
женнь

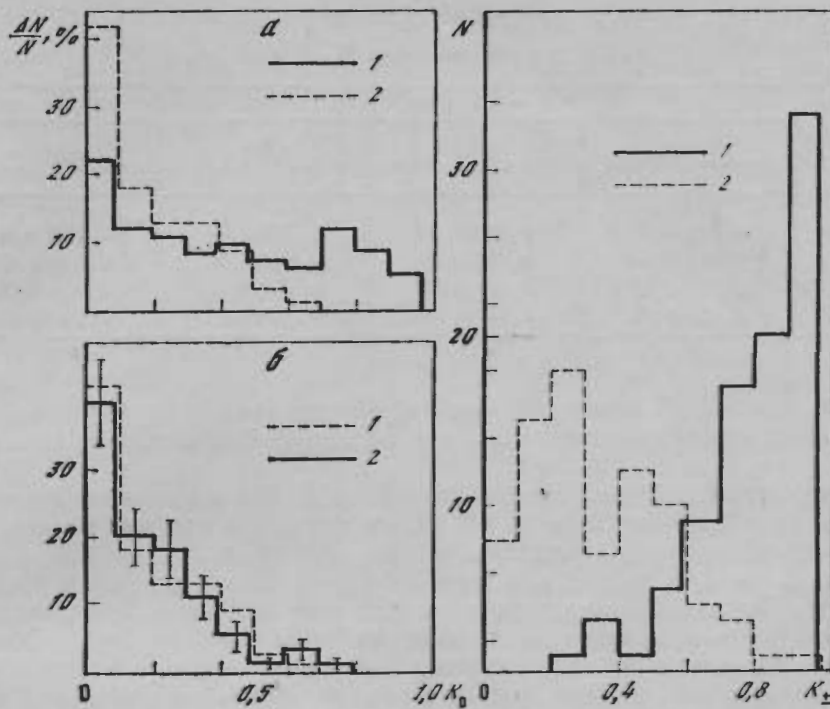


Рис. 77. Распределение K_0

a — для πN -взаимодействий при энергии 60 ГэВ (168 событий) (1), для pN -взаимодействий при энергии 21 ГэВ (2) (349 событий); *б*) для πN -взаимодействий при энергии 60 ГэВ, для той части событий, в которых есть заряженные э.в.ч. (2): 1 — то же, что и для (*a*)

Рис. 78. Распределение K_{\pm} для событий, в которых есть (1), и для событий, в которых нет (2) заряженных э.в.ч.

πN -взаимодействия при энергии 60 ГэВ, $n_{ch} = 1-8$

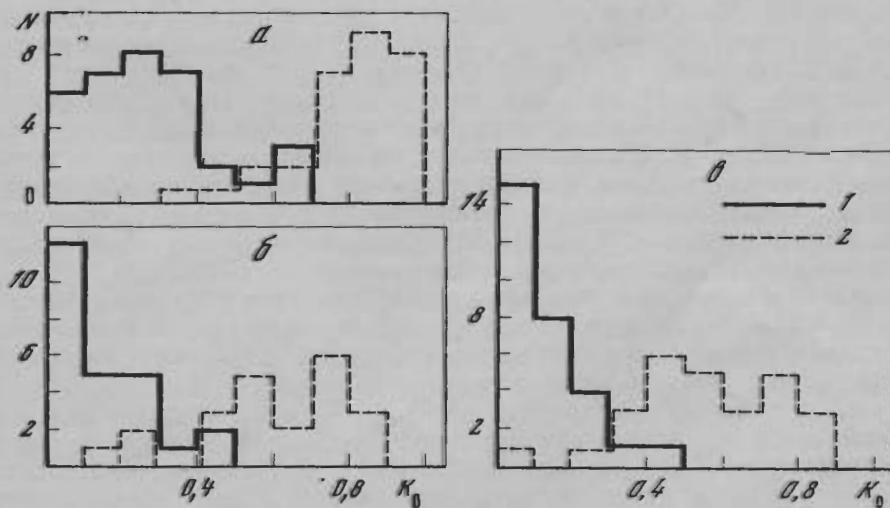


Рис. 79. Распределение K_0

a — $n_{ch} = 1-4$, *б* — $n_{ch} = 5-6$, *в* — $n_{ch} = 7-8$
 1 — для тех событий, в которых есть заряженная э.в.ч., 2 — для тех событий, в которых нет заряженных э.в.ч. πN -взаимодействия при энергии 60 ГэВ

Таблица 18
Средние значения K_0

n_s	$\pi N, 60 \text{ ГэВ}$			$pN, 21 \text{ ГэВ}$
	$\langle K_0 \rangle$ для всех событий	$\langle K_0 \rangle$ для соб. с з.э.в.ч.	$\langle K_0 \rangle$ без з.э.в.ч.	$\langle K_0 \rangle [21]$ события с протоном
1—4	$0,52 \pm 0,06$	$0,29 \pm 0,05$	$0,79 \pm 0,04$	$0,18 \pm 0,01$
5—6	$0,34 \pm 0,02$	$0,13 \pm 0,04$	$0,59 \pm 0,06$	$0,20 \pm 0,02$
7—8	$0,32 \pm 0,03$	$0,11 \pm 0,03$	$0,55 \pm 0,07$	$0,11 \pm 0,03$
1—8	$0,40 \pm 0,02$	$0,19 \pm 0,04$	$0,67 \pm 0,05$	$0,16 \pm 0,01$

э.в.ч., так как из πN -взаимодействий отобраны только те события, где э.в.ч. имеется среди заряженных, а в pN -взаимодействиях э.в.ч. является протон.

Для πN -взаимодействий распределение по K_0 было построено отдельно для тех событий, в которых есть з.э.в.ч. и для тех, в которых их нет; оба распределения хорошо разделились (см. рис. 78). $\langle K_0 \rangle_{\text{с з.э.в.ч.}} = 0,19 \pm 0,01$ и $\langle K_0 \rangle_{\text{без з.э.в.ч.}} = 0,67 \pm 0,04$, т. е. в тех событиях, где нет заряженной э.в.ч., существует большая вероятность того, что она есть среди нейтральных.

Рассмотрим теперь распределения K_0 для разных групп множественности, по-прежнему разделив их на две группы: события с з.э.в.ч. и без нее.

Как видно из рис. 79, для группы с множественностью заряженных частиц 1—4 два максимума, соответствующие этим группам, хорошо заметны даже если такого разделения специально не проводить. Если исходить из подобия свойств заряженных и нейтральных π -мезонов, то их число при $n_s = 1 \div 4$ должно быть примерно равным. Провал в распределении K_0 в области от 0,4 до 0,7 получается благодаря тому, что э.в.ч. при малых множественностях чаще всего не больше одной на звезду и ее средняя энергия $\sim 0,55E_0$, поэтому если э.в.ч. заряжена, то $K_0 < 0,45$, а если нейтральная, то $K_0 > 0,55$.

С ростом множественности распределения K_0 как для группы событий с з.э.в.ч., так и для группы событий без з.э.в.ч. смещаются в область меньших значений и становятся менее четкими. Среднее значение K_0 с ростом множественности уменьшается (см. табл. 18).

Уменьшение среднего значения коэффициента неупругости с ростом множественности было получено нами для πN -взаимодействий при энергиях 50 ГэВ [6] и 17 ГэВ [55]. В предположении, что свойства заряженных и нейтральных мезонов одинаковы, приходим к выводу о том, что отношение среднего числа нейтральных мезонов к среднему числу заряженных уменьшается с ростом множественности. В работе [56] это подтверждается также частотой наблюдения пар Далица от распада π^0 -мезонов.

Для πN -взаимодействий при энергии 50 ГэВ [6] и pN -взаимодействий при энергии 21 ГэВ [21] изучались не только доли энергии, передаваемые в нейтральные частицы, но и доли энергии, уносимые отдельно положительно и отрицательно заряженными вторичными частицами.

На рис. 80 приведены распределения по K_+ , K_- и K_0 , полученные в этих экспериментах, для различных групп множественностей. Из рисунка видно, что распределения K_+ , K_- и K_0 для pN -взаимодействий довольно близки; очень близки также между собой распределения для K_- и K_0 из πN -взаимодействий, в то время как распределение для K_+ значительно смещено в область малых значений, все это может быть хорошо объяснено уже приводившимся ранее рассуждениями в соотношении между э.в.ч. с разными знаками зарядов (см. гл. IV, § 2).

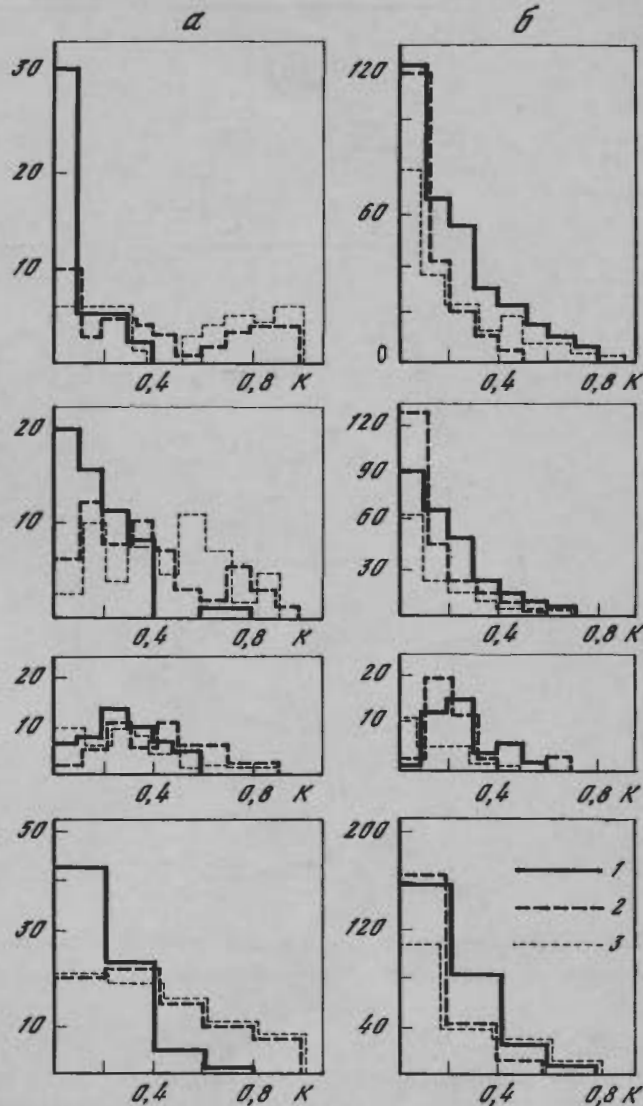


Рис. 80. Распределения коэффициентов неупругости *a* — для πN -взаимодействий при энергии 50 ГэВ, *б* — для pN -взаимодействий при энергии 21 ГэВ для разных групп множественностей сверху вниз, $n_{ch} = 1-3$, $n_{ch} = 4-6$, $n_{ch} \geq 7$, $n_{ch} \geq 1$, 1 — K_+ , 2 — K_- , 3 — K_0 .

Приведенные на рис. 81 распределения коэффициентов неупругости для положительно и отрицательно заряженных вторичных частиц из πN - и pN -взаимодействий при энергии 40 ГэВ/с, полученные на большой статистике [57], хорошо согласуются с нашими данными.

Полученное расхождение для распределений коэффициентов неупругости для положительно и отрицательно заряженных вторичных частиц из πN -взаимодействий полностью исчезает (см. рис. 82), если распределение для K_+ сравнивать с распределениями для K'_- , которые получают следующим образом: $K'_- = (\Sigma E_- - E_{max}^-)/E_0$, где E_{max}^- — энергия, уносимая частицей с максимальным импульсом, большим $0,3p_0$.

Интересным представляется также существенное изменение в характере распределения доли энергии, передаваемой вновь рожденным частицам ($K_{\pm} + K_0$) при переходе от малых множественностей к большим для тех pN -взаимодействий, в которых есть вторичный протон, вылетающий в СЦМ вперед (см. рис. 83 [59]). С ростом множественности это распределение значительно смещается в область больших значений ($K_{\pm} + K_0$). Поскольку ($K_{\pm} +$

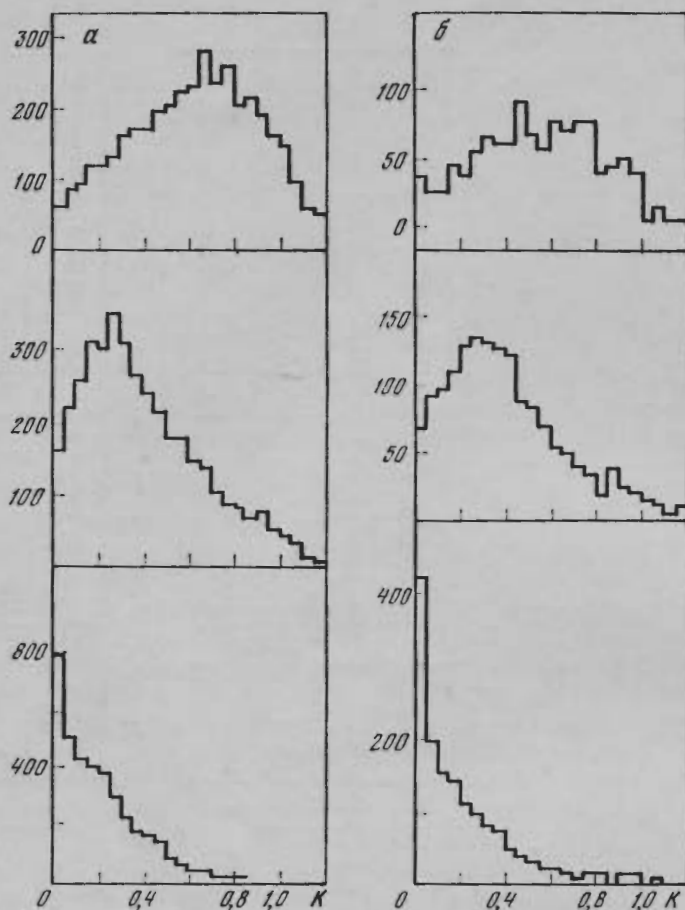


Рис. 81. Распределения парциальных коэффициентов неупругости для
 а — p -взаимодействий и б — π -взаимодействий при энергии 40 ГэВ (сверху вниз K_{\pm} , K_{-} и K_{+})

$+ K_0) = 1 - E_p/E_0$, то увеличение $(K_{\pm} + K_0)$ с ростом множественности означает уменьшение доли энергии, остающейся у протона (см. рис. 84 [59]). Хотелось отметить, что средняя доля энергии, приходящаяся на один вторичный π^{\pm} -мезон, также вылетающий вперед в СЦМ, в пределах ошибок от множественности не зависит (рис. 84).

Коэффициенты неупругости в пион-ядерных взаимодействиях при энергии 17 и 50 ГэВ

Большой интерес представляет вопрос о коэффициенте неупругости в адрон-ядерных взаимодействиях в зависимости от ядра мишени, от числа медленных частиц. В связи с этим коэффициенты неупругости в пион-ядерных взаимодействиях при энергиях 17 и 50 ГэВ изучались для трех групп n , $1 \leq n_h \leq 6$, $n_h \geq 7$.

Доля быстрых протонов и их средняя энергия определялись из импульсных спектров положительно и отрицательно заряженных частиц в области значений импульсов $1 \div 4$ ГэВ/с (см. рис. 85). Эти спектры рассматривались отдельно для каждой группы и был определен избыток положительно заряженных частиц на звезду и их средняя энергия.

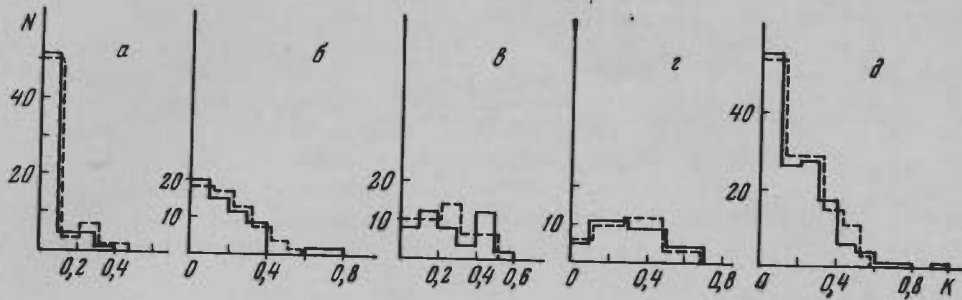


Рис. 82. Распределение парциальных коэффициентов неупругости для πN -взаимодействий при энергии 50 ГэВ для разных групп множественностей

а — $n_{ch} = 1, 2$,
 б — $n_{ch} = 3, 4$,
 в — $n_{ch} = 5, 6$,
 г — $n_{ch} = 7, 8$,
 д — $n_{ch} = 1-8$. Пунктирная линия — K_+ , сплошная — K_- (без одной частицы с $r \geq 0,3 p_0$)

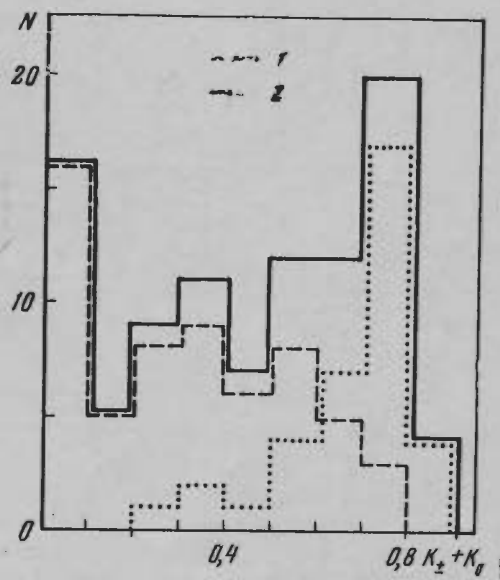


Рис. 83. Распределение по величине $K = (P_0 - P_{np} - P_{sh})/P_0$ для pN -взаимодействий при энергии 24 ГэВ для тех событий, в которых есть вылетающий вперед в СЦМ протон. Пунктирная линия — $n_{ch} = 2-4$ (60 событий), сплошная — $n_{ch} \geq 5$ (39 событий)

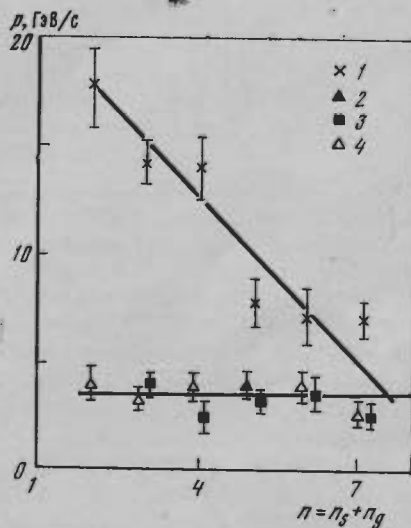


Рис. 84. Зависимость средней энергии вторичных частиц из pN -взаимодействий при энергии 24 ГэВ от $n = n_s + n_g$, вылетающих в СЦМ вперед протонов (1), π^- -мезонов (2), π^+ -мезонов (3)

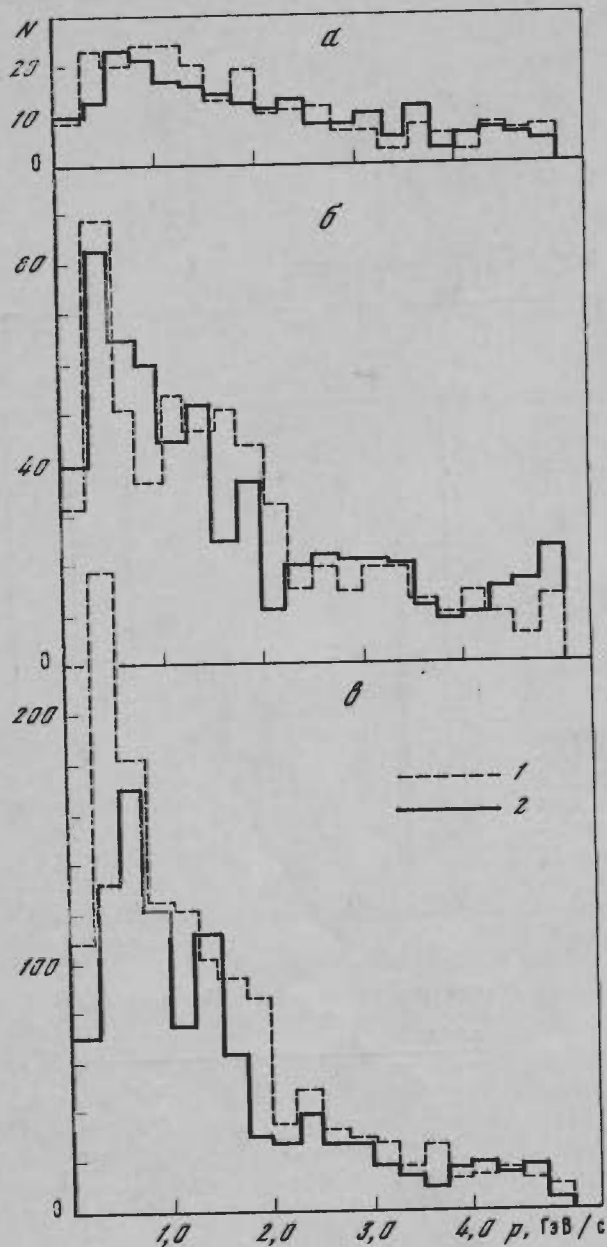


Рис. 85. Распределения по импульсам вторичных частиц из взаимодействий π^- -мезонов с энергией 50 ГэВ для групп π^-N (а), $1 \leq n_h \leq 6$ (б), $n_h \geq 7$ (в) в интервале от 1 до 5 ГэВ/с π^+ -мезонов (1), π^- -мезонов (2)

Получилось, что для групп πN и $1 \leq n_h \leq 6$ этот избыток незначителен, $\sim (0,1 \div 0,2) \pm 0,1$ — частицы на звезду, для группы $n_h \geq 7$ в области значений импульсов 1–4 ГэВ/с избыток положительно заряженных частиц $0,7 \pm 0,1$ частицы на звезду, уносящих в среднем энергию 1 ГэВ. Эти частицы мы считаем протонами и, таким образом, получаем долю энергии, уносимой релятивистскими протонами (см. табл. 23).

Для подведения энергетического баланса взаимодействия необходим учет энергии, уносимой медленными частицами. Оценка доли энергии, уносимой сильноионизирующими частицами, была проведена для пион-ядерных взаимодействий при энергии 17 ГэВ [23], полученные распределения по ионизации частиц, образующих серые следы, даны на рис. 86. Для групп

$1 \leq n_h \leq 6$ и $n_h \geq 7$ на одну медленную частицу в среднем приходится ~ 120 МэВ, для $\pi N \sim 150$ МэВ. Средняя энергия, уносимая медленными заряженными частицами, составляет 30 МэВ для πN -группы, 84 МэВ — для группы $1 \leq n_h \leq 6$ и 330 МэВ — для группы $n_h \geq 7$. Очень медленные частицы (черные следы) уносят в среднем энергию около 20 МэВ и 80 МэВ для групп $1 \leq n_h \leq 6$ и $n_h \geq 7$ соответственно.

Для оценки доли энергии, уносимой нейтронами, предполагалось, что:

- 1) все серые следы являются протонами,
- 2) для групп πN и $1 \leq n_h \leq 6$ числа вторичных протонов и нейтронов одинаковы, для группы $n_h \geq 7$ $N_n/N_p = 1,25$,

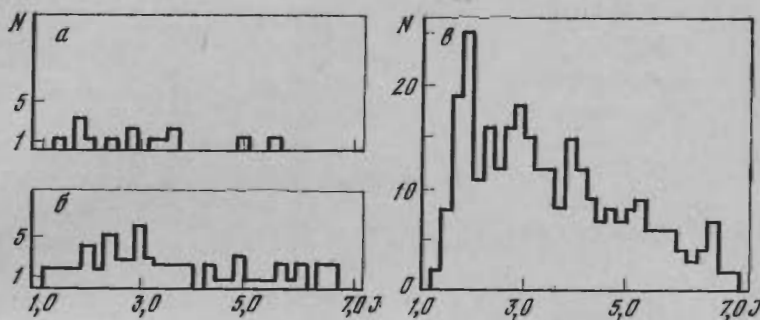


Рис. 86. Распределения по ионизации частиц, образующих серые следы для различных групп π^- -мезонных взаимодействий при энергии 17 ГэВ
 а — πN , б — $1 \leq n_h \leq 6$, в — $n_h \geq 7$

3) средние энергии протонов и нейтронов одинаковы.

Значения средних величин парциальных коэффициентов неупругости приведены в табл. 19, из которой следует:

1) Полная доля энергии, уносимая всеми заряженными частицами, в пределах ошибок эксперимента одинакова для всех групп взаимодействий.

2) K_- — для группы взаимодействия $n_h \geq 7$ меньше, чем для группы πN , что указывает на повторное взаимодействие сохранившейся частицы в части событий группы $n_h \geq 7$.

3) K_+ и K'_- (при исключении одной частицы с $p_i \geq 0,3 p_0$) в пределах ошибок одинаковы и показывают слабую A -зависимость. Учитывая ядерный состав фотоэмульсии и предположив A -зависимость коэффициентов неупругости K_+ и K'_- — в виде A^α при переходе от легких ядер CNO к тяжелым AgBr, получаем $\alpha \approx 0,05 \pm 0,01$. K_0 в пределах ошибок не зависит от A . K_- с ростом A уменьшается.

Такое поведение парциальных коэффициентов неупругости в зависимости от A можно объяснить следующим образом: каждый из коэффициентов неупругости K_+ , K_- и K_0 складывается из двух частей K_1 и K_2 , где K_1 — доля энергии, приходящаяся на э.в.ч. данного знака заряда, а K_2 — доля энергии, приходящаяся на остальные вторичные частицы. Как K_1 , так и K_2 с ростом A меняются, их поведение в зависимости от A представлено на рис. 87. Проставленные на этом рисунке точки для значений K_+ , K_- , K_0 получены в эксперименте, кривые для соответствующих значений K_1 и K_2 проводились условно для качественного объяснения, но требовалось, чтобы они удовлетворяли следующим условиям:

$$1. K_+ = K_1^+ + K_2^+, K_- = K_1^- + K_2^-, K_0 = K_1^0 + K_2^0,$$

$$2. K_2^+ = K_2^- = K_2^0 \text{ для всех значений } A.$$

Увеличение K_2 с ростом A происходит за счет повторного взаимодействия сохранившихся π^- -мезонов и рождения дополнительного числа вторичных

Таблица 19

Парциальные коэффициенты неупругости для взаимодействий π^- -мезонов с энергией 50 ГэВ

	$\pi-N$	$1 \leq n_h \leq 6$	$n_h \geq 7$
$K_{(+)}$	$0,20 \pm 0,01$	$0,22 \pm 0,01$	$0,27 \pm 0,01$
$K_{(-)}$	$0,41 \pm 0,01$	$0,42 \pm 0,01$	$0,31 \pm 0,01$
$K'_{(-)*}$	$0,22 \pm 0,01$	$0,25 \pm 0,01$	$0,27 \pm 0,01$
$K_{(\pm)}$	$0,61 \pm 0,02$	$0,64 \pm 0,01$	$0,58 \pm 0,02$
	$[0,67 \pm 0,02]$	$[0,63 \pm 0,02]$	$[0,58 \pm 0,03]$
$K'_{(\pm)**}$	$0,42 \pm 0,02$	$0,47 \pm 0,01$	$0,53 \pm 0,02$
	$(0,42 \pm 0,02)$	$(0,46 \pm 0,01)$	$(0,51 \pm 0,02)$ — без релятивистских протонов отдачи,
	$[0,33 \pm 0,02]$	$[0,30 \pm 0,02]$	$[0,42 \pm 0,02]$
$K_{(0)}$	$0,39 \pm 0,02$	$0,35 \pm 0,01$	$0,41 \pm 0,02$
$K_{\pi^0+K^0+\Lambda^0}$	$(0,38 \pm 0,02)$	$(0,34 \pm 0,01)$	$(0,38 \pm 0,02)$ — без быстрых и медленных нейтронов
	$[0,33 \pm 0,02]$	$[0,37 \pm 0,03]$	$[0,35 \pm 0,03]$
$N_{\text{эВ}}$	143 ***	269	266

* При исключении избыточной $\pi \rightarrow$ с $p \geq 0,3p_0$.

** При исключении избыточной $\pi \rightarrow$ с $p \geq 0,3p_0$ и быстрых протонов.

*** На длине π^- — ядро 92 взаимодействия.

В квадратных скобках даны соответствующие значения для взаимодействий π^- -мезонов с энергией 17 ГэВ.

не э.в.ч. K_1^+ и K_1^0 с ростом A не меняется или незначительно падает из-за небольшого уменьшения средней энергии э.в.ч. с ростом A , а K_1^- с ростом A уменьшается, как уже указывалось, из-за повторного взаимодействия сохранившейся частицы.

Рис. 88 показывает изменение распределений парциальных коэффициентов неупругости по мере перехода ко все более тяжелым ядрам — если для группы πN распределения для K_- и K_0 очень похожи, а распределение для K_+ по сравнению с ними имеет большой избыток событий с малыми значениями K , то по мере перехода к группе $n_h \geq 7$ распределение для K_+ почти не меняется, распределение для K_- — становится все более похожим на распределение для K_+ , распределение для K_0 стремится к симметричному с максимумом в области $K \sim 0,5$.

Распределения для K_{\pm} заметно отличаются не только при переходе от группы πN к группе $n_h \geq 7$, но и внутри каждой группы для разных интервалов множественности (рис. 89 и 90.) С ростом множественности увеличивается доля событий с большими значениями K_{\pm} для всех трех групп. Различие распределений при данной множественности для разных групп (рис. 89 и 90) исчезает, если из K_{\pm} исключить долю энергии, уносимую в каждом взаимодействии отрицательно заряженной частицей с импульсом, большим $0,3P_0$ (конечно, если такая частица в данном взаимодействии есть). Распределения для таких коэффициентов неупругости (K'_{\pm}) приведены на рис. 91 и 92.

Зависимости средней доли энергии, уносимой отдельно отрицательно заряженными, положительно заряженными и нейтральными частицами от множественности для каждой их трех групп, показаны на рис. 93. Для всех трех групп K_- и K_0 с ростом множественности падают, а K_+ — растет, и при достаточно больших множественностях все три парциальных коэф-

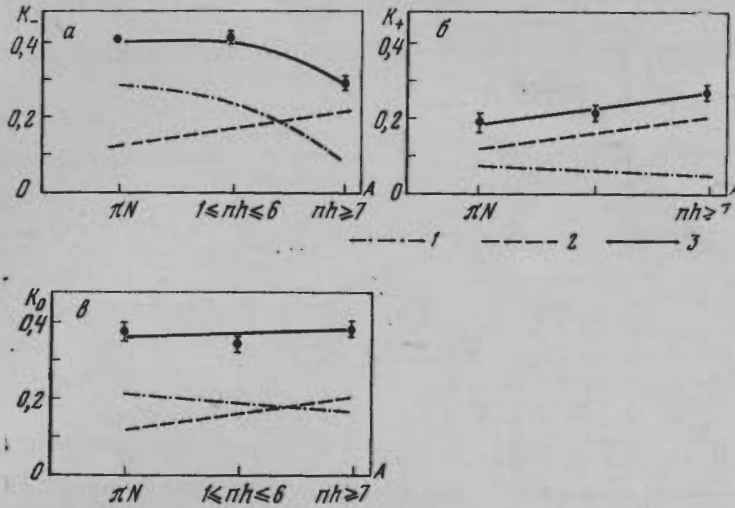


Рис. 87. Схематическое изображение зависимости от атомного номера ядра мишени частичных коэффициентов неупругостей (3) и их слагаемых от э.в.ч. (1) и от остальных вторичных частиц (2)

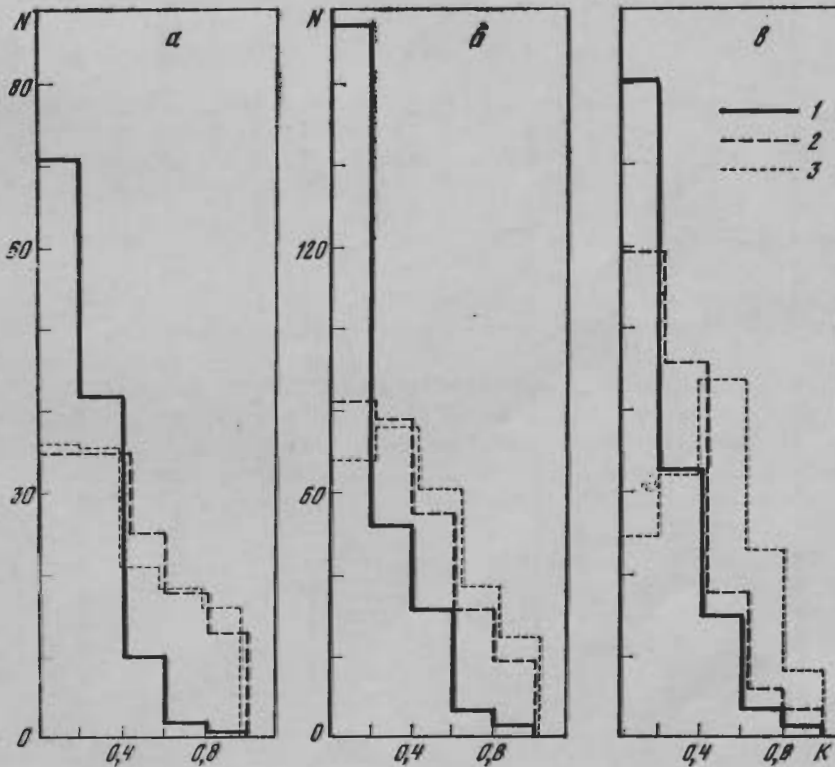


Рис. 88. Распределения частичных коэффициентов неупругости для различных групп $\pi^- N$ (а), $1 \leq n_h \leq 6$ (б), $n_h \geq 7$ (в) взаимодействий π^- -мезонов с энергией 50 ГэВ
1 — K_+ , 2 — K_- , 3 — K_0

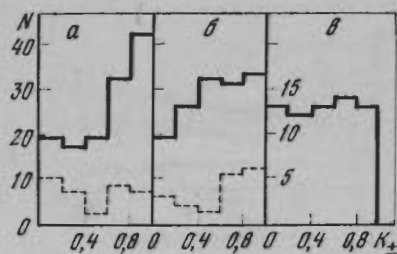


Рис. 89. Распределения K_{\pm} для различных групп

$a - \pi N^-$,
 $b - 1 \leq n_h \leq 6$,
 $c - n_h \geq 7$ -взаимодействий π -мезонов с энергией 50 ГэВ.
 Верхний ряд — $n_{\pm} \leq 6$, нижний ряд — $n_{\pm} \geq 7$, пунктир — $n_{\pm} = 1-2$

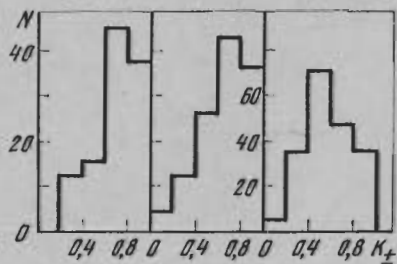


Рис. 90. Распределения K_{\pm} для различных групп

$a - \pi N^-$, $b - 1 \leq n_h \leq 6$,
 $c - n_h \geq 7$ -взаимодействий π -мезонов с энергией 17 ГэВ.
 Верхний ряд $n_{\pm} \leq 5$, нижний ряд $n_{\pm} \geq 6$
 1 — события без заряженной э.в.ч.,
 2 — события с заряженной э.в.ч.

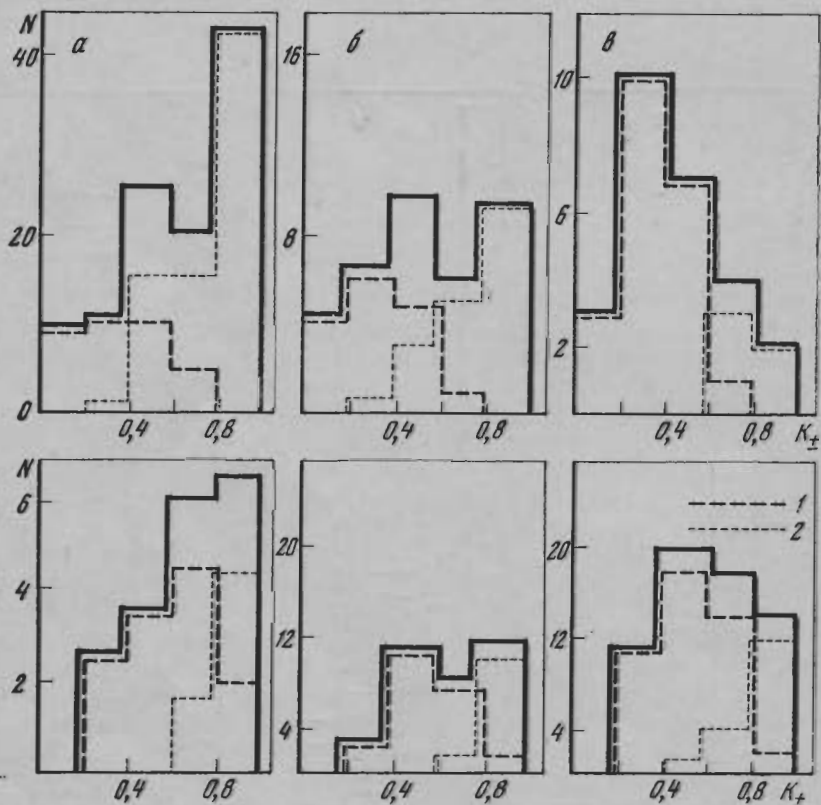


Рис. 91.
 $c p \geq 0$,
 $a - \pi N^-$,
 Верхний

Рис. 92.
 $c p \geq 0$,
 $a - \pi N^-$,
 Верхний

1. У
 рис. 69
 тельно
 2. У
 с э.в.ч.
 между
 3. Р
 и $n_h \geq$
 шихся
 Воз
 взаимо
 смотрел
 выделе
 для вза
 (8), кот
 ное раз
 зависимо
 об отсу
 зависимо
 повтор
 события
 интерва
 вит 30,

коэффициента неупругости стремятся к одному и тому же значению), хотя для групп πN и $1 \leq n_h \leq 6$ зависимости K_- и K_0 от множественности близки между собой, а для группы $n_h \geq 7$ зависимость K_- от множественности становится ближе к зависимости от множественности для K_+ . Такое поведение парциальных коэффициентов неупругости может быть вызвано следующими причинами:

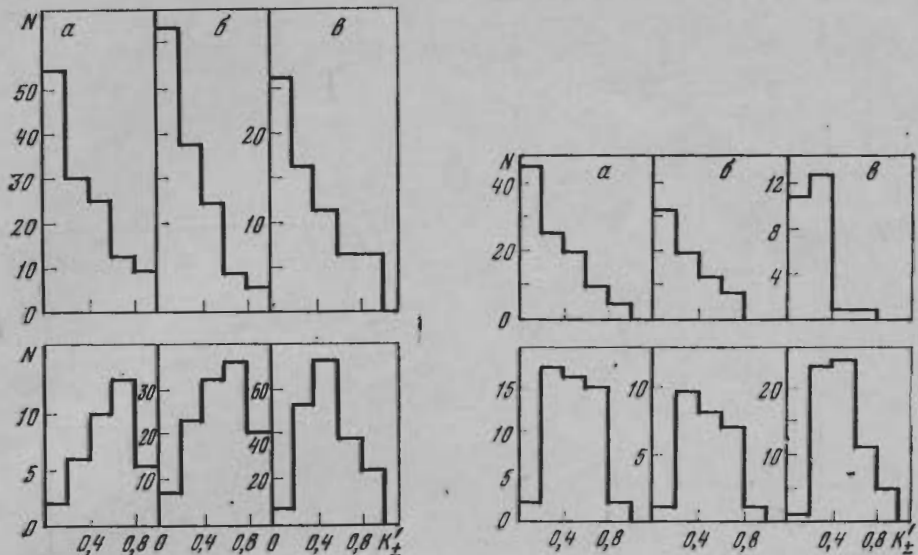


Рис. 91. Распределения коэффициентов K_{\pm} (без одной отрицательно заряженной частицы с $p \geq 0,3p_0$) для трех групп

$a - \pi N$, $b - 1 \leq n_h \leq 6$, $v - n_h \geq 7$ - взаимодействий π -мезонов с энергией 50 ГэВ
Верхний ряд $n_{\pm} \leq 6$, нижний ряд $n_{\pm} \geq 7$

Рис. 92. Распределения коэффициентов K_{\pm} (без одной отрицательно заряженной частицы с $p \geq 0,3p_0$) для трех групп

$a - \pi N$, $b - 1 \leq n_h \leq 6$, $v - n_h \geq 7$ - взаимодействий π -мезонов с энергией 17 ГэВ
Верхний ряд $n_{\pm} \leq 5$, нижний ряд $n_{\pm} \geq 6$

1. Уменьшение с ростом множественности средней энергии э.в.ч. (см. рис. 69, б), вклад которых особенно велик в коэффициенты K_0 и K_- и значительно меньше в K_+ .

2. Уменьшение с ростом множественности относительного числа звезд с э.в.ч., за счет чего происходит более равномерное распределение энергии между вторичными частицами разных знаков заряда.

3. Различие в поведении K_- для групп πN и $1 \leq n_h \leq 6$, с одной стороны, и $n_h \geq 7$, с другой, получается из-за повторного взаимодействия сохранившихся частиц на тяжелых ядрах.

Возможность повторного взаимодействия сохранившихся частиц при взаимодействиях на тяжелых ядрах находит свое подтверждение и при рассмотрении зависимостей от истинной скорости отношения разностей энерговыделения в отрицательно и положительно заряженные вторичные частицы для взаимодействий на ядре по отношению к взаимодействиям на нуклоне (б), которые представлены на рис. 94. Из рисунка хорошо видно значительное различие этих зависимостей для групп $1 \leq n_h \leq 6$ и $n_h \geq 7$: если зависимость б от скорости для группы $1 \leq n_h \leq 6$ позволяет сделать заключение об отсутствии вторичных взаимодействий сохранившихся частиц, то зависимость б от скорости для группы $n_h \geq 7$ не только указывает на их повторное взаимодействие, но и позволяет приблизительно оценить долю событий, в которых произошло это повторное взаимодействие для разных интервалов скоростей: в интервалах скоростей 3—4, 4—5, 5—6 эта доля составит 30, 60 и 90 % соответственно (см. рис. 94, б).

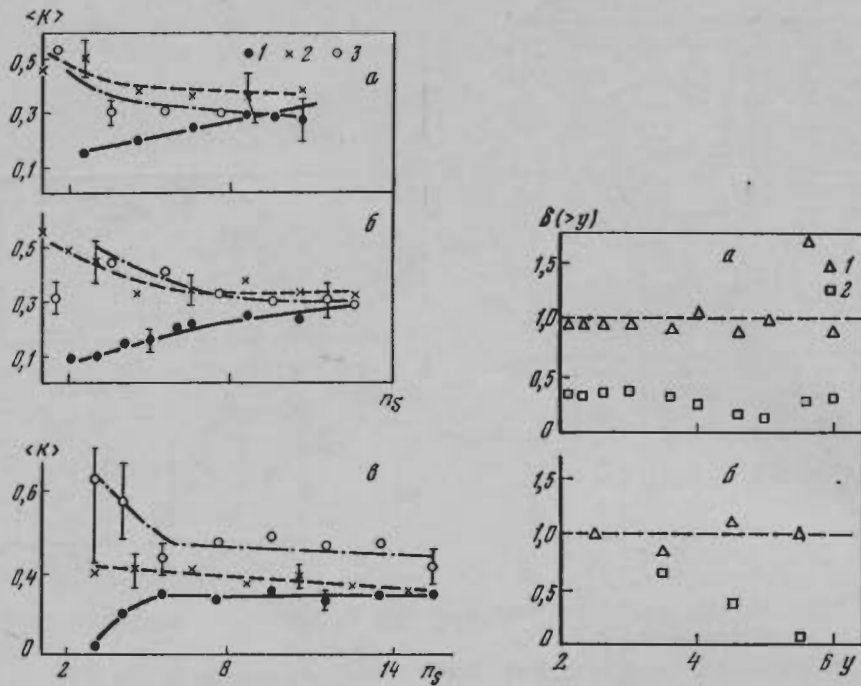


Рис. 93. Зависимость парциальных коэффициентов неупругости от множественности для трех групп
 а — π -N-, б — $1 \leq n_h \leq 6$ -, в — $n_h \geq 7$ -взаимодействий π -мезонов с энергией 50 ГэВ
 1 — K_+ , 2 — K_- , 3 — K_0

Рис. 94. Зависимости величины $\delta = \frac{(\sum p_- - \sum p_+)_{\perp A}}{(\sum p_- - \sum p_+)_{\perp N}}$ от истинной быстроты y для взаимодействий π -мезонов с энергией 50 ГэВ
 Интегральная (а), дифференциальная (б) — для групп 1 — $1 \leq n_h \leq 6$, 2 — $n_h \geq 7$

Коэффициенты неупругости в протон-ядерных и пион-ядерных взаимодействиях при энергии 200 ГэВ

В протон-ядерных и пион-ядерных взаимодействиях при энергии 200 ГэВ коэффициенты неупругости были определены в предположении постоянства среднего поперечного импульса вторичных частиц [34]. Рассматривались величины

$$\langle K_1 \rangle = \left\langle \sum_{i=1}^n 1/\sin^2 \theta_i \right\rangle \quad \text{и} \quad \langle K_2 \rangle = \left\langle \sum_{i=1}^n 1/\sin \theta_i \right\rangle$$

(при исключении вторичной частицы, вылетающей под минимальным углом). Тогда средняя доля энергии, уносимая всеми заряженными частицами, будет $\langle p_{\perp} \rangle \langle K_1 \rangle / p_0$, а доля энергии, уносимая всеми вновь рожденными частицами, $K = 1,5 \langle p_{\perp} \rangle \langle K_2 \rangle / p_0$. Полученные таким образом средние значения $\langle K_1 \rangle$, $\langle K_2 \rangle$, а также $\langle K_1 \rangle - \langle K_2 \rangle$ для различных групп взаимодействий приведены в табл. 20. Распределение по величине K_1 , полученной для индивидуального события для различных групп протон-ядерных взаимодействий, приведено на рис. 95, на рис. 96 приведена зависимость средних значений $\langle K_1 \rangle$, $\langle K_2 \rangle$ и $\langle K_1 \rangle - \langle K_2 \rangle$ от числа медленных частиц n_g для взаимодействий группы $n_h \geq 7$. Для пион-ядерных взаимодействий аналогичные распределения в пределах ошибок не отличаются от приведенных,

Таблица 20

Средние значения коэффициентов неупругости для различных групп *pA*- и *пA*-взаимодействий при 200 ГэВ

	<i>pp</i> <i>πp</i>	«I»	«T ₁ »	«T ₂ »	Первичная частица
<i>N</i> — число событий	630 611	313 745	442 1424	644 1948	<i>p</i> <i>π</i>
$\langle K_1 \rangle = \left\langle \sum_{i=1}^n 1/\sin\theta_i \right\rangle$	383±9 400±9	382±12 375±8	378±10 381±6	382±8 376±5	<i>p</i> <i>π</i>
$\langle K_2 \rangle = \left\langle \sum_{i=2}^n 1/\sin\theta_i \right\rangle$	206±5 208±6	207±8 200±5	202±7 210±4	235±5 227±3	<i>p</i> <i>π</i>
$\langle K_1 \rangle - \langle K_2 \rangle$	207±10 192±11	175±15 175±9	176±12 171±7	147±9 149±6	<i>p</i> <i>π</i>
$\langle p_{\perp} \rangle \langle K_1 \rangle$, ГэВ/с	134±4	134±4	132±4	133±3	<i>p</i>
$\langle p_{\perp} \rangle \langle K_2 \rangle$, ГэВ/с	140±4 62±2	131±3 72±3	133±3 71±3	131±2 82±2	<i>π</i> <i>p</i>
$\langle K \rangle = 1,5 \langle p_{\perp} \rangle \langle K_2 \rangle / p_0$, $\langle p_{\perp} \rangle = 0,35$ ГэВ/с	73±3 0,47±0,02	70±2 0,54±0,03	74±2 0,50±0,03	80±1 0,62±0,02	<i>π</i> <i>p</i>
	0,55±0,03	0,53±0,02	0,56±0,02	0,60±0,01	<i>π</i>
	CNO		AgBr		
$\langle K \rangle$	0,52±0,03 0,54±0,03		0,56±0,03 0,58±0,02		<i>p</i> <i>π</i>

так же как не отличаются в пределах ошибок средние значения $\langle K_1 \rangle$, $\langle K_2 \rangle$ и $\langle K_1 \rangle - \langle K_2 \rangle$ для пион-ядерных и протон-ядерных взаимодействий.

Из анализа рис. 95 и 96 и табл. 20 следует, что $\langle K_1 \rangle$ не зависит ни от атомного номера, ни от числа медленных частиц n_g (аналогично, нет зависимости от n_h). Среднее значение $\langle K_2 \rangle$, а значит и полный коэффициент неупругости, K , в пределах ошибок не зависят от атомного номера, однако, несколько увеличиваются при переходе от событий группы $1 \leq n_h \leq 6$ к событиям группы $n_h \geq 7$, что, как и в предыдущем разделе, может быть объяснено повторным взаимодействием сохранившейся частицы внутри ядра в доле событий из группы $n_h \geq 7$. Для более детального выяснения особенностей взаимодействия лидирующей частицы с нуклонами ядра необходимо знать импульсы вторичных частиц, вылетающих под малыми углами.

Таким образом, подробное рассмотрение парциальных коэффициентов неупругости противоречит гипотезе о полной пассивности первичного пиона после соударения с ядром и позволяет получить важную информацию об особенностях взаимодействия частиц с ядрами.

Выводы

1. Во взаимодействиях адронов с нуклонами и ядрами существует выделенная по своим характеристикам группа частиц — энергетически выделенные частицы (э.в.ч.) — которые, по-видимому, рождаются при распаде возбужденной системы, непосредственно связанной с налетающей частицей, либо являются сохранившимися налетающими частицами.

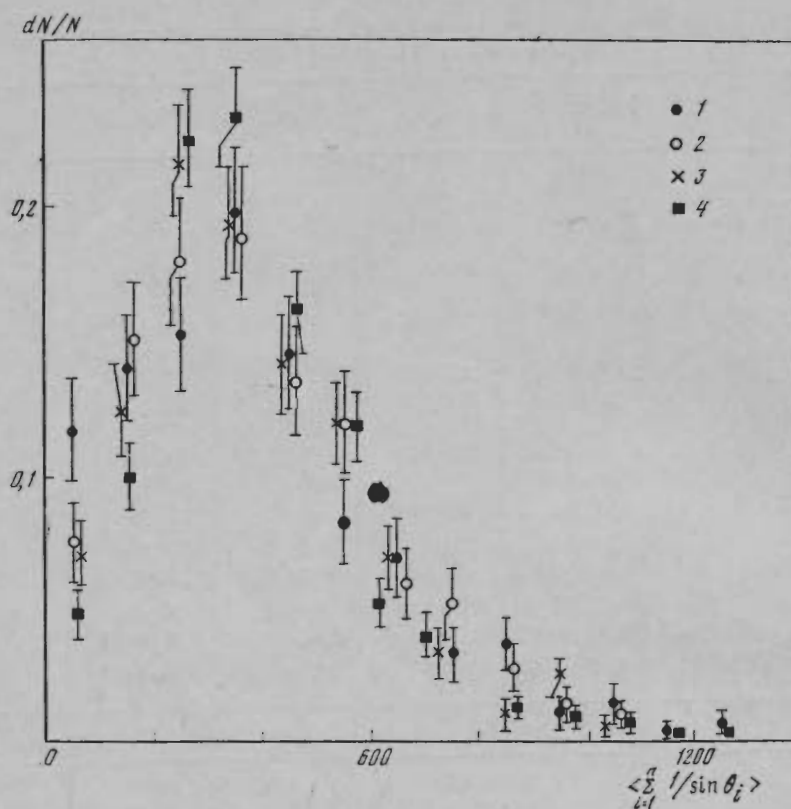
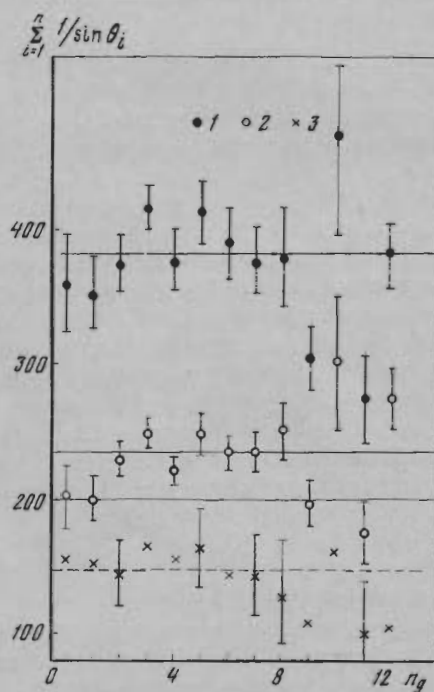


Рис. 95. Распределение событий по $\sum_{i=1}^n 1/\sin \theta_i$ для взаимодействий протонов с энергией 200 ГэВ для групп

1 - pN ,
 2 - $n_h \geq 7$ } - $1 \leq n_h \leq 6$,

Рис. 96. Зависимость величин $\langle K_1 \rangle$ (1), $\langle K_2 \rangle$ (2) и $\langle K_1 - K_2 \rangle$ (3) от n_g для группы $n_h \geq 7$ из взаимодействий протонов с энергией 200 ГэВ



Для всех э.в.ч., рождающихся как во взаимодействиях протонов, так и π -мезонов, характерны большие значения $\langle p \rangle$, $\langle p_{\perp} \rangle$ и меньшие значения $\langle \theta \rangle$, чем у остальных вторичных частиц; импульсные спектры э.в.ч. по p и p_{\perp} более «жесткие», $\langle p_{\perp} \rangle$ линейно растет с ростом θ_{\perp} .

2. Для заряженных э.в.ч. из πN -взаимодействий (60 ГэВ) и pN -взаимодействий (67 ГэВ), отбирившихся по критерию $p_i \geq 0,3 p_0$, были получены:

а) близкие значения доли э.в.ч. на звезду ($\sim 0,5$), незначительно уменьшающиеся с ростом n_{ch} ;

б) в пределах ошибок совпадающие значения $\langle p \rangle$, $\langle p_{\perp} \rangle$ и $\langle \theta_{\perp} \rangle$;

в) хорошо согласующиеся зависимости $\langle p \rangle$ от n_{ch} и θ_{\perp} , p_{\perp} от n_{ch} и θ_{\perp} и т. п.

Таким образом, характеристики заряженных э.в.ч., по-видимому, не зависят от природы первичной частицы, хотя в πN -взаимодействиях э.в.ч. являются π -мезоны, а в pN -протоны.

3. Для части πN -взаимодействий при энергии 60 ГэВ с $\Sigma E_{\pm} \leq 0,4 E_0$ (такие события составляют 25% от всех) и $n_{ch} = 1 \div 5$ был проведен поиск e^+e^- -пар (на расстоянии 1,7 рад. ед. от звезды, в пределах $\pm 2 \div 4^\circ$) с целью обнаружения э.в. π^0 -мезонов и определения их характеристик. Было показано, что во взаимодействиях этой группы есть не менее одного э.в. π^0 -мезона, характеристики которых хорошо согласуются с характеристиками заряженных э.в.ч.:

$$\left. \begin{aligned} \langle p \rangle_{\text{э.в. } \pi^0} &= (31 \pm 3) \text{ ГэВ/с}, \quad \langle p \rangle_{\text{э.в. } \pi^{\pm}} = (30 \pm 2) \text{ ГэВ/с} \\ \langle p_{\perp} \rangle_{\text{э.в. } \pi^0} &= (0,45 \pm 0,07) \text{ ГэВ/с}, \quad \langle p_{\perp} \rangle_{\text{э.в. } \pi^{\pm}} = 0,48 \pm 0,03 \\ \langle \theta_{\perp} \rangle_{\text{э.в. } \pi^0} &= 0,9^\circ \pm 0,2^\circ, \quad \langle \theta_{\perp} \rangle_{\text{э.в. } \pi^{\pm}} = 1^\circ \pm 0,1^\circ \end{aligned} \right\} \begin{array}{l} \text{при} \\ \theta_{\perp}^0_{\text{э.в. } \pi^{\pm}} \leq 2^\circ \end{array}$$

4. Сравнение взаимодействий π^- -мезонов при энергиях 17 и 50 ГэВ на легких ядрах фотоэмульсии и на тяжелых, в случае их слабого возбуждения (группа $1 \leq n_h \leq 6$) с πN -взаимодействиями показало, что все энергетические характеристики вторичных частиц и характеристики взаимодействий в целом хорошо согласуются.

5. Для группы взаимодействий π -мезонов на тяжелых ядрах фотоэмульсии в случае сильного возбуждения ядра ($n_h \geq 7$) по сравнению с группой πN -взаимодействий установлен ряд существенных отличий:

а) Интегральный импульсный спектр вторичных частиц в целом более «мягкий».

б) Интегральный импульсный спектр вторичных отрицательно заряженных частиц значительно более «мягкий», а для положительно заряженных частиц спектры различаются незначительно.

в) Доля на звезду отрицательно заряженных э.в.ч. меньше примерно в два раза, а доля положительно заряженных э.в.ч. в пределах ошибок совпадает.

г) Уменьшается средняя доля энергии, приходящаяся на вторичные отрицательно заряженные частицы ($K_- = 0,41 \pm 0,01$ для πN -взаимодействий и $K_- = 0,31 \pm 0,01$ для событий группы $n_h \geq 7$ при энергии первичного π^- -мезона 50 ГэВ). Если же из K_- исключить долю энергии, уносимую частицей с максимальным значением импульса (с $p_i \geq 0,3 p_0$), то полученное значение K'_- хорошо согласуется с значением K_+ , которое немного возрастает при переходе от группы πN к группе $n_h \geq 7$. K_0 в пределах ошибок не меняется.

д) Распределения по K_- и K_0 для группы πN -взаимодействий хорошо согласуются друг с другом, а распределение для K_+ относительно них сильно смещено в область малых значений. Для группы взаимодействий с $n_h \geq 7$ распределение по K_- отличается от распределения по K_0 , и становится значительно ближе к распределению по K_+ , которое меняется мало.

е) Величина $\delta = \frac{(\sum p_- - \sum p_+)_{\pi A}}{(\sum p_- - \sum p_+)_{\pi N}}$ с ростом истинной скорости u сильно падает для πA -взаимодействий с $n_h \geq 7$ (для событий группы $1 \leq n_h \leq 6$ $\delta(y) \approx 1$).

Все эти особенности πA -взаимодействий из группы $n_h \geq 7$ могут быть объяснены, если предположить, что некоторая доля отрицательно заряженных э.в.ч. в этих событиях провзаимодействовала вторично.

6. Средний поперечный импульс вторичных частиц слабо растет с ростом энергии налетающей частицы и в пределах ошибок не зависит от природы налетающей частицы и атомного номера ядра мишени.

7. Коэффициент неупругости для pN -взаимодействий ($p_0 = 21$ ГэВ/с) значительно меньше, чем для πN -взаимодействий ($p_0 = 50$ ГэВ/с): $K = 0,48 \pm 0,01$ и $K = 0,80 \pm 0,02$ соответственно. Распределение по K_0 для pN -взаимодействий сильно смещено в область малых значений по сравнению с распределением K_0 для πN -взаимодействий, средние значения K_0 соответственно равны $0,16 \pm 0,01$ и $0,38 \pm 0,01$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Использование ядерных фотоэмульсий для изучения взаимодействий адронов на ядрах при высоких энергиях позволяет получить одновременно обширную информацию о характеристиках релятивистских и медленных заряженных частиц, а в некоторых случаях и нейтральных. Особенно эффективным является использование ядерных эмульсий, облученных пучками частиц при наличии магнитного поля напряженностью ≥ 200 кГс.

Полученные экспериментальные данные по множественности, угловым и энергетическим характеристикам вторичных частиц во взаимодействиях адронов с нуклонами, легкими и тяжелыми ядрами при высокой энергии согласуются с моделями, учитывающими структуру адронов и пространственно-временное развитие процесса множественной генерации частиц.

Для изучения динамики множественных процессов в адрон-адронных и адрон-ядерных столкновениях необходимо получение экспериментальных данных при более высоких энергиях и проведение детальных расчетов по теоретическим моделям.

Авторы работы выражают свою благодарность коллегам по сотрудничеству за плодотворный коллективный труд по научным исследованиям, а также всем микроскопистам, выполнившим большой объем измерений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Алма-Ата — Будапешт—Дубна—Краков—Москва (ФИАН и МГУ) — София—Ташкент—Улан-Батор-сотрудничество.— Сообщения ОИЯИ, Дубна, 1970, P1—5072.
2. Алма-Ата—Дубна—Краков—Ленинград—Москва (ФИАН и МГУ) — Ташкент—Улан-Батор-сотрудничество.— Сообщения ОИЯИ, Дубна, 1972, P1—6504.
3. Алма-Ата—Дубна—Ленинград—Москва—Ташкент (АДЛМТ)-сотрудничество.— Письма в ЖЭТФ, 1975, 22, с. 56—64.
4. АДЛМТ-сотрудничество. Сообщения ОИЯИ, Дубна, 1975, P1-9217.
5. АДЛМТ-сотрудничество. Препринт ФИАН, М., 1976, № 106.
6. АДЛМТ-сотрудничество. Препринт ФИАН, М., 1976, № 159.
7. Алма-Ата—Ленинград—Москва—Ташкент (АЛМТ)-сотрудничество.— ЯФ, 1974, 19, с. 322—326.
8. АЛМТ-сотрудничество.— ЯФ, 1974, 19, с. 1046—1052.
9. АЛМТ-сотрудничество.— ЯФ, 1975, 22, с. 736.
10. АЛМТ-сотрудничество.— ЯФ, 1974, 20, с. 87—93.
11. ALMT-collaboration.— Proc. V Intern. Symp. Many Particle Hydrodynamics, Leipzig, 1974, p. 477—490.
12. АЛМТ-сотрудничество. Препринт ФИАН, М., 1974, № 31.
13. АЛМТ-сотрудничество.— ЯФ, 1976, 23, с. 577—582.

14.
15.
16.
17.
18.
19.
20.
21.
22.
23.
24.
25.
26.
27.
28.
29.
30.
31.
32.
33.
34.
35.
36.
37.
38.
39.
40.
41.
42.
43.
44.
45.
46.
47.
48.
49.
50.
51.
52.
53.
54.
55.
56.
57.
58.
59.
60.

14. АЛИМТ-сотрудничество.— Препринт ИФВЭ АН Каз. ССР, Алма-Ата, 1975, № 23—25.
15. Алма-Ата—Гатчина—Москва—Ташкент-сотрудничество.— Препринт ФИАН, М., 1976, № 22.
16. Алма-Ата—Гатчина—Москва—Ташкент-сотрудничество.— Препринт ФИАН, 1976, № 29.
17. *Morgurgo M., Hoffmann L., Gibson W. M.*— Preprint CERN, 60—27.
18. *Brainersreuter E., Combe J. C. et al.*— Preprint CERN, 62—7.
19. *Аверичев С. А., Аверичева Т. А., Сунгатулин А. С.* и др.— Сообщения ОИЯИ, Дубна, 1975, P1-9043.
20. *Биргер Н. Г., Смородин Ю. А.*— ЖЭТФ, 1959, 36, с. 1159.
21. *Черняевский М. М.* Дис. М., ФИАН, 1970.
22. *Масленникова Н. В., Мельничук Т. А.* и др.— Труды Междунар. конф. по ядерной фотографии и твердым детекторам. Бухарест, 1972, 2, с. 132—142.
23. *Масленникова Н. В.* Дис. М., МИФИ, 1974.
24. *Ларионова В. Г., Орлова Г. И., Третьякова М. И.*— Труды Междунар. конф. по ядерной фотографии и твердым детекторам. Бухарест, 1972, 2, с. 143—152.
25. *Вагкас В. Н., Young D. M.*— Preprint UCRL-2579, 1954.
26. Алма-Ата—Ленинград—Москва—Ташкент-сотрудничество.— Препринт ИФВЭ АН Каз. ССР. Алма-Ата, 1974, ЭВЭ-14.
27. *Шабельский Ю. М.*— Препринт ЛИЯФ, Л., 1976, № 248.
28. *Nikolaev N. N.*— Preprint ITP-18, 1975.
29. *Nikolaev N. N.*— Preprint ITP, 1976.
30. *Давиденко Г. В., Николаев Н. Н.*— ЯФ, 1976, 24, с. 772.
31. *Козодаева О. М., Масленникова Н. В.* и др.— ЯФ, 1975, 22, с. 730—734.
32. *Vabeski J., Furtmanska B. et al.*— Report N 929/PH, Krakov, 1976.
33. *Калинкин Б. Н., Шмонин В. Л.*— Труды IV Междунар. сем. по проблемам фяз. высоких энергий. Дубна, 1975, с. 258—276.
34. *Адамович М. И., Калинин Б. Н.* и др.— Препринт ФИАН, 1975, № 89.
35. *Масленникова Н. В., Третьякова М. И.*— ЯФ, 1975, 22, с. 687—691.
36. *Матинян С. Г.*— Препринт ЕФИ-170 (16), Ереван, 1976.
37. *Канчели О. В.*— Письма в ЖЭТФ, 1973, 18, с. 465.
38. *Lubbo von Lindern., Ravvini R. S. et al.*— Phys. Rev. Lett., 1971, 27, p. 1745—1752.
39. *Анисович В. В.* Материалы IX зимней школы ЛИЯФ, ч. 3. Л., 1974.
40. *Анисович В. В.*— Препринт ИФВЭ СТФ 75—10, Серпухов, 1975.
41. *Григорьев Н. Л., Добротин Н. А., Славатинский С. А., Мурзин В. С.* и др.— Труды Междунар. конф. по космич. лучам. М., Изд-во АН СССР, 1960, т. 1, с. 140—143.
42. *Мурзин В. С., Сарычева Л. И.*— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1970, 34, с. 1898.
43. *Elbert I. W. et al.*— Phys. Lett., 1971, D3, p. 2042.
44. *Мурзин В. С., Сарычева Л. И.*— Космические лучи и их взаимодействие. М., Атомиздат, 1968.
45. *Павлова Н. П., Такибаев Ж. С.*— Труды Всесоюз. конф. по космич. лучам. М., 1969, ч. 1, вып. 1, с. 12—15.
46. *Veneske T. et al.*— Phys. Rev., 1969, 188, p. 2159.
47. *Орлова Г. И., Третьякова М. И.*— Труды Междунар. конф. Австралия, 1971, HE—40, т. 6, с. 2297—2308.
48. *Орлова Г. И.* Дипломная работа. М., МГУ, 1971.
49. *Масленникова Н. В., Орлова Г. И., Третьякова М. И., Черняевский М. М.*— Изв. АН СССР, сер. физ., 1972, 36, № 8, с. 1696—1700.
50. *Азимов С. А., Чернова Л. П., Чернов Г. М.*— ЯФ, 1968, 7, с. 604—606.
51. *Чернова Л. М.* Дис. Ташкент, 1971.
52. *Масленникова Н. В., Мельничук Т. А., Третьякова М. И.*— КСФ, 1974, № 7, с. 22—29.
53. *Гайтинов А. Ш., Избасаров М., Такибаев Ж. С., Часников И. Я.*— ЯФ, 1976, 24, с. 350—355.
54. *Hagedorn R., Ranft J.*— Suppl. nuovo sim., 1968, 6, p. 169—173.
55. *Масленникова Н. В., Мельничук Т. А., Третьякова М. И.*— КСФ, 1974, 2, с. 16—23.
56. *Katal A. A., Rao A. K.*— Nucl. Phys., 1967, B2, p. 135—156.
57. *Ангелов Н. С., Гришин В. Г., Диденко А. А.* и др.— Препринт ОИЯИ, 1975, P1-8718.
58. *Азимов С. А., Гулямов У. Г., Мьяковская Н. М.* и др.— ЯФ, 1968, 8, с. 933—939.
59. *Галстян Д. А., Жданов Г. В., Третьякова М. И.* и др.— ЖЭТФ, 1966, 51, с. 417—427.

Г. И. ОРЛОВА, М. И. ТРЕТЬЯКОВА, М. М. ЧЕРНЯВСКИЙ

**КОГЕРЕНТНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ЧАСТИЦ π^- -МЕЗОНАМИ
С ИМПУЛЬСОМ 60 ГэВ/с НА ЯДРАХ ФОТОЭМУЛЬСИИ**

1. Введение

Реакциям когерентного рождения частиц на ядрах [1] при энергиях 10—200 ГэВ посвящено в последние годы большое число работ. В этих работах детально изучаются особенности таких процессов, проверяются некоторые теоретические модели. Установлено, например, что сечение когерентного рождения частиц растет при увеличении энергии, что в распределении по массам появляются резонансоподобные пики — A_1 и Q . Эти процессы интересны и тем, что позволяют оценить сечения взаимодействия образующихся нестабильных частиц с нуклонами.

При взаимодействии π^- -мезонов возможны следующие когерентные реакции:

$$\pi^- + A \rightarrow 3\pi^\pm + A, \tag{1}$$

$$\pi^- + A \rightarrow \pi^- 2\pi^0 + A, \tag{2}$$

$$\pi^- + A \rightarrow 3\pi^\pm 2\pi^0 + A, \tag{3}$$

$$\pi^- + A \rightarrow 5\pi^\pm + A \text{ и т. д.} \tag{4}$$

В коллективной работе 9 лабораторий [2] из анализа распределений по множественности и угловых характеристик вторичных частиц определен пробег когерентной дифракционной генерации частиц на ядрах фотоэмульсии π^- -мезонами с импульсом 60 ГэВ/с. Суммарный пробег для реакций (1) и (3) оказался равным

$$\lambda_3 = \left(16,5 \begin{matrix} +1,3 \\ -1,2 \end{matrix} \right) \text{ м.}$$

В настоящей работе исследуются когерентные реакции с рождением трех частиц (реакции (1) и (2)). Предварительные результаты работы по реакции (1) доложены в 1970 г. на Международной конференции по физике высоких энергий [3] и по реакции (2) в 1971 г. на XII Международной конференции по космическим лучам [4].

2. Экспериментальная часть

Фотоэмульсии типа БР-2 размером $10 \times 20 \text{ см}^2$, толщиной 600 мкм облучены на ускорителе ИФВЭ (г. Серпухов) π^- -мезонами с импульсом $(60 \pm 1) \text{ ГэВ/с}$. Плотность облучения $(1-3) \cdot 10^4 \text{ частиц/см}^2$.

Слой были проявлены в ЛВЭ ОИЯИ, чувствительность слоев составляла 25—30 блобов на 100 мкм; слой имели, как правило, малые искажения.

Поиск ядерных взаимодействий велся просмотром вдоль следа на микроскопах МБИ-9 при увеличении $60 \times 15 = 900$. Измерение углов вторичных частиц относительно первичной проводилось на микроскопах KSM-1 Zeiss.

Импульс вторичных частиц определялся по измерению многократного кулоновского рассеяния координатным методом на микроскопах KSM-1, поправки на ложное рассеяние вводились по отношению третьих разностей ко вторым, импульсы 20—30 ГэВ/с измерялись с ошибкой около 25 %.

Из всех звезд, найденных по следу, исключались процессы с испусканием δ -электрона, а также случаи электромагнитного образования электронной пары частицей первичного пучка. Так как методика изучения реакций (1) и (2) различна, рассмотрим их отдельно.

3. Когерентная реакция $\pi^- + A \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- + A$

На общей длине первичных следов 884 м^1 найдена 81 звезда типа $0+0+3p$, из них для 69 событий $\sum_{i=1}^3 \sin \theta_i \leq 0,30$. Среди этих звезд и находятся когерентные реакции с рождением трех заряженных частиц. Если использовать значение фона из работы [2], то в согласии с этой работой мы получим суммарное число когерентных событий реакций (1) и (3) — 58, что соответствует пробегу $\lambda_3 = (15,3^{+2,7}_{-2,0}) \text{ м}$. Для выделения реакции (1) в дальнейшем измерялись импульсы вторичных частиц.

Из 69 событий типа $0 + 0 + 3p$ со значениями $\sum_{i=1}^3 \sin \theta_i \leq 0,30$ (в 62 случаях из них $\sum_{i=1}^3 \sin \theta_i \leq 0,15$) измерены импульсы всех трех частиц в 61 случае ².

На рис. 1 приведены значения суммарного импульса трех частиц $(\sum_{i=1}^3 p_i)$ при различных значениях $\sum_{i=1}^3 \sin \theta_i$. Из сравнения экспериментального распределения $\sum_{i=1}^3 p_i$ с разыгранным по методу МК при условии, что $\sigma(\bar{p}) = 0,25$, можно считать, что в пределах ошибок $\sum_{i=1}^3 p_i \approx p_0$ для событий с $\sum_{i=1}^3 p_i \geq 40 \text{ ГэВ/с}$. Таких событий оказалось 47 (с поправкой на измеренные 53). Для них на рис. 2 приведено двумерное распределение по q_{\parallel} и q_{\perp} передаваемому ядру ³. Распределение по q_{\parallel} связано с распределением по массам системы, рожденной когерентно; распределение по q_{\perp} связано с передаваемым ядру 4-импульсом $(t - t_{\min})$. Надо отметить, что широкое распределение по q_{\perp} связано с ошибками в p_{\perp} , ошибка в p_{\perp} определяется ошибкой в измерении импульсов и углов и составляет в среднем 20—30 %.

Из рис. 2 следует, что с увеличением q_{\parallel} и q_{\perp} характер распределения изменяется.

Если считать когерентными все события с $q_{\parallel} \leq 0,04 \text{ ГэВ/с}$, $q_{\perp} \leq 0,40 \text{ ГэВ/с}$ (класс А), то таких событий (с поправкой на число неизмеренных) будет (35 ± 6) и пробег для реакции (1) будет $\lambda_{3\pi^{\pm}} = (25^{+5}_{-4}) \text{ м}$.

¹ Часть статистики вошла в коллективную работу [2].

² 2 звезды не измерялись, так как расположены вблизи стекла, по разным техническим причинам — в 6 случаях из трех частиц измерены импульсы двух частиц.

³ При отсутствии нейтральных частиц

$$q_{\parallel} = \frac{M_A + p_0}{2M_A p_0} q_{\perp}^2 + \frac{M_{3\pi}^* - m_{\pi^{\pm}}^2}{2p_0}; \quad q_{\perp} = \sum_{i=1}^3 p_{\perp i}$$

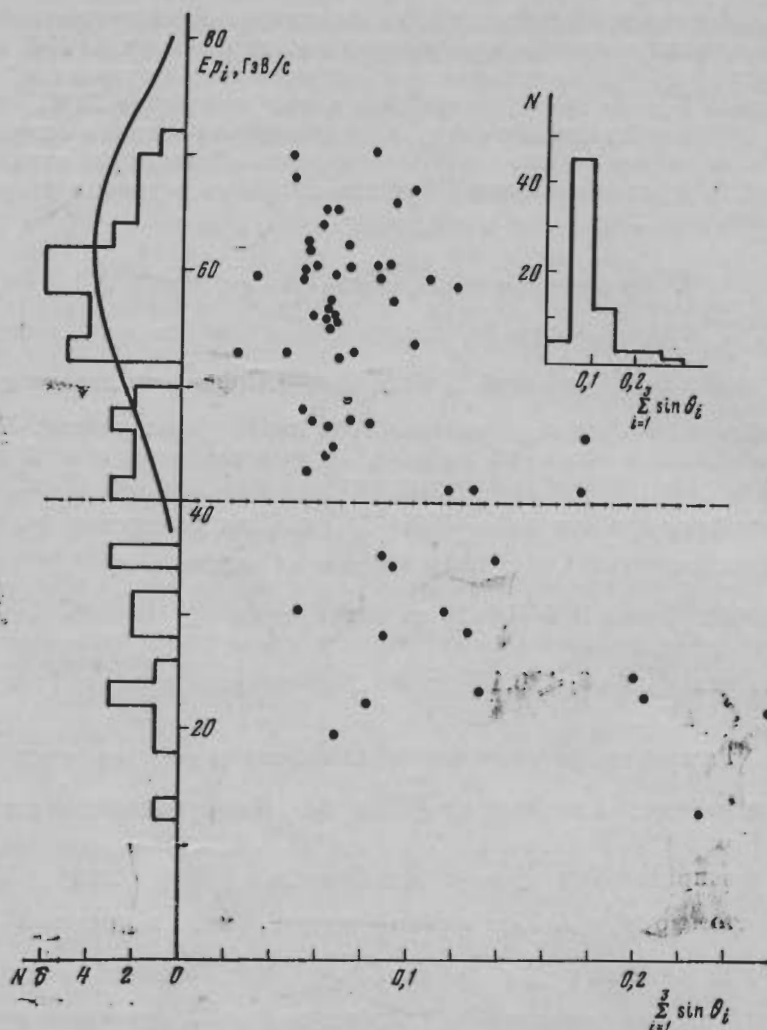


Рис. 1. Распределение по Σp_i и $\Sigma \sin \theta_i$ для звезд типа $0 + 0 + 3p$
 Гистограмма — экспериментальное распределение, кривая — расчетное

Если считать когерентными события с $q_{\parallel} \leq 0,04$ ГэВ/с и $q_{\perp} \leq 0,70$ ГэВ/с (класс В), то таких событий будет 44 ± 7 и пробег для реакции (1) будет $\lambda_{3\pi^{\pm}} = \begin{pmatrix} 20 \\ -3 \end{pmatrix}^{\pm 4}$ м.

Последняя величина совпадает со значением $\lambda_{3\pi^{\pm}}$, полученным в коллективной работе по $\lambda_{5\pi^{\pm}}$ с учетом, что $N_{3\pi^{\pm}2\pi^0}/N_{5\pi^{\pm}} = 2,2$ (в предположении, что изоспин системы из пяти пионов $T = 1$). Т. е. реакция $\pi^- + A \rightarrow 3\pi^{\pm}2\pi^0 + A$ составляет $\sim 1/4$ от всех когерентных реакций с рождением трех заряженных частиц.

На рис. 3 приведено распределение по $t' = t - t_{\min}$ для всех событий типа $0 + 0 + 3p$ с измеренными импульсами, по крайней мере, двух частиц, (импульс третьей определялся по среднему поперечному импульсу и углу вылета), таких событий оказалось 74 (из 81).

Известно, что распределение по передаваемому 4-мерному импульсу t' ($t' = t - t_{\min}(M^*)$) в когерентных взаимодействиях хорошо описы-

вається экспонентой $f(t') \sim e^{-at'}$ с наклоном «а», который определяется размерами ядра. Так, для углерода $a \approx 75-80 \text{ (ГэВ}^2/\text{см}^2)^{-1}$, для брома $a \approx 250 \text{ (ГэВ}^2/\text{с}^2)^{-1}$. Однако определить истинную величину a из эксперимента трудно, так как ошибки в измерениях углов и импульсов приводят к искажению этого распределения. Чтобы оценить величину этого искажения, мы промоделировали распределения с известными значениями a методом Монте-Карло (МК) с учетом экспериментальных ошибок. При этом относительная ошибка в определении t аппроксимировалась функцией вида $\sigma(t) = 1/2\sqrt{t}$. В результате моделирования получено, что в распределении $f(t) \approx e^{-at}$ с $a = 80$ этот показатель уменьшается до значения $a \approx 21$.

Показанное на рис. 3 интегральное распределение по t' для всех событий типа $0 + 0 + 3p$, среди которых содержатся случаи когерентного взаимодействия, можно описать функцией вида $f(t') = Ae^{-a_1 t'} + Be^{-a_2 t'}$, где $a_1 \approx 20$ и $a_2 \approx 3$. Таким образом, полученное нами распределение по a не противоречит представлению о том, что когерентные взаимодействия происходят на легких ядрах фотоэмульсии (С, N, O). Что касается тяжелых ядер (Ag, Вг), то распределения по t' для них искажаются еще сильнее (значение a становится равным ~ 50 вместо ~ 250) и, кроме того, они имеют более сложную структуру [5]. Не исключено также, что только группа нуклонов ядра взаимодействует когерентно.

Из рис. 3 можно сделать еще один вывод. Обычно используемое в работах с пузырьковыми и искровыми камерами обрезание по $t_{гр}$ ($t' < (0,04 - 0,05) \text{ ГэВ}^2/\text{с}^2$) для отбора когерентных реакций в данном случае неприменимо. В фотоэмульсионных работах эта граница сдвигается в сторону значений $t_{гр} = (0,10 - 0,20) \text{ ГэВ}^2/\text{с}^2$. Из рис. 3 следует, что число когерентных реакций (1) соответствует отбору по критериям для класса А ($q_{\parallel} \leq 0,04 \text{ ГэВ}/\text{с}$; $q_{\perp} \leq 0,40 \text{ ГэВ}/\text{с}$).

На рис. 4 приведено распределение по эффективным массам трех заряженных пионов для когерентных взаимодействий. Видно, что это распределение имеет максимум в области $M_{3\pi^{\pm}}^* \approx 1,2 \text{ ГэВ}/\text{с}^2$ ($\langle M_{3\pi^{\pm}}^* \rangle = (1,20 \pm 0,04) \text{ ГэВ}/\text{с}^2$ и $(1,21 \pm 0,04) \text{ ГэВ}/\text{с}^2$ для класса А и Б, соответственно).

Интересно сравнить положение максимума в распределении $M_{3\pi^{\pm}}^*$, полученное при других энергиях. При 15—17 ГэВ распределение имеет пик в области $1,1 \text{ ГэВ}/\text{с}^2$ [5, 8]. В работе [9] при 60 ГэВ положение максимума в $M_{3\pi^{\pm}}^*$ — в области $(1,1 - 1,2) \text{ ГэВ}/\text{с}^2$. В работе [10] получено, что при 45 ГэВ пик в $M_{3\pi^{\pm}}^*$ находится в области $(1,15 - 1,20) \text{ ГэВ}/\text{с}^2$ (в этой работе импульсы частиц не измерялись, значения $M_{3\pi^{\pm}}^*$ определялись в предположении $p_{\perp} = \text{const}$).

Появившиеся в последнее время модельные расчеты объясняют основные свойства когерентных взаимодействий, например, обнаруженный в эксперименте рост сечения когерентной генерации, а также распределение по эффективным массам [8, 10, 11]. Как следует из этих моделей, пик в распределении по M^* ($3\pi^{\pm}$) не является резонансом, а представляет собой кинематическое отражение ρ -мезона (Декк-эффект). Распределения по массам с

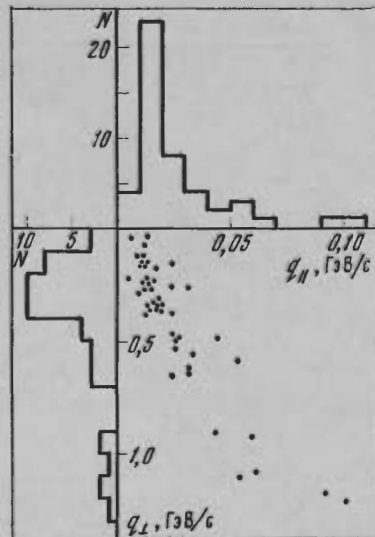


Рис. 2. Распределение по продольным q_{\parallel} и поперечным q_{\perp} импульсам, переданным ядру для звезд типа $0 + 0 + 3p$

70 ГэВ/с
1) будет

м в кол-
ложении,
+ A →
ждением

событий
к частиц,
у и углу

импульсу
р описы-

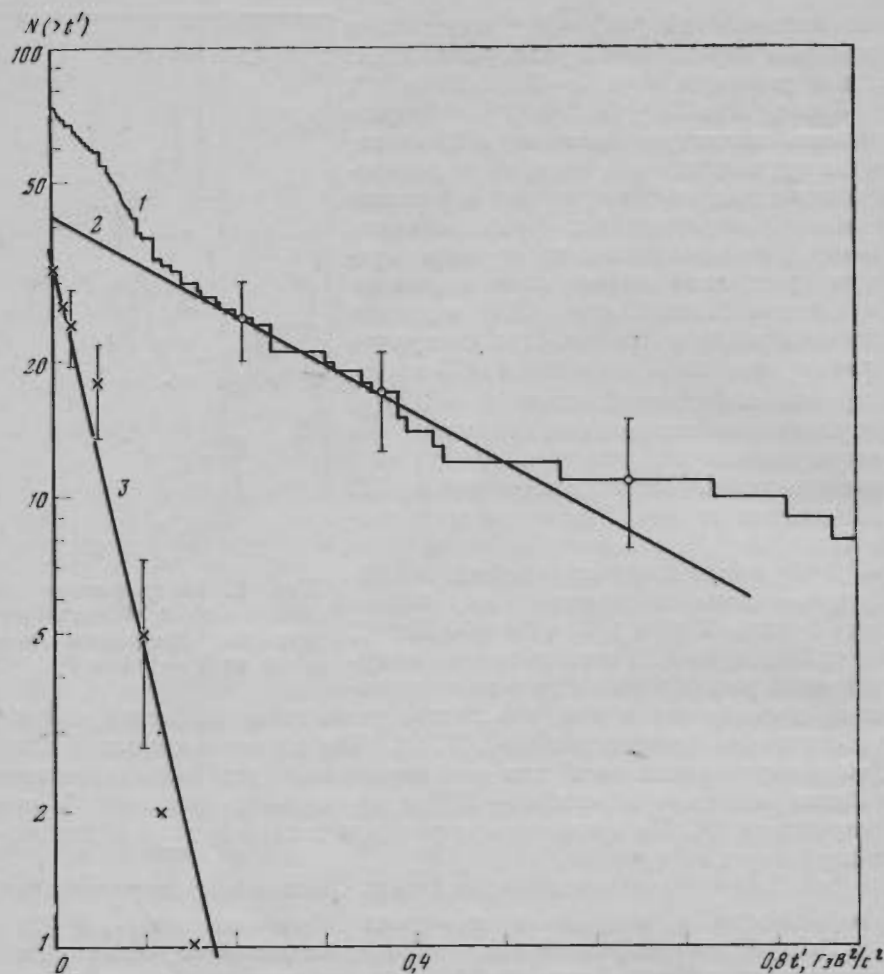
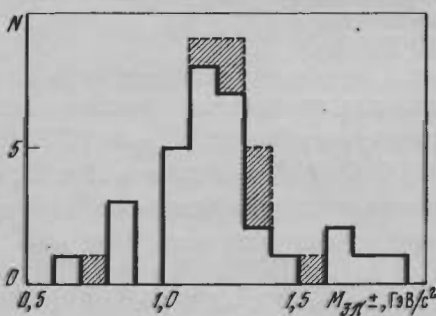


Рис. 3. Интегральное распределение по t' для событий различного типа

- 1 — $0 + 0 + 3p$,
 2 — $f(t') \approx e^{-3t'}$,
 3 — разность между 1 и 2, $a \approx 20$

Рис. 4. Распределение по массам M^* ($3\pi^\pm$) для когерентных взаимодействий

Заштрихованы случаи с $q_{\parallel} \leq 0,04$ ГэВ/с и $0,40 < q_{\perp} \leq 0,70$ ГэВ/с



ростом энергии становятся шире и максимум сдвигается в сторону больших масс.

На рис. 5 показано распределение по массам пар π -мезонов из когерентных взаимодействий при условии, что $1 \text{ ГэВ}/c^2 < M_{3\pi^\pm}^* < 1,2 \text{ ГэВ}/c^2$ (область A_1 -резонанса). Это распределение сравнивается с разыгранным методом МК распределением для распада $A_1 \rightarrow \pi\rho$ без учета (1) и с учетом (2) ошибок измерения импульсов. Совпадение этих распределений ($P(\chi^2)$ равны соответственно $\sim 0,6$ и $\sim 0,4$) позволяет сделать вывод о большой вероят-

Рис. 5. Распределение по массам пар π -мезонов из когерентных взаимодействий при отборе $1,0 < M^* (3\pi^\pm) < 1,2$ ГэВ/с²
 1 — распад $A_1 \rightarrow \pi\rho$ ($P(\chi^2) \approx 0,6$),
 2 — то же с учетом ошибок измерений ($P(\chi^2) \approx 0,4$)

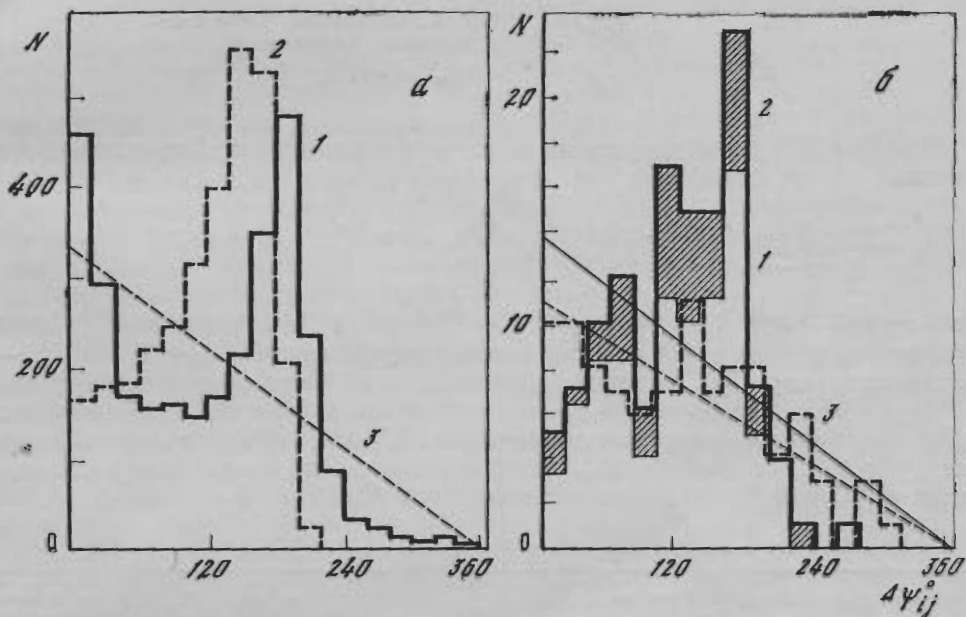
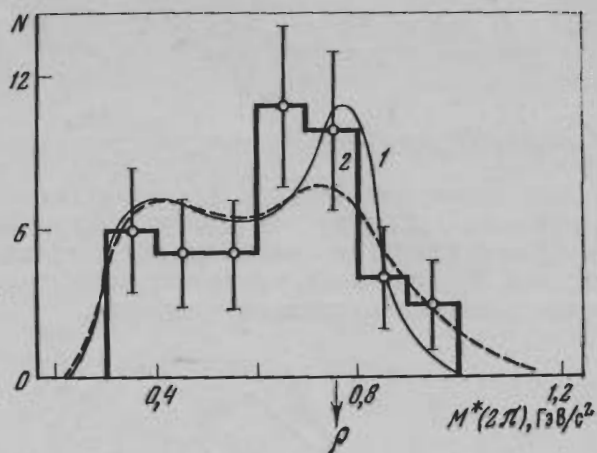


Рис. 6. Распределение разностей последовательных азимутальных углов

а — расчетное распределение: 1 — распад $A_1 \rightarrow \pi\rho$, 2 — распад $A_1 \rightarrow 3\pi$, 3 — изотропное распределение; б — экспериментальное распределение: 1 — для когерентных взаимодействий ($q_{\parallel} \leq 0,04$ ГэВ/с, $q_{\perp} \leq 0,4$ ГэВ/с), 2 — случаи с $q_{\parallel} \leq 0,04$ ГэВ/с и $q_{\perp} \leq 0,7$ ГэВ/с, 3 — некогерентные взаимодействия. Прямыми показано изотропное распределение

ности образования ρ -мезона в когерентных взаимодействиях по крайней мере в области A_1 -резонанса. Этот вывод находится в согласии с результатами, полученными при меньших энергиях [1, 5, 6]. В пользу образования ρ -мезона говорит и тот факт, что если для когерентных событий с $0,8 < M_{3\pi^\pm}^* < 1,3$ ГэВ/с² (класс А) из всех масс парных комбинаций отобрать только те, для которых разность азимутальных углов составляет $\sim 180^\circ$ (от 140° до 220°), то получим, что $\langle M_{2\pi}^* \rangle = (0,78 \pm 0,03)$ ГэВ/с², что совпадает с массой ρ -мезона. События $0,8 \leq M_{3\pi^\pm}^* \leq 1,3$ ГэВ/с² составляют $\sim 3/4$ когерентных реакций класса А.

Одной из особенностей когерентных взаимодействий является наличие азимутальных корреляций. Для обнаружения их используются различные

БОЛЬШИХ
 когерент-
 В/с² (об-
 ным мето-
 дом (2)
 (χ^2) рав-
 вероят-

методы. В работе [12] для этой цели применяется распределение разностей последовательных азимутальных углов $F(\Delta\psi_{ij})$, которое в случае изотропии имеет вид

$$F(\Delta\psi_{ij})\Delta\psi_{ij} = (n-1) \left(1 - \frac{\psi}{2\pi}\right)^{n-2} \frac{\Delta\psi_{ij}}{2\pi},$$

где n — число лучей в звезде, ψ_i — азимутальные углы. На рис. 6 показаны распределения по $\Delta\psi_{ij}$ для разыгранных по методу МК событий, а также экспериментальные распределения для когерентных и некогерентных взаимодействий. Хорошо видно, что во всех распределениях (кроме некогерентных случаев) имеется отличие от изотропии.

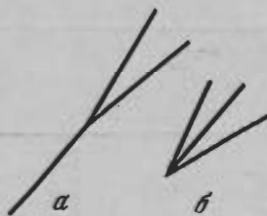


Рис. 7. Возможные типы азимутальных корреляций
а — β_1 , б — β_2

В работе [13] для обнаружения азимутальных корреляций предложена величина

$$\beta_k = \frac{1}{\sqrt{n(n-1)}} \left[\left(\sum_{i=1}^n \sin k\psi_{ij} \right)^2 + \left(\sum_{i=1}^n \cos k\psi_{ij} \right)^2 - n \right],$$

где n — число лучей в звезде, $k = 1, 2$. При отсутствии корреляций математическое ожидание $\nu(\beta_k)$ должно лежать внутри интервала $\pm 2/\sqrt{N}$ (N — полное число случаев). На рис. 7, а, б показаны возможные типы корреляций.

Корреляции типа рис. 7, а приводят к возрастанию $\nu(\beta_1)$ и не влияют на $\nu(\beta_2)$, в то время как корреляции типа рис. 7, б вызывают сильное возрастание $\nu(\beta_2)$ и более слабое $\nu(\beta_1)$. В табл. 1 приведены полученные нами значения $\nu(\beta_1)$ и $\nu(\beta_2)$ для рассматриваемых событий.

Таблица 1

	Изотропный распад $A_1 \rightarrow 3\pi$	Распад $A_1 \rightarrow \pi^3$	Все звезды типа $\psi \rightarrow 0 \rightarrow 3\pi$	Когерентные взаимодействия (класс А)
$\nu(\beta_1)$	-0,95	-0,43	-0,59	-0,84
$2/\sqrt{N}$	$\pm 0,089$	$\pm 0,089$	$\pm 0,23$	$\pm 0,36$
$\nu(\beta_2)$	0,33	0,90	0,26	0,38
$2/\sqrt{N}$	$\pm 0,089$	$\pm 0,089$	$\pm 0,23$	$\pm 0,36$

Видно, что для всех групп событий значения $\nu(\beta_1)$ лежат вне доверительных интервалов, что указывает на наличие корреляций. Сравнение данных табл. 1 и рис. 6 приводит к выводу, что в когерентных взаимодействиях имеются преимущественно корреляции типа рис. 7, а (среднее $\langle\beta_1\rangle = -0,84$ и все события класса А имеют $\beta_1 < -0,30$).

Из сравнения экспериментальных и рассчитанных по МК распределений разностей азимутальных углов $\Delta\psi_{ij}$ следует, что в когерентных реакциях пик в распределении $M_{3\pi}^*$ в области A_1 -резонанса не связан с A_1 -резонансом. Пробег когерентной реакции (1), оцененный на основании распределений

разностей последовательных азимутальных углов в коллективной работе [2] составляет $(20,7 \begin{smallmatrix} +3,6 \\ -2,6 \end{smallmatrix})$ м, что в пределах ошибок совпадает со значениями пробега, полученного другими методами.

В заключение в табл. 2 приведены угловые и энергетические характеристики π^- -мезонов из когерентных реакций класса А.

Таблица 2

	π_1	π_2	π_3	$\langle p_1 \rangle / \langle p_2 \rangle$	$\langle p_2 \rangle / \langle p_3 \rangle$
$\langle p \rangle$, ГэВ/с	36 ± 3	$16,0 \pm 1,3$	$8,0 \pm 1,0$	$2,2 \pm 0,3$	$2,0 \pm 0,3$
$\langle \theta \rangle^\circ$	$0,55 \pm 0,06$	$1,1 \pm 0,1$	$2,1 \pm 0,2$		
$\langle p_\perp \rangle$, ГэВ/с	$0,30 \pm 0,02^*$				

* В отличие от π^-N -взаимодействий $\langle p_\perp \rangle$ для частиц из когерентных взаимодействий не зависит от угла вылета и импульса частиц [14].

4. Когерентная реакция $\pi^- A \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 + A$

1. При изучении реакции (2) мы исходили из предположения, что по своим характеристикам реакции (1) и (2) совпадают. В частности, предполагалось, что в этих реакциях существенный вклад вносят каналы с образованием ρ -мезонов. Как показывает предыдущий анализ и результаты при меньших энергиях, эти предположения оправданы.

На общей длине 884 м нами было найдено 69 взаимодействий типа $0+0+1\rho$. Среди этих взаимодействий могут быть случаи упругого рассеяния, когерентного рождения и πN -взаимодействий.

Изучение реакции (2) представляет большие трудности как с точки зрения эффективности обнаружения событий типа $0+0+1\rho$ с малыми углами вылета θ_\perp заряженной частицы, так и с точки зрения поиска электронно-позитронных пар, образованных γ -квантами от распада π^0 -мезонов и со-гоставления их данному взаимодействию.

Эффективность нахождения звезд типа $0+0+1\rho$ зависит от угла, под которым вылетает заряженная частица. Ее можно оценить из сравнения распределений по плоским углам (φ) и углам погружения (α) для случаев типа $0+0+3\rho$ и $0+0+1\rho$ при $\theta_\perp < 1^\circ$. Распределения по этим углам, вообще говоря, должны быть одинаковыми. Однако, как видно из рис. 8, экспериментально полученные распределения обнаруживают некоторое различие. В то время как для случаев типа $0+0+3\rho$ эти распределения действительно одинаковы, для случаев типа $0+0+1\rho$ наблюдается недостаток частиц с малыми углами φ . Полученная на основании этого рисунка эффективность составляет $\sim 0,5$ для углов $\theta < 0,6^\circ$. Эффективность же обнаружения случаев с $\theta_\perp \geq 0,6^\circ$ близка к 1. Это обстоятельство затрудняет изучение реакции (2). Кроме того, при значениях углов $\theta_\perp < 0,5^\circ - 0,6^\circ$ велико число случаев упругого рассеяния, в то время как при $\theta_\perp > 0,6^\circ$ число их пренебрежимо мало.

На рис. 9 показано угловое распределение для найденных взаимодействий. Для сравнения там же показаны распределения, рассчитанные методом МК для распада $A_1 \rightarrow \rho\rho$. Как видно, углы практически не превышают значения $\theta_\perp = 5^\circ$.

Учитывая эти обстоятельства, мы анализировали только случаи с $1^\circ \lesssim \theta_\perp < 5^\circ$. Когерентными считались взаимодействия из этой группы без черных и серых следов, электронов и ядер отдачи. Имея в виду, что такой

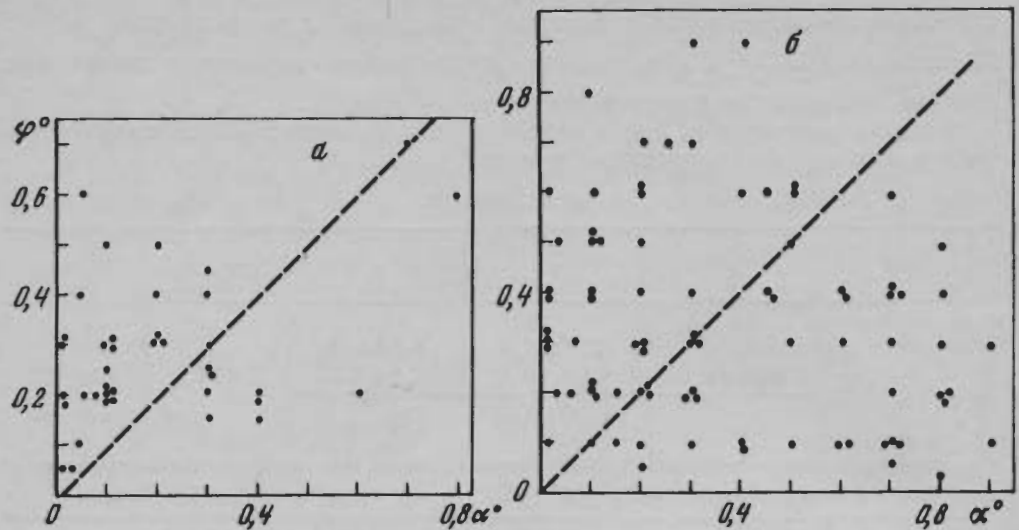


Рис. 8. Распределение по углам погружения α и плоским углам φ для случаев типа $0 + 0 + 1p$ (а) и $0 + 0 + 3p$ (б)

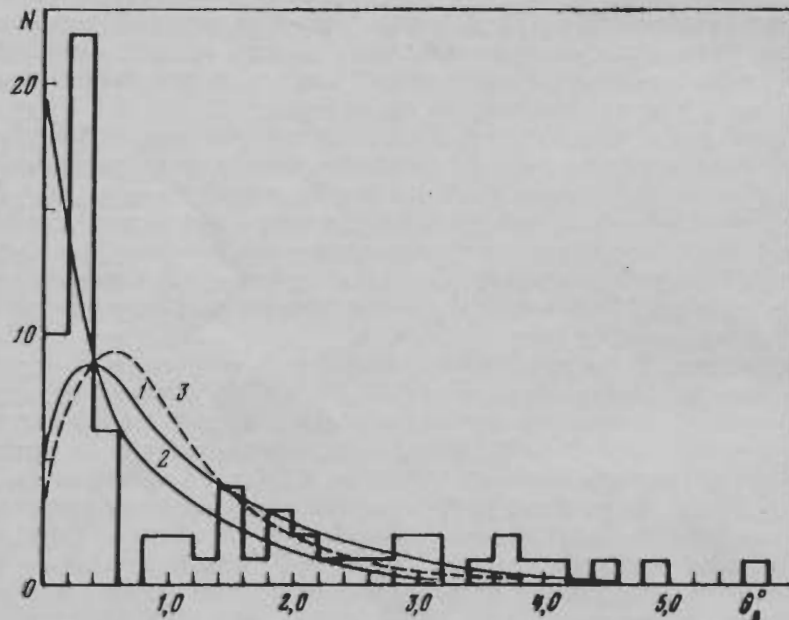


Рис. 9. Угловое распределение π -мезонов из взаимодействий типа $0 + 0 + 1p$ (гистограмма)

1, 2, 3 — расчетные распределения: 1 — $A_1 \rightarrow \pi^0 p^0$, 2 — $A_1 \rightarrow \pi^0 p^- (\pi^+ \pi^-)$, 3 — $A_1 \rightarrow 3\pi^\pm$

отбор не является однозначным, мы все же попытались оценить пробег для реакции (2). Это можно сделать двумя независимыми способами. Сравним, прежде всего, распределения по множественности. На рис. 10 показана часть распределения по множественности для π - N -взаимодействий. Пунктиром отмечен вклад случаев с $n_s = 1$, эффективность обнаружения которых мала. При $n_{ch} = 1$ и $n_{ch} = 3$ виден избыток по сравнению с числом случаев с $n_{ch} = 2$ и $n_{ch} = 4$. Можно предполагать, что этот избыток обусловлен со-

Рис.
Пун

Рис.
а —
и 1,3

быт
0 +
сгла
что
точн
Д
пре
став
дейс
в фс
а та
по

где
терв
проб
неог
меж
чен
и эл
мезо
трог
2
энер
раск
0 +
нее
из р

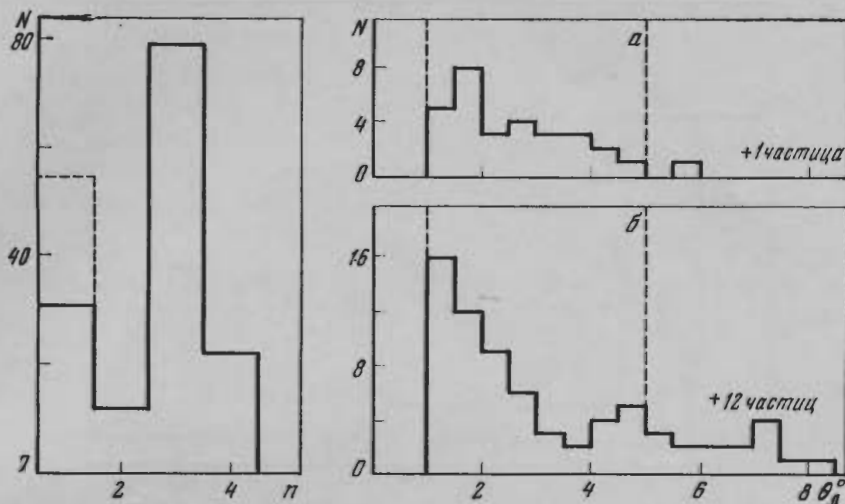


Рис. 10. Распределения по множественности заряженных частиц n . Пунктир — события с $0,1^\circ < \theta_{\pi} < 1^\circ$ после исключения упругих

Рис. 11. Угловые распределения

a — для «чистых» событий типа $0 + 0 + 1p$, b — для фона — случаев типа $0 + 0 + 2p$, $0 + 1 + 1p$ и $1, 2, 3 + 0 + 1p$

бытиями когерентного рождения. После вычитания ~ 25 случаев типа $0 + 0 + 1p$ и ~ 60 случаев типа $0 + 0 + 3p$ эти распределения становятся сглаженными. Пробег для реакции (2) при этом составляет $\lambda_1 \approx 35$ м. Ясно, что это только верхняя оценка. (Оценка величины λ_3 получена ранее более точно, поэтому здесь ее не рассматриваем.)

Другую оценку пробега λ_1 можно получить из сравнения угловых распределений. Считая, что «чистые» звезды типа $0 + 0 + 1$ с $1^\circ \leq \theta_{\pi} < 5^\circ$ представляют собой случаи когерентного рождения (с примесью других взаимодействий) и сравнивая угловое распределение частиц в них с распределением в фоновых событиях (которые представляют собой звезды типа $0 + 0 + 2p$, а также звезды с $n_s = 1$, $n_g = 0, 1$ и $n_b = 1, 2, 3$) (рис. 11), находим их число по формуле

$$N = n_1 - n_2 \frac{N_1 - n_1}{N_2 - n_2},$$

где $N_{1,2}$ — полное число случаев данного типа, $n_{1,2}$ — число случаев в интервале $1^\circ \leq \theta_{\pi} < 5^\circ$. В результате получаем $N \approx 23$, что соответствует пробегу $\lambda_1 \approx 38$ м. Эта оценка, как видно, совпадает с первой. При всей неопределенности этих оценок, результат не противоречит соотношению между реакциями (1) и (2) (δ реакции (2) составляет $0,7 \delta$ реакции (1), полученному при энергии 16 ГэВ [14]). Ниже будут приведены данные об угловых и энергетических характеристиках π^0 -мезонов из реакции (2). Энергия π^0 -мезонов определялась по энергии γ -квантов, последняя — по энергии электронов из e^+e^- -пар.

2. Прежде чем предпринять поиск электронно-позитронных пар, оценим энергию, приходящуюся на нейтральные частицы. На рис. 12 приведено распределение по импульсам π^- -мезонов для отобранных 29 случаев типа $0 + 0 + 1p$ когерентного рождения (случаи с $1^\circ \leq \theta_{\pi} < 5^\circ$), причем среднее значение импульса равно $\langle p \rangle = 9$ ГэВ/с. Это распределение, как видно из рисунка, качественно совпадает с распределением, полученным методом

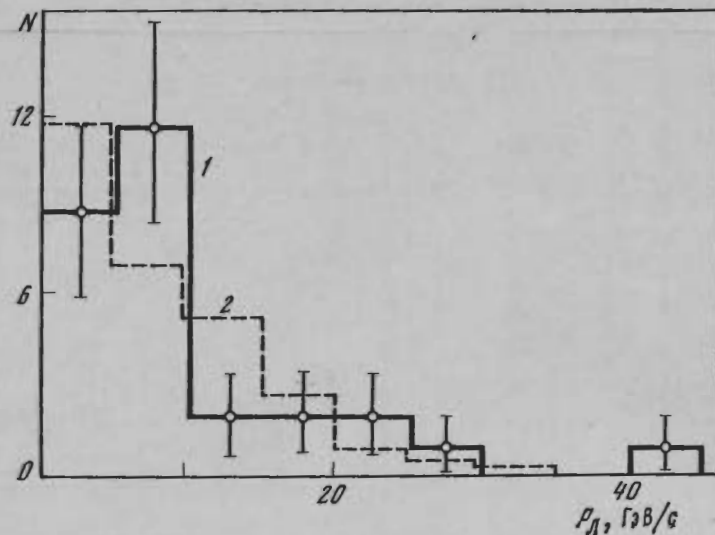


Рис. 12. Распределение по импульсам π^- -мезонов из звезд $0 + 0 + 1p$ с $1^\circ \leq \theta_{\pi 1} < 5^\circ$ (1) и расчетное распределение в тех же интервалах углов, полученное методом МК (2)

МК при тех же условиях отбора. Среднее значение энергии, приходящейся на нейтральные частицы (определяемое как разность между первичной энергией и энергией заряженной частицы), составляет $\langle \Sigma E_{\pi^0} \rangle = 51$ ГэВ.

При анализе случаев из реакции (1) были получены корреляции между углами и импульсами частиц, которые показывают, что если заряженная частица (предположительно π^- -мезон от распада ρ -мезона) имеет угол $\theta_{\pi} \geq 1^\circ$, то две другие (нейтральные) частицы при этом имеют высокие импульсы и малые углы ($< 1^\circ$ и $< 1,6^\circ$ в 50 и 90 % случаев, соответственно). Эти корреляции подтверждаются и расчетом по методу МК, как это видно из рис. 13. Эти особенности приводят к тому, что электронно-позитронные пары нужно искать в сравнительно узком интервале углов, а это существенно облегчает задачу.

Поиск пар производится от звезды до расстояния 5 см, что составляет $\sim 1,7$ радиационных единиц. На этой длине вероятность конверсии γ -квантов равна $\sim 0,75$. Поиск пар велся в пределах угла $\pm 4^\circ$ в плоскости эмульсии, если расстояние от звезды было $\leq 1,5$ см; при расстояниях от 1,5 до 3,5 см значение угла менялось от ± 4 до $\pm 2^\circ$, наконец, для длин от 3,5 до 5 см углы не превышали $\pm 2^\circ$. В вертикальной плоскости значения углов были в 2 раза меньше. Поиск пар проводился на микроскопе МБИ-9 при увеличении $60 \times 15 = 900$. Пластика с помощью поворотного столика устанавливалась таким образом, чтобы направление следа первичной частицы, давшей звезду, совпадало с направлением движения столика микроскопа вдоль точного перемещения координаты x . Просмотр велся по полоскам через 1 мм. Поле зрения просматривалось по всей глубине и искались два следа, примерно параллельных между собой, с минимальной ионизацией и общим направлением на звезду. Если при продолжении следов по направлению к звезде следы давали e^+e^- -пару, то измерялись углы (φ и α) головы пары и самой пары относительно направления первичной, дающей звезду. При совпадении углов в пределах ошибок измерений ($\sim 10^{-3}$ рад) пара считалась принадлежащей звезде. В дальнейшем углы φ и α для головы пары (что давало направление γ -кванта) и самой пары более точно измерялись на микроскопе KSM-1. На рис. 14 схематически показано расположение найденных пар в окрестности звезды.

Рис. 13.

1 — эксперимент,
2 — расчет
 $A_1 \rightarrow \pi_0 \rho^0$

Как
от расп
оказали
ность пр
Энерг
скому р
мезоны.
 $\sim 0,5^\circ$.
иска) б
40 свед
Имп
на рис.
сунков,
малую
разыгра
заряжен
с ΣE_γ

<р

На с
римента
но, сре

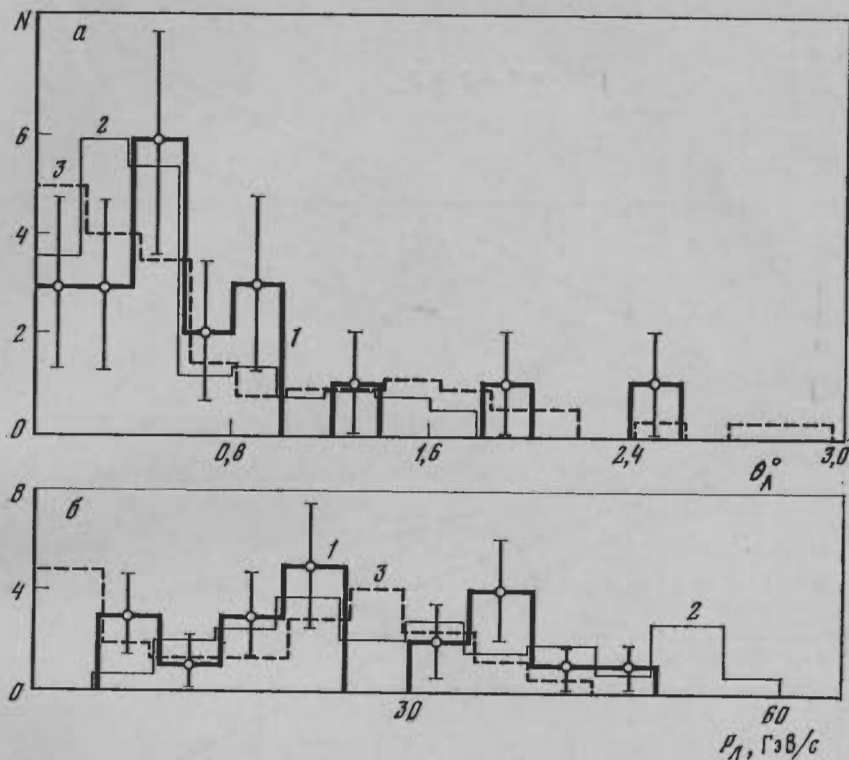


Рис. 13. Распределение по углам (а) и импульсам (б) π -мезонов
 1 — экспериментальное для реакции (1), 2, 3 — расчетные распределения для π -мезонов: из реакции $A_2 \rightarrow \pi_3 \rho (\rho \rightarrow \pi_+ + \pi_-)$, для $\pi_+ \pi_-$ от ρ -мезона (2), для π_3 (3)

Как видно из рис. 14, углы вылета большинства γ -квантов, образованных от распада π^0 -мезонов из когерентных взаимодействий типа $0 + 0 + 1p$, оказались меньше $3 \cdot 10^{-2}$ рад. В условиях настоящего эксперимента вероятность приписать ложную пару к звезде была меньше 1%.

Энергия электронов из пар определялась по многократному кулоновскому рассеянию с ошибкой $\sim 25\%$. Некоторые пары удалось свести в π^0 -мезоны. При энергии π^0 -мезона ~ 30 ГэВ угол разлета γ -квантов равен $\sim 0,5^\circ$. Всего для 24 звезд (5 звезд имели неблагоприятные условия для поиска) была найдена 61 пара (после исключения тормозных), из которых 40 сведены в π^0 -мезоны.

Импульсные распределения найденных γ -квантов и π^0 -мезонов показаны на рис. 15, распределения по θ_L и p_\perp — на рис. 16, 17. Как видно из этих рисунков, характер распределений не очень сильно отличается (имея в виду малую статистическую обеспеченность) от соответствующих распределений, разыгранных по методу МК (см. рис. 13). Средние значения импульсов заряженных π^- -мезонов и нейтральных π^0 -мезонов и γ -квантов для событий с $\Sigma E_\gamma > 0,8 \Sigma E_{\pi^0}$ приведены ниже:

Тип частиц	π^-	π_1^0	π_2^0	γ_1	γ_2	γ_3	γ_4
$\langle p \rangle$, ГэВ/с	6 ± 1	39 ± 2	15 ± 3	33 ± 2	12 ± 2	7 ± 1	$2,0 \pm 0,5$

На основании этих данных можно предположить, что в пределах экспериментальных ошибок других π^0 -мезонов в этих случаях нет и, следовательно, среднее число их на звезду составляет 2. Результаты, показанные на

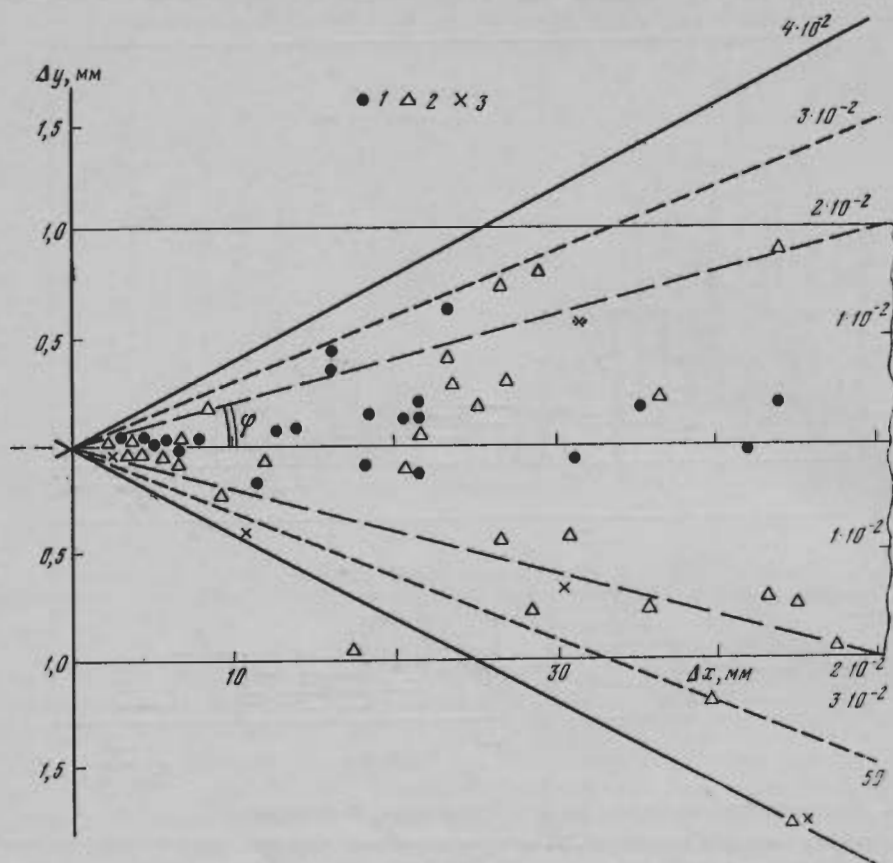


Рис. 14. Область около звезды, в которой велся поиск электронно-позитронных пар
Найденные e^+e^- пары соответствуют энергиям γ -квантов:
1 — $E_\gamma > 10$ ГэВ, 2 — $E_\gamma \approx 1-10$ ГэВ, 3 — $E_\gamma < 1$ ГэВ

рис. 15 и выше, могут служить аргументом в пользу того, что среди отобранных нами взаимодействий значительное число составляют случаи когерентного рождения (реакция (2)).

3. Для тех случаев из реакции (2), для которых были найдены π^0 -мезоны или отдельные γ -кванты, мы посчитали эффективные массы пар частиц. На рис. 18 приведено распределение по массам пар γ -квантов. Заштрихованы те комбинации, в которых γ -кванты сведены в π^0 -мезоны. Этот рисунок дает представление об энергетическом разрешении в нашем эксперименте при выделении резонансов. На рис. 19 показаны распределения по массам пар π -мезонов ($\pi^-\pi^0$, $\pi^0\pi^0$). В случае, когда не было второго π^0 -мезона, вычислялась масса π - γ -системы. При изучении реакции (2) мы можем исключить одну из комбинаций ($\pi^0\pi^0$), не принадлежащую ρ -мезону, так как в ней может образоваться ρ^- -мезон только с распадом на π^- - и π^0 -мезоны. Кроме того, учитывая кинематику распада ρ -мезона, можно попытаться отобрать те комбинации, которые состоят из частиц, имеющих максимальный и минимальный импульс из трех возможных. Естественно, что эта процедура неоднозначна. На рис. 19, б заштрихованы отобранные таким образом комбинации. Как видно, они лежат в области массы ρ -мезона.

Таким образом, можно считать, что и в реакции (2) заметный вклад вносят каналы с образованием ρ -мезона.

4. Для всех изученных событий получен спектр γ -квантов. Из табл. 3

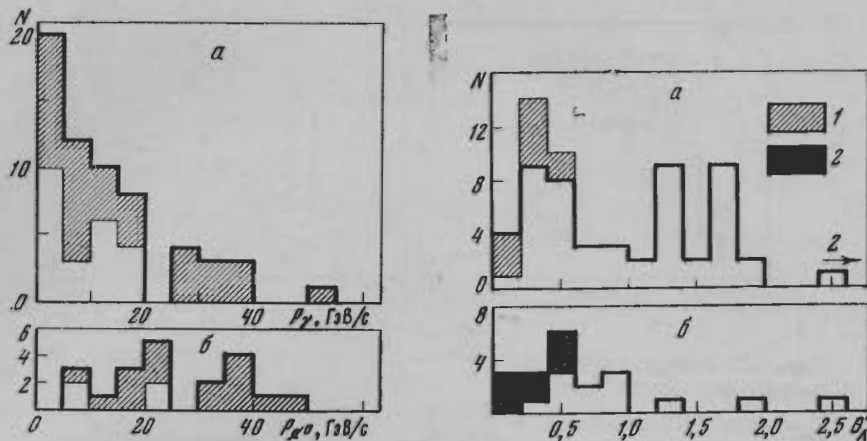


Рис. 15. Распределение по импульсам γ -квантов (а) и π^0 -мезонов (б) для событий $0+0+1p$ с $1^\circ \leq \theta_\pi < 5^\circ$

События с $\Sigma p_{\pi^0} > 0,6 p_0$ (область заштрихована) и $\Sigma p_\gamma \geq 0,8 \Sigma p_{\pi^0}$

Рис. 16. Распределения по θ_π^0 для γ -квантов (а) и π^0 -мезонов (б)

1 — $p_\gamma > 20$ ГэВ/с, 2 — $p_{\pi^0} > 30$ ГэВ/с

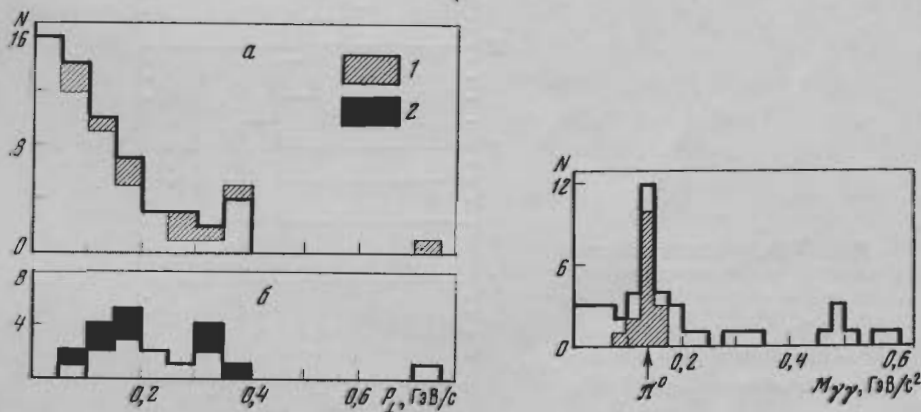


Рис. 17. Распределение по p_\perp для γ -квантов (а) и π^0 -мезонов (б)

Обозначения, как на рис. 16

Рис. 18. Распределение по массам пар γ -квантов

Заштрихованы комбинации, сведенные в π^0 -мезоны

следует, что самый энергичный γ -квант уносит около $0,6 \Sigma E_\gamma$, в то время как γ -квант самой низкой энергии всего около $0,03$. На рис. 20 приведен интегральный спектр γ -квантов, причем энергия γ -квантов (E_γ) выражена в долях суммарной энергии всех γ -квантов данного взаимодействия (ΣE_γ). Данный спектр для всего энергетического интервала можно аппроксимировать экспонентой $N(>A) = Ae^{-f/a}$, где $f = \Sigma_\gamma / \Sigma E_\gamma$ и $a = 0,25$ (с ошибкой $\sim 15-20\%$).

Так как для реакции (2) мы получили, что среднее число мезонов равно двум, т. е. мы имеем 4γ -кванта, то при $a = 0,25$ выражение для $N(>f)$

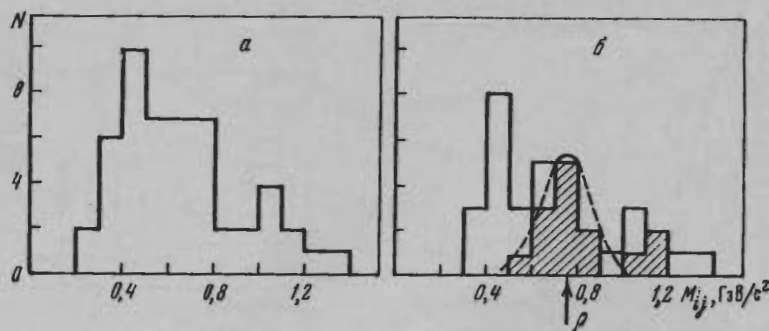


Рис. 19. Распределение по массам пар частиц

а — все комбинации, б — комбинации $\pi\pi^0$ и $\pi\gamma$. Заштрихованы комбинации $M_{(1,3)}^*$, если $p_1 < p_2 < p_3$.

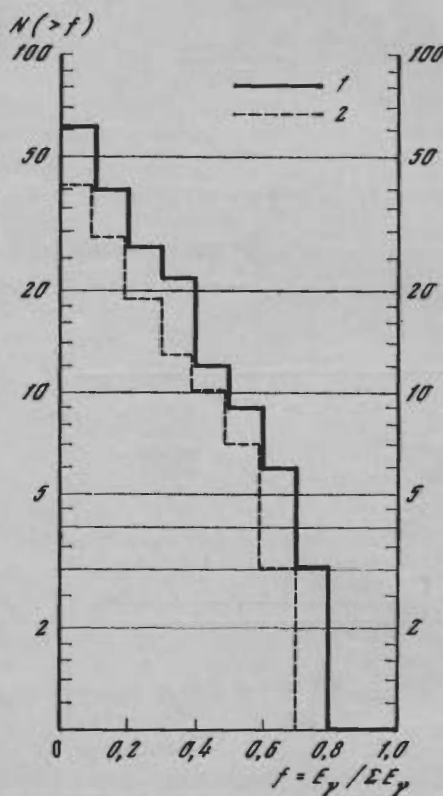


Рис. 20. Интегральный спектр γ -квантов для событий $0 \rightarrow 0 + 1p$ с $1^\circ \leq \theta_L \leq 5^\circ$

1 — все события, 2 — γ -кванты и события с $\sum E_\gamma > 0,8 \sum E_\pi$

можно записать в другом виде: $N(>f) = Ae^{-N_\gamma f}$. При этом среднее значение $\sum E_\gamma = 51$ ГэВ, что составляет $\sim 0,85$ от начальной энергии π^- -мезона.

Таким образом, при распаде некоторой системы на $\pi\pi^0\pi^0$ ($\sum E_{\pi\pi^0\pi^0} = 60$ ГэВ, $\gamma_s \approx 40-50$), для событий, в которых $2\pi^0$ -мезона (4γ -кванта) уносят в среднем энергию ~ 50 ГэВ ($\sum E_\gamma \sim 50$ ГэВ) энергетический спектр γ -квантов (в единицах $f = E_\gamma / \sum E_\gamma$) носит экспоненциальный характер, что совпадает с видом соответствующих спектров при энергии выше 1 ТэВ [16]. Отличие состоит в значении величины a , которая для семейств γ -квантов с энергией $\sum E_\gamma \approx 1-10$ ТэВ оказывается равной в среднем 0,14 [16], что связано, вероятно, с большим числом γ -квантов в семействах. (Из-за высокого порога регистрации γ -квантов по энергии часть их теряется, в семействах с $\sum E_\gamma \approx 1-10$ ТэВ наблюдают в среднем 5 γ -квантов [16] вместо 7.)

Выводы

1. Исследованы реакции когерентной дифракционной генерации трех пионов на ядрах фотоэмульсии π^- -мезонами при 60 ГэВ/с:

$$\pi^- + A \rightarrow 3\pi^\pm + A, \quad (1)$$

$$\pi^- + A \rightarrow \pi^- 2\pi^0 + A. \quad (2)$$

2. Пробег реакции (1) $\lambda_{3\pi^\pm} = \left(25 \begin{smallmatrix} +5 \\ -4 \end{smallmatrix}\right)$ м. Сечение реакции (2) составляет $\sim 0,7$ от реакции (1).

3. Разработана методика поиска и сопоставления электронно-позитронных пар отдельным взаимодействиям.

4. Получены угловые и энергетические характеристики пионов из реакции (1) и (2), которые в пределах ошибок совпадают. Самый быстрый пион уносит $\sim 60\%$ энергии, самый медленный — около 15% . В реакции (2) самый энергичный γ -квант уносит около половины начальной энергии π^- -мезона, γ -квант минимальной энергии около $0,03 p_0$. В отличие от π^-N -взаимодействий средний поперечный импульс частиц из когерентных взаимодействий не зависит от угла вылета и импульса и $\langle p_\perp \rangle = (0,30 \pm 0,02)$ ГэВ.

5. Получены распределения по эффективным массам трех и двух пионов. Максимум в распределении по массам $M_{3\pi^\pm}^*$ лежит в области $1,1$ ГэВ/с² и $\langle M_{3\pi^\pm}^* \rangle = (1,20 \pm 0,04)$ ГэВ/с². Как положение максимума в распределении, так и $\langle M_{3\pi^\pm}^* \rangle$ мало меняется в интервале энергий $15-60$ ГэВ, с увеличением энергии несколько смещается в сторону увеличения верхней граница $M_{3\pi^\pm}^*$. Анализ эффективных масс двух и трех пионов показывает, что в реакциях (1) и (2) основной вклад ($\sim 3/4$ всех событий) вносят каналы с образованием $p\pi$ -системы в области масс A_1 -резонанса.

ЛИТЕРАТУРА

1. Померанчук И. Я., Фейнберг Е. Л. — ДАН СССР, 1953, 93, с. 439—441.
2. Alma-Ata—Budapest—Cracow—Dubna—Moscow (FIAN and MGU) — Sofia—Tashkent—Ulan-Bator-Collaboration. — Phys. Lett., 1970, 31B, p. 241—245. — Сообщение ОИЯИ, Дубна, 1970, PI-5072, с. 1—32.
3. Дремин И. М., Масленникова Н. В., Мирошниченко Л. Н. и др. XV Междунар. конф. по физ. высоких энергий. Киев, 1970, 3а, № 28.
4. Maslennikova N. V., Smirnova L. N., Tretyakova M. I., Chernyavsky M. M. — XII Intern. Conf. Cosmic Rays. Hobart, 1971, HE-57, vol. 6, p. 2362—2370.
5. Vemporad C., Beusch W., Melissinov A. C. et al. — Nucl. Phys., 1971, B33, p. 397—420.
6. Allard J. F., Drijard D., Hennessy J. et al. — Phys. Lett., 1964, 12, p. 143—146; 1965, 19, p. 431—436.
7. Азимов С. А., Бетер Е. В., Гулямов У. Г. и др. — ЯФ, 1965, 2, с. 1049—1053.
8. Азимов С. А., Басова Е. С., Гришин В. Е. и др. — ЯФ, 1971, 14, с. 137—149.
9. Вилицкий А. Д., Воинов В. Г., Стрельцов И. С. и др. — ДАН СССР, 1970, 194, с. 544—546.
10. Азимов С. А., Бетер Е. В., Гришин В. Г. и др. — ЯФ, 1971, 14, с. 831—836.
11. Lesnjak H., Lesnjak L. — Phys. Lett., 1971, 34B, p. 135—139.
12. Vozoki G., Gombosi E., Suganyi G. — Preprint KFKI, 1968, 26.
13. Абдужамитов Ш., Азимов С. А., Чернова Л. Б. и др. — ЖЭТФ, 1963, 45, с. 407—414.
14. Жданов Г. Б., Масленникова Н. В., Мирошниченко Л. Н. и др. Изв. АН СССР. Сер. физ., 1971, 35, с. 2076—2079.
15. Daugerat B., Huson R., Lubatti H. J. et al. — Phys. Lett., 1968, 27B, p. 332—335.
16. Апанасенко А. В., Барадзей Л. Г., Смородин Ю. А., Соловьев М. В. — Изв. АН СССР. Сер. физ., 1969, 34, с. 1429—1443.

В. Г. ВОЙНОВ, М. М. ЧЕРНЯВСКИЙ

**НЕКОТОРЫЕ СИСТЕМАТИЧЕСКИЕ ОШИБКИ
ОЦЕНОК ИМПУЛЬСОВ И УГЛОВ ВЫЛЕТА
ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ЯДЕРНЫХ ФОТОЭМУЛЬСИЯХ**

Цель настоящей работы — изучение способов получения несмещенных оценок импульсов (фактически в эксперименте измеряется $p\beta c$) и углов вылета заряженных частиц при взаимодействиях адронов в ядерной фотоэмульсии.

Из теории статистических выводов известно [1], что наилучшая несмещенная оценка с минимальной дисперсией некоторой функции параметров распределения зависит только от наименьшей достаточной статистики, т. е. статистики, содержащей в некотором смысле всю информацию об исходном распределении. Пусть, например, $(x_1, y_1), \dots, (x_n, y_n)$ — независимые одинаково распределенные случайные векторы, имеющие нормальное распределение со средними ξ и η и коэффициентом корреляции ρ . Нам необходимо несмещенно оценить параметр ρ по результатам измерений $(x_1, y_1), \dots, (x_n, y_n)$. В этом случае полной достаточной статистикой будет

$$T_n = \left(\sum_{i=1}^n x_i, \sum_{i=1}^n y_i, \sum_{i=1}^n x_i^2, \sum_{i=1}^n y_i^2, \sum_{i=1}^n x_i y_i \right).$$

Обычно коэффициент корреляции оценивают по формуле

$$r = \frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y})}{\left[\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2 \sum_{i=1}^n (y_i - \bar{y})^2 \right]^{1/2}}. \quad (1)$$

Однако эта оценка дает смещенное значение параметра ρ . Несмещенную оценку $G(r)$ для ρ можно найти, решив уравнение

$$\int_{-1}^1 G(r) f(r/\rho) dr = \rho, \quad (2)$$

где $f(r/\rho)$ — плотность вероятностей распределения r , а $G(r)$ зависит только от достаточной статистики.

Решение уравнения (2) получено в работе [2] в виде

$$G(r) = r {}_2F_1 \left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, \frac{n-2}{2}, 1-r^2 \right). \quad (3)$$

Здесь $F_1(\alpha, \beta, \gamma, z)$ — гипергеометрическая функция Гаусса. Это и есть несмещенная оценка с минимальной дисперсией для коэффициента корреляции ρ .

Как и в приведенном примере, несмещенную оценку $\rho\beta c$ можно найти, решив интегральное уравнение

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} g(x, y, z) f(x, y, z/D_K, \sigma) dx dy dz = \frac{A}{D_K}, \quad (4)$$

где $g(x, y, z)$ — оценка $\rho\beta c$, зависящая в общем случае от статистик $x = D_K$, $y = \sigma D_K$ и z -статистики, определяющей корреляционные свойства D_K , а $f(x, y, z/D, \sigma, \rho_z)$ — совместная плотность вероятностей определения x, y и z при заданных $\langle D_K \rangle$, σ и ρ_z — корреляционных моментов для D_K .

Сложность решения уравнения (4) состоит в нахождении совместной плотности вероятности распределения статистик x, y и z . Таким образом, корректное оценивание $\rho\beta c$ по результатам измерений возможно только с помощью функций $g(x, y, z)$, однако при $D_K \neq 0$ в качестве несмещенной оценки можно использовать выражение

$$\rho\beta c = \frac{A \sigma e^{-D_K^2/2\sigma^2}}{D_K/\sigma} = \frac{A}{D_K K_{cm}} \cdot \frac{D_K^2 \int_0^{\infty} e^{-t^2/2} dt}{D_K^2} \quad (5)$$

Здесь K_{cm} — коэффициент, определяющий отношение смещенной и несмещенной оценок $\rho\beta c$. Нахождение несмещенных оценок введением K_{cm} не всегда дает наилучшую оценку (в смысле минимума ее дисперсии), но значительно проще для вычислений. Для исследования коэффициентов смещения оценок $\rho\beta c$ была составлена программа розыгрыша искусственных треков заряженных частиц в ядерных фотоэмульсиях. С помощью программы генерации нормально распределенных случайных чисел моделировались ординаты y_i треков, подверженных многократному кулоновскому рассеянию с заданным заранее $\rho\beta c$ [3], ложному рассеянию и шумам [4]. Затем рассчитывались вторые разности $D_i = y_i - 2y_{i+1} + y_{i+2}$ на ячейках t различной длины (в предположении, что все треки имеют длину $L = 6$ см) и вычислялись величины D_K по формуле [5]

$$D_K = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n |D_i| \sqrt{\frac{\rho_L^2 - \rho^2}{\rho_L^2 - \rho_K^2}}, \quad (6)$$

где ρ_L, ρ_K и ρ — параметры, характеризующие ложное рассеяние, кулоновское рассеяние и измеренные вторые разности. Этому методу оценки D_K было отдано предпочтение, так как он достаточно точен, не требует громоздких вычислений и широко используется экспериментаторами. Использование других методов (например, метода корреляционных моментов [6]) привело бы к значительному увеличению расхода машинного времени на решение поставленной задачи. Поскольку эффекты, о которых мы будем далее говорить, присущи всем без исключения методам определения D_K , такой подход вполне оправдан.

Величины $\rho\beta c$ определялись по формуле

$$\rho\beta c = \frac{K t^{1/2}}{573 D_K}, \quad (7)$$

где K — постоянная многократного кулоновского рассеяния. Было смоделировано по 3000 треков для $\rho\beta c_0 = 1, 8, 17, 25, 60$ и 200 ГэВ при различном вкладе ложного рассеяния D_L от 0 до $0,895 \cdot 10^{-2} \sqrt{t}$ мкм.

На рис. 1, а, б показаны для примера распределения по D_K и по $\rho\beta c$ для случая $\rho\beta c_0 = 17$ ГэВ, $t = 2000$ мкм, $D_L = 0,283$ мкм. Сплошная кривая на рис. 1, а соответствует нормальному распределению, а на рис. 1, б —

распределению [4]

$$f(p\beta c) = \frac{A}{\sqrt{2\pi}\sigma (p\beta c)^2} \exp\left(\frac{A}{p\beta c} - \langle D \rangle\right)^2 / 2\sigma^2, \quad (8)$$

где $A = Kt^{3/2}/573$, а σ — дисперсия величины D_K .

Из рисунка видно, что нормальное распределение и распределение [4] достаточно хорошо описывает полученные результаты (уровень значимости Q по χ^2 -тесту не превышает 0,01). Гистограммы распределений по D_K и $p\beta c$ для других значений $p\beta c_0$, D_K и t не приведены, так как они одинаково хорошо описываются этими распределениями с таким же уровнем значимости Q . Характерная особенность распределения по $p\beta c$ (рис. 1, б) состоит в том, что это распределение несимметрично относительно $\langle p\beta c \rangle$, причем максимум распределения сдвигается влево тем более, чем больше величина ложного рассеяния и шумов по отношению к многократному кулоновскому рассеянию. Как показано в работе [4], этот эффект и приводит к смещению оценок $p\beta c$. Для приведенного на рис. 1, б случая $\langle p\beta c \rangle = 20,319 \pm 0,245$ ГэВ (при $p\beta c_0 = 17$ ГэВ), а коэффициент смещения $K_{см} = \langle p\beta c \rangle / p\beta c_0 = 1,194 \pm 0,014$. Таким образом, определение $p\beta c$ по формулам (6) и (7) приводит к такому же закону распределения плотности вероятности $p\beta c$, что и при определении импульсов заряженных частиц по кривизне траектории в магнитном поле. Это позволяет для нахождения величины использовать формулу, полученную в [4]:

$$K_{см} = \frac{\langle D_K \rangle}{\sigma} \exp\left[-\frac{\langle D_K \rangle^2}{2\sigma^2}\right] \int_0^{\langle D_K \rangle/\sigma} e^{t^2/2} dt. \quad (9)$$

Несмещенной оценкой $p\beta c$ теперь будет

$$p\beta c = \frac{Kt^{3/2}}{573D_K K_{см}}. \quad (10)$$

На рис. 2 приведена зависимость величины $K_{см}$, найденной по результатам моделирования и рассчитанных по формуле (9), от относительной ошибки оценки D_K $\delta = \delta D_K / D_K$. Некоторое расхождение тех и других объясняется, по-видимому, тем, что распределение D_K не может быть гауссовым.

Другой, не менее важной особенностью распределения по $p\beta c$ является наличие хвоста в области очень больших $p\beta c$ (в принципе возможны значения $p\beta c = \infty$, соответствующие случаю $D_K = 0$). На практике экспериментаторы отбрасывают из рассмотрения величины, превышающие $p\beta c$ для первичной частицы на 3 стандартных отклонения. Однако эта процедура весьма искусственна, так как стандартное отклонение распределения по $p\beta c$ равно бесконечности. В самом деле

$$\sigma_{p\beta c}^2 = \frac{A}{\sqrt{2\pi}\sigma} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-\left(\frac{A}{p\beta c} - \langle D_K \rangle\right)^2 / 2\sigma^2\right] d p\beta c - \langle p\beta c \rangle^2 = \infty.$$

Наличие бесконечно больших значений $p\beta c$ — естественное статистическое свойство оценки (7). В результате же отбрасывания треков с такими $p\beta c$ или приписывание им определенной конечной величины, как это делается в некоторых работах по изучению когерентных взаимодействий адронов с ядрами фотоэмульсии в случае, когда сумма энергий вторичных частиц превышает энергию налетающего адрона приводит к выборке по $p\beta c$, что, естественно, не может не сказаться на качестве получаемых физических результатов.

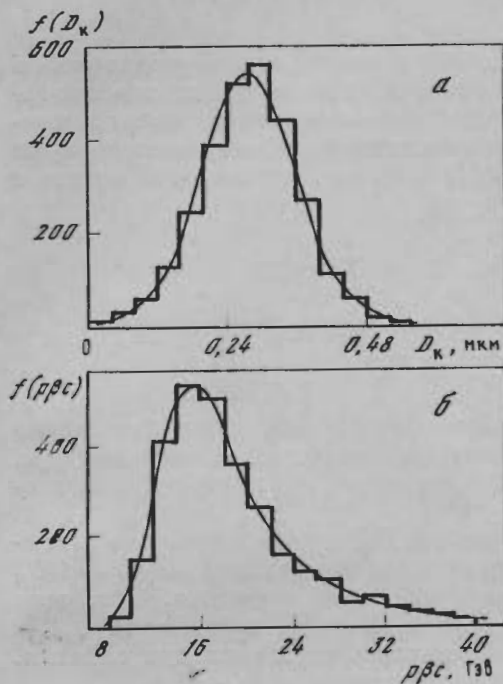


Рис. 1. Распределение по D_K (а) и по $p\beta c$ (б) для $p\beta c_0 = 17$ ГэВ, $t = 2000$ мкм $\sigma_d = 0,2 \cdot 10^{-14}$, $N = 2911$

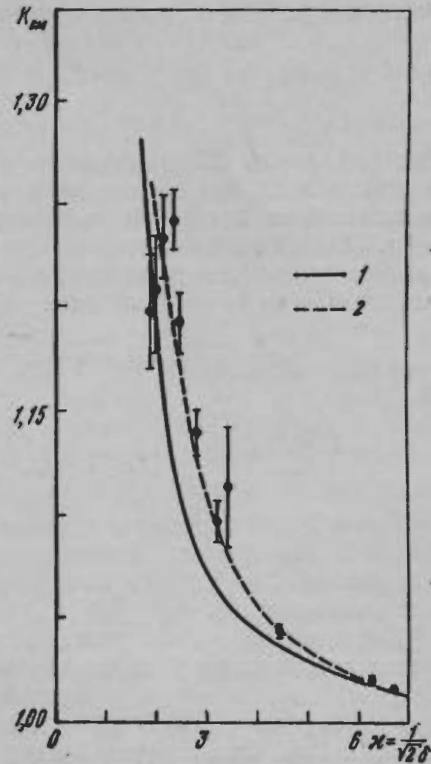


Рис. 2. Зависимость K_{CM} от величины ошибки $p\beta c = 1, 17, 25, 60$ и 200 ГэВ
1 — теоретическая зависимость, 2 — экспериментальная

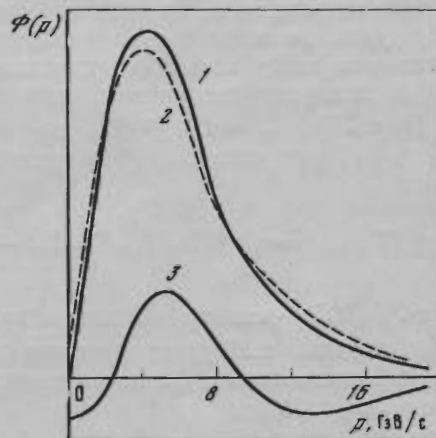


Рис. 3. Влияние ошибок измерения на распределение по импульсам $\Phi(p) = 225 p^2 e^{-0,5p}$, $\delta D_K / D_K = 0,2$
1 — $\Phi(p)$, 2 — $\Phi_1(p_{изм})$, 3 — $(\Phi(p) - \Phi_1(p_{изм}))$

В связи с изложенным необходимо сказать о том, что обычно используемая оценка относительной погрешности величины $p\beta c$ по формуле (см., например, [6])

$$\delta p\beta c / p\beta c = \delta D_K / D_K \quad (11)$$

неприменима. В самом деле, способ переноса ошибок, заключающийся в линеаризации нелинейных зависимостей в области, ограниченной стандартным отклонением [7], для оценки (7) неосуществим. Пусть оценивается величина $y = 1/x$, где x подчиняется нормальному распределению $N(x, \sigma^2)$.

Разлагая y в ряд в окрестности точки $x = \bar{x}$ и вычисляя $\sigma_y/y(\bar{x})$, получим

$$\sigma_y/y(\bar{x}) > \left[\sum_{n=1}^{\infty} (2n-1)!! \left(\frac{\sigma_x}{\bar{x}} \right)^{2n} \right]^{1/2}. \quad (12)$$

Ряд в формуле (12) расходится при любой конечной сколь угодно малой величине σ_x/\bar{x} . Это справедливо, вообще говоря, для любых плотностей вероятностей распределения с равными нулю четными центральными моментами. Для оценки величины, обратной математическому ожиданию выборки из нормальной совокупности, в работе [11] получена несмещенная оценка с конечной и минимальной дисперсией

$$g(x, y) = \frac{1}{x^2} F_1 \left(1, 1/2; \frac{n-1}{2}; -\frac{(n-1)y}{nx^2} \right),$$

где

$$x = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n n_i, \quad \text{а} \quad y = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (n_i - x)^2.$$

При $y \rightarrow 0$ она переходит в рассмотренную выше оценку $1/x$ с бесконечно большой дисперсией. Найти аналитически аналогичную оценку для $p\beta c$, к сожалению, не удастся из-за сложной зависимости $p\beta c$ от измеренных вторых разностей D_i .

Несмотря на то, что распределение оценок D_k , строго говоря, не описывается нормальным распределением, дисперсия распределений по $p\beta c \sim 1/D_k$ при возрастании числа генерированных треков увеличивается. Так, если $N = 3000$, $p\beta c_0 = 17$ ГэВ и $t = 2$ мм, то $\sigma_{p\beta c} = 13,21$ ГэВ, а при $N = 10^4$ $\sigma_{p\beta c} = 19,72$ ГэВ. Это говорит о том, что вероятность осуществления события, когда $D_k = 0$, не равна нулю, хотя она и достаточно мала.

Использование формулы (10) не устраняет расходимость величины $\sigma_{p\beta c}$, но дает возможность несмещенно оценить $p\beta c$, что само по себе очень важно.

Другим не менее важным следствием нелинейности оценки $p\beta c$ является искажение импульсных спектров из-за ошибок измерения $p\beta c$. Аналогичная задача для распределения поперечных импульсов рассмотрена в работе [8].

Пусть $D_{k \text{ изм}} = D_k + D'_k$, где D_k — истинное значение, а D'_k — член, обусловленный ошибками измерения. Согласно теореме о свертке распределений

$$f_1(D_{k \text{ изм}}) = \int_{-\infty}^{\infty} f(D_k) f_{err}(D_{k \text{ изм}} - D_k) dD_k. \quad (13)$$

Здесь $f(D_k)$ — спектр истинных значений D_k , а $f_{err}(D_{k \text{ изм}} - D_k)$ — плотность вероятностей распределения ошибок D'_k при условии, что $D_k = \text{const}$. Как показано выше, f_{err} достаточно точно описывается нормальным распределением, поэтому

$$f_1(D_{k \text{ изм}}) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(D_{k \text{ изм}} - D_k)^2}{2\sigma^2} \right] f(D_k) dD_k, \quad (14)$$

где σ — ошибка определения $D_{k \text{ изм}}$.

Переходя от D_k к $p\beta c = A/D$, получим

$$\Phi_1(p\beta c_{\text{изм}}) = \frac{A}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\sigma_{p\beta c}^2} \exp \left[-\frac{A^2(1/p\beta c - 1/p\beta c_{\text{изм}})^2}{2\sigma^2} \right] \Phi(p\beta c) dp\beta c. \quad (15)$$

Таким образом, неискаженное распределение по $p\beta c$ $\Phi(p\beta c)$ есть решение интегрального уравнения (15). При его решении необходимо учитывать зави-

симостью σ от $p\beta c_{\text{изм}}$. Для иллюстрации эффекта на рис. 3 изображены: $\Phi(p) = \equiv Ap^2 e^{-0,5p}$, $\Phi_1(p_{\text{изм}})$ и в увеличенном масштабе их разность $\Phi(p) - \Phi_1(p_{\text{изм}})$ при условии, что относительная ошибка оценки $D_K \delta D_{K \text{ изм}} / D_{\text{изм}} = 0,2$.

Рассмотрим теперь задачу оценивания малых углов вылета вторичных частиц. Пусть необходимо оценить $\sin \theta \approx \theta = \sqrt{y_0^2 + z_0^2} / x_0 = r_0 / x_0$, где (x_0, y_0, z_0) — координаты следа. При измерении малых углов величина $x_0 \gg r_0$ и ее можно считать постоянной, известной точно. Пусть случайная величина (y, z) подчиняется двумерному нормальному распределению с $\sigma_y = \sigma_z = \sigma$

$$f(y, z) = \frac{1}{2\pi\sigma^2} \exp \left\{ -\frac{1}{2\sigma^2} [(y - y_0)^2 + (z - z_0)^2] \right\}. \quad (16)$$

В этом случае плотность вероятностей распределения $r = \sqrt{y^2 + z^2}$ будет [9]

$$f_r(r) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(y, z) \delta(z - \sqrt{y^2 + z^2}) dy dz = r \int_0^{2\pi} f(r \cos \varphi, r \sin \varphi) d\varphi, \quad (17)$$

где $\cos \varphi = y/r$ и $\sin \varphi = z/r$. Подставив в выражение (17) плотность вероятностей (16), получим

$$f_r(r) = \frac{r}{2\pi\sigma^2} \exp \left\{ -\frac{1}{2\sigma^2} (r^2 + y_0^2 + z_0^2) \right\} \int_0^{2\pi} \exp \left\{ \frac{1}{\sigma^2} (ry_0 \cos \varphi + rz_0 \sin \varphi) \right\} d\varphi. \quad (18)$$

Используя таблицы [10], найдем

$$f_r(r) = \frac{r}{\sigma^2} \exp \left\{ -\frac{1}{2\sigma^2} (r^2 + y_0^2 + z_0^2) \right\} J_0 \left(\frac{r}{\sigma^2} \sqrt{y_0^2 + z_0^2} \right). \quad (19)$$

Здесь $J_0(z)$ — модифицированная функция Бесселя. Согласно известным правилам нахождения плотности вероятностей функции случайных аргументов [9] для малых θ имеем

$$f_\theta(\theta) = \frac{x_0^2}{\sigma^2} \exp \left\{ -\frac{1}{2\sigma^2} (\theta^2 x_0^2 - y_0^2 + z_0^2) \right\} J_0 \left(\frac{x_0 \theta}{\sigma^2} \sqrt{y_0^2 + z_0^2} \right). \quad (20)$$

С помощью этого выражения и таблиц [10] найдем

$$\langle \theta \rangle = \int_0^{\infty} \theta f_\theta(\theta) d\theta = \frac{\sqrt{\pi} \sigma^2}{x_0 r_0} e^{-\frac{r_0^2}{4\sigma^2}} M_{-1,0} \left(\frac{r_0^2}{2\sigma^2} \right) \quad (21)$$

и

$$\langle \theta^2 \rangle = \int_0^{\infty} \theta^2 f_\theta(\theta) d\theta = \frac{2\sqrt{2} \sigma^3}{x_0^2 r_0} e^{-\frac{r_0^2}{4\sigma^2}} M_{-1,1} \left(\frac{r_0^2}{2\sigma^2} \right). \quad (22)$$

Здесь $r_0 = \sqrt{y_0^2 + z_0^2}$, а $M_{\lambda, \mu(x)}$ — функция Уиттекера. Если $r_0 = 0$, т. е. при оценке угла $\theta = 0$,

$$\langle \theta \rangle = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\sigma}{x_0}, \quad \langle \theta^2 \rangle = \frac{2\sigma^2}{x_0^2} \quad \text{и} \quad \sigma_{\theta=0} = \sqrt{2 - \frac{\pi}{2}} \frac{\sigma}{x_0}. \quad (23)$$

Пусть $x_0 = 2$ мм, а $\sigma = 1$ мкм. В этом случае смещение оценки угла $\theta = 0$ будет $B(\theta) = \langle \theta \rangle = 0,6265 \cdot 10^{-3} \approx 2,1'$; а $\sigma_{\theta=0} = 0,7'$. Таким образом, смещение оценки угла $\theta = 0$ в этих условиях сравнимо с ошибкой $\sigma_\theta \approx 0,7'$, однако, абсолютное значение смещения мало.

В более общем случае угол θ зависит от трех координат x, y и z . Пусть $\sin \theta = f(x, y, z)$. При малых ошибках функцию $f(x, y, z)$ можно разложить

в ряд в окрестности точки r_0 с координатами x_0, y_0, z_0 и вычислить величину смещения $B(\sin \theta) = \langle f(x, y, z) - f(x_0, y_0, z_0) \rangle$. При симметричном относительно (x_0, y_0, z_0) распределении ошибок измерения величин x, y, z

$$B(\sin \theta) = \frac{1}{2!} \sigma_x^2 \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} \Big|_{r_0} + \frac{1}{2!} \sigma_y^2 \frac{\partial^2 f}{\partial y^2} \Big|_{r_0} + \frac{1}{2!} \sigma_z^2 \frac{\partial^2 f}{\partial z^2} \Big|_{r_0}. \quad (24)$$

Если $\sin \theta = [(y^2 + z^2)/(x^2 + y^2 + z^2)]^{1/2}$ и $\sigma_x = \sigma_y = \sigma_z = \sigma$, то

$$B(\sin \theta) \simeq \frac{1}{2} \sigma^2 \left[\frac{(x_0^2 - y_0^2 - z_0^2)}{(x_0^2 + y_0^2 + z_0^2)^{3/2} \sqrt{y_0^2 + z_0^2}} \right]. \quad (25)$$

Из этой формулы видно, что в приближении $\sigma^2 \ll 1$ $B(\sin \theta) \approx 0$, если $x_0^2 = y_0^2 + z_0^2$, т. е. когда $\sin \theta_0 = 1/\sqrt{2}$. При $\theta_0 = (\pi/2)$ ($x_0 = 0$)

$$B(\sin \theta) \simeq \frac{\sigma^2}{2(y_0^2 + z_0^2)}.$$

Например, если $\sigma = 0,1$ мкм, а $y_0 = z_0 = 5$ мкм, то $B(\sin \theta) = -10^{-4}$. Итак, во всей возможной области значений θ смещение оценки этой величины очень мало. Если учесть, что в реальных условиях весьма значительный вклад в ошибку оценки угла вносят макроскопические искажения (дисторсии), которые в наше рассмотрение не включались, то отсюда можно заключить, что систематическими эффектами типа смещения при измерении углов вылета вторичных частиц, образовавшихся в ядерных фотоэмульсиях, можно пренебречь.

Таким образом, мы показали, что найденные по измерениям в ядерных фотоэмульсиях оценки $r\beta c$ и углов вылета заряженных частиц имеют систематическое смещение тем больше, чем больше ошибки измерения. Смещение оценок $r\beta c$ устраняется введением коэффициента смещения, который можно найти как аналитическим методом, так и с помощью монте-карловского розыгрыша выборок, эквивалентных экспериментально измеренным.

Введение коэффициентов смещения для получения несмещенных оценок — общий метод, применимый во всех случаях оценивания нелинейных функций некоторых параметров, особенно тогда, когда нахождение выборочной функции распределения вызывает большие затруднения. Единственным недостатком этого метода является то, что получаемые оценки не всегда имеют минимальную дисперсию.

ЛИТЕРАТУРА

1. Закс Ш. Теория статистических выводов. М.: Мир, 1975.
2. Olkin I., Pratt J. W. — Ann. Math. Stat., 1958, 29, p. 201—211.
3. Граменицкий И. М., Тихонова Л. А., Шляпников П. В. — Препринт ОИЯИ, Дубна, 1965, P-2146.
4. Воинов В. Г., Гайтинов А. Ш., Часников И. Я. — Изв. АН Каз. ССР. Сер. физ.-мат. Алма-Ата, 1975, № 4.
5. Часников И. Я. — Труды ИЯФ. Алма-Ата: Наука, 1963, вып. 3.
6. Воинов В. Г., Часников И. Я. Многократное рассеяние частиц в ядерных фотоэмульсиях. Алма-Ата: Наука, 1969.
7. Худсон Д. Статистика для физиков. М.: Мир, 1967.
8. Lohmann E. — Suppl. nuovo sim., 1963, 1, p. 1226.
9. Пугачев В. С. Теория случайных функций. М.: Физматгиз, 1962.
10. Градштейн И. С., Рыжик И. М. — Таблицы интегралов, рядов, сумм и произведений. М.: Физматгиз, 1962.
11. Воинов В. Г. — Препринт ИФВЭ. Алма-Ата, 1976, с. 27—76.

(24)

(25)

М. И. АДАМОВИЧ, В. Г. ЛАРИОНОВА, Г. И. ОРЛОВА, М. И. ТРЕТЬЯКОВА,
С. П. ХАРЛАМОВ, М. М. ЧЕРНЯВСКИЙ, Ф. Р. ЯГУДИНА

**МАСШТАБНАЯ ИНВАРИАНТНОСТЬ СПЕКТРА
МАКСИМАЛЬНЫХ БЫСТРОТНЫХ ПРОМЕЖУТКОВ
В АДРОН-АДРОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ**

В тех случаях, когда в событии неупругого адрон-адронного взаимодействия регистрируются все заряженные частицы, а нейтральные нет, мы имеем дело с так называемыми полуинклюзивными процессами. Для этих процессов очень удобно изучать распределения максимальных быстротных промежутков.

Для каждого события наблюдавшиеся частицы упорядочиваются по быстройте $y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_{\parallel}}{E - p_{\parallel}}$, где E — энергия, p_{\parallel} — продольный импульс частицы.

Мы определяем максимальный быстротный промежуток Δ_{\max} как наибольшую разность $y_{i+1} - y_i$ ($i=1, \dots, n-1$) между быстройтами соседних частиц.

Полезность рассмотрения спектров максимальных быстротных промежутков заключается в том, что спектры зависят от динамики процессов неупругого взаимодействия. В самом деле, ожидается, что дифракционные процессы дают в основном вклад в сечение при больших субэнергиях, и, следовательно, при больших промежутках Δ_{\max} . В то же время недифракционные процессы должны давать малый вклад в область очень больших Δ_{\max} . Не рассматривая специальные модели, мы можем указать общее поведение, которое ожидается обнаружить для спектров максимальных быстротных промежутков. Так как быстройты заключены в интервале $0 \leq y_i \leq Y$, где Y — быстрая налетающей частицы, то для событий с большой множественностью менее вероятно иметь большие максимальные быстротные промежутки Δ_{\max} . Наоборот, для событий с малой множественностью должен наблюдаться по

крайней мере один большой Δ_{\max} , так как $Y = \sum_{i=1}^{n-1} (y_{i+1} - y_i)$. Таким образом, для дифракционных процессов, обусловленных обменом помероном, следует ожидать максимума распределения Δ_{\max} при $\Delta_{\max} = Y$. Для недифракционных процессов следует ожидать пика в рассмотрении максимальных быстротных спектров в области $Y/\langle n \rangle$.

Изучалось распределение максимальных быстротных промежутков между заряженными частицами в полуинклюзивных реакциях

$$p + p \rightarrow c_1 + c_2 + \dots + c_n + \text{все остальные}, \quad (1)$$

$$p^- + p \rightarrow c_1 + c_2 + \dots + c_n + \text{все остальные}, \quad (2)$$

где c_i — заряженные частицы (адроны).

Реакция (1) изучалась с помощью ядерных фотоэмульсий, облученных в пучке протонов с импульсом 67 ГэВ/с (на ускорителе ИФВЭ, Серпухов, СССР) и импульсом 200 ГэВ/с (на ускорителе FNAL, Батавия, США). Реак-

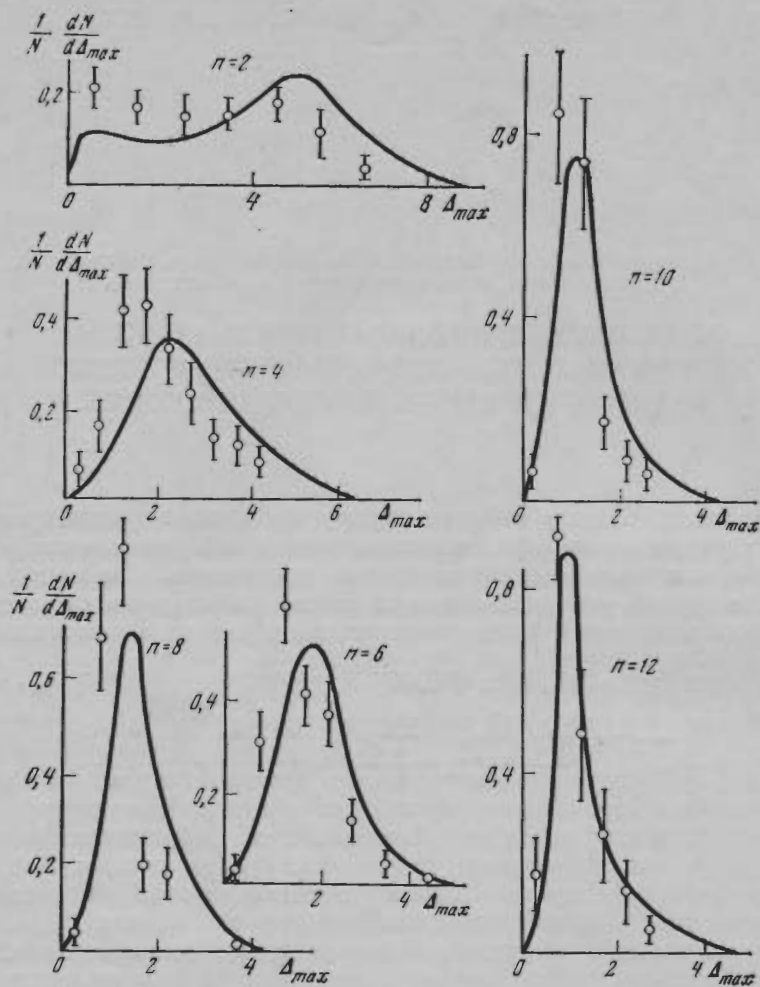


Рис. 1. Распределения максимальных быструх промежутков Δ_{\max} в pp -событиях при 67 ГэВ/с для множественностей $n = 2, 4, 6, 8, 10, 12$

Сплошными линиями на рис. 1–3 изображены спектры согласно мультипериферической кластерной модели

ция (2) изучалась также методом ядерных эмульсий. Облучение осуществлялось в пучке пионов с импульсом 60 ГэВ/с на ускорителе ИФВЭ (Серпухов, СССР) и на ускорителе FNAL — пионами с импульсом 200 ГэВ/с. В каждом событии измерялись углы θ всех заряженных частиц и для каждой вторичной заряженной частицы определялась величина $\eta = -\ln \operatorname{tg} \frac{\theta}{2} = \frac{1}{2} \ln \frac{p_{\perp} + p_{\parallel}}{p_{\perp} - p_{\parallel}}$

(p, p_{\parallel} — импульс и продольный импульс частицы). При условии $p_{\parallel}^2 \gg p_{\perp}^2 > \mu^2$ (что выполняется для большинства вторичных заряженных релятивистских частиц; μ — масса частицы) величина η совпадает с быстротой $y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_{\parallel}}{E - p_{\parallel}}$. Поэтому для упрощения терминологии мы в дальнейшем величину η будем называть быстротой.

В каждом событии реакции (1) и (2) частицы располагались в порядке возрастания быстроты от η_{\min} до η_{\max} и определялись быструх промежутки $\Delta = \eta_{i+1} - \eta_i$ ($i = 1, 2, \dots, n-1$; n — множественность заряженных

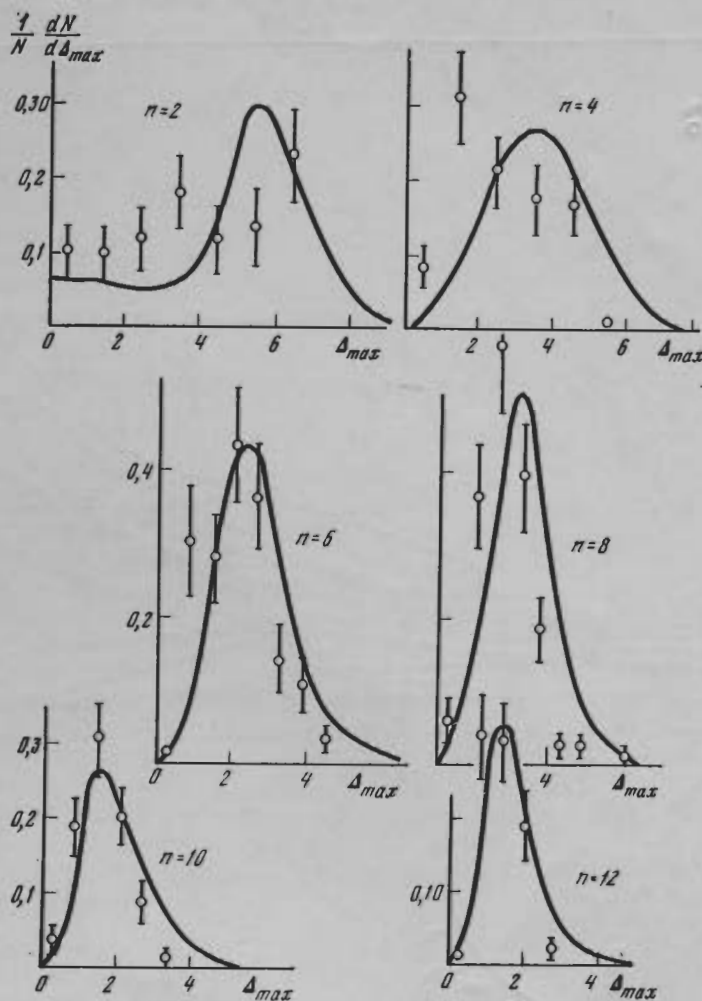


Рис. 2. Распределения максимальных быстрых промежутков Δ_{max} в pp -событиях при 200 ГэВ/с для множественностей $n = 2, 4, 6, 8, 10, 12$

частиц в событии). Из всех промежутков события выбирался максимальный быстрый промежуток.

На рис. 1 и 2 приведены экспериментальные распределения

$$\frac{1}{N} \frac{dN}{d\Delta_{max}} = \mathcal{F}(\Delta_{max})$$

при фиксированных множественностях n для pp -взаимодействий с энергией 67 и 200 ГэВ соответственно.

На рис. 3 приведены аналогичные данные для πp -взаимодействий при энергии 60 ГэВ. На этих же рисунках сплошными линиями изображены распределения Δ_{max} , вычисленные по мультипериферической кластерной модели. Согласно этой модели [1, 2], в узлах мультипериферической цепочки происходит упругое дифракционное рассеяние и рождение адронных резонансов, а также неупругие взаимодействия, обусловленные неприводимыми диаграммами, содержащими неоднопонный обмен в t -канале. Такие блоки в мультипериферической цепочке называются кластерами, они могут быть

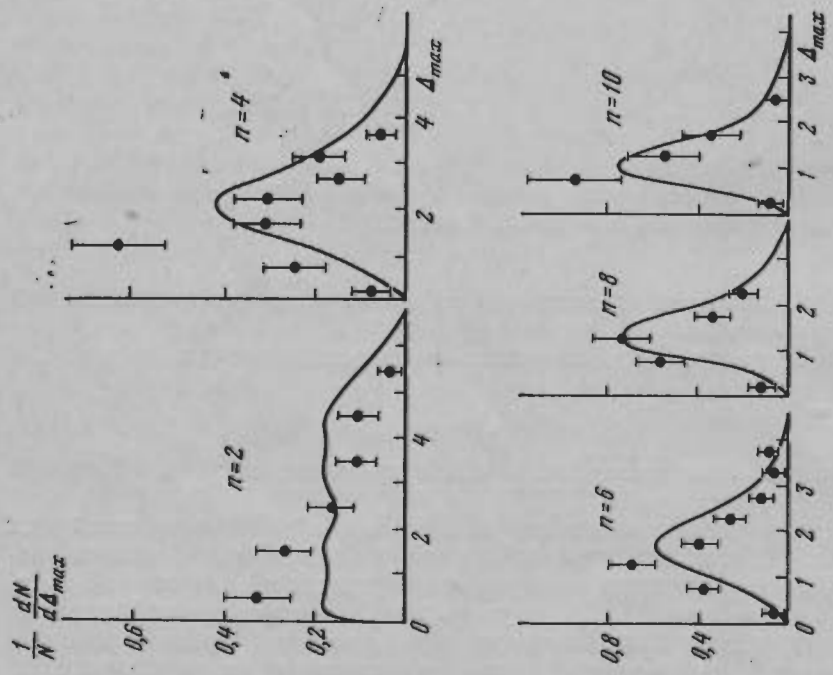
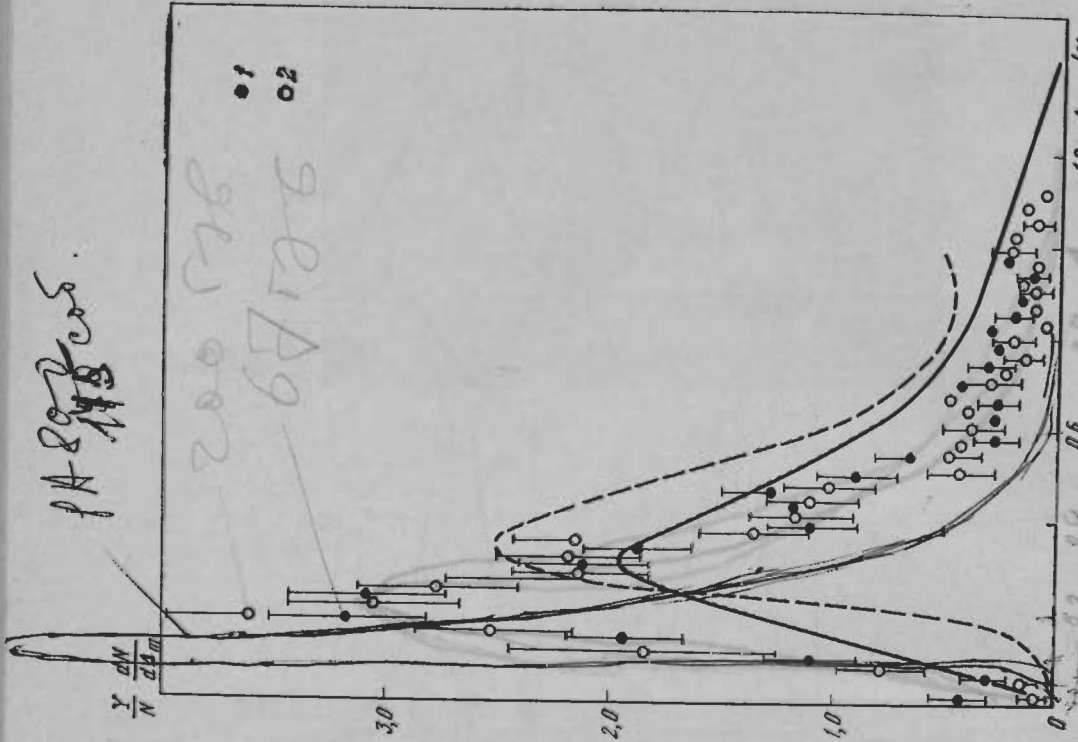


Рис. 3. Распределения максимальных быстрых промежутков Δ_{max} в π -событиях при 60 ГэВ/с для множественностей $n = 2, 4, 6, 8, 10$

Рис. 4. Зависимость $(Y/N)dN/d\Delta_{max}$ от Δ_{max}/Y для p -взаимодействий для всех множественностей при 67 (1) и 200 (2) ГэВ/с. Сплошная линия — зависимость согласно мультипликативной риферической кластерной модели [1, 2], пунктирная — теория [3]

двух типов: πN -кластер, если неупругий неприводимый процесс произошел при столкновении пиона и нуклона, и $\pi\pi$ -кластер, если в узле цепочки неупруго рассеиваются два пиона.

Из сравнения с экспериментальными данными следует, что при малых множественностях теоретические максимумы лежат правее экспериментальных.

Теоретические спектры при больших множественностях ($n \geq 10$), где существенную роль играют кластеры, хорошо совпадают с экспериментальными.

На рис. 4 представлена зависимость величины $\frac{Y}{\sigma_{in}} \frac{d\sigma_{in}}{d\Delta_{max}} = \frac{Y}{N} \frac{dN}{d\Delta_{max}}$ от Δ_{max}/Y для суммы всех событий pp -взаимодействий со всеми множественностями при 67 и 200 ГэВ. Здесь Y — доступная для рожденных частиц область по шкале быстрот $Y = \ln(S/m_a m_b)$, где m_a и m_b — массы сталкивающихся частиц, S — энергия в СЦМ. На этом же рисунке сплошной линией изображена теоретическая зависимость по мультипериферической кластерной модели, а пунктирной линией — по полюсной модели обмена померонами и реджеонами.

Из анализа спектра, приведенного на рис. 4, можно сделать следующие выводы:

1) pp -взаимодействия при 200 и 67 ГэВ/с в пределах ошибок описываются одной универсальной функцией

$$\frac{Y}{\sigma_{in}} \frac{d\sigma_{in}}{d\Delta_{max}} = \frac{Y}{N} \frac{dN}{d\Delta_{max}} = f\left(\frac{\Delta_{max}}{Y}\right),$$

т. е. наблюдается своеобразный скейлинг в спектре быстрых максимальных промежутков.

2) В спектре имеется «хвост», обусловленный дифракционной диссоциацией взаимодействующих частиц, хотя ее вклад меньше, чем по теоретическим моделям.

3) Имеется максимум, обусловленный недифракционным рождением частиц. Он смещен в сторону малых значений Δ_{max}/Y относительно обеих теоретических моделей. Хотя по мультипериферической кластерной модели положение максимума ближе к экспериментальному, однако можно сказать, что в ней занижен вклад кластеров.

На рис. 5 представлены распределения

$$\frac{Y}{\sigma_{in}} \frac{d\sigma_{in}}{d\Delta_{max}} = \frac{Y}{N} \frac{dN}{d\Delta_{max}} = \varphi\left(\frac{\Delta_{max}}{Y}\right),$$

для π^-p -взаимодействий при 60, а также при 200 ГэВ, полученные [4] сотрудничеством (Алма-Ата — Гатчина — Москва — Ташкент). Из рисунка сле-

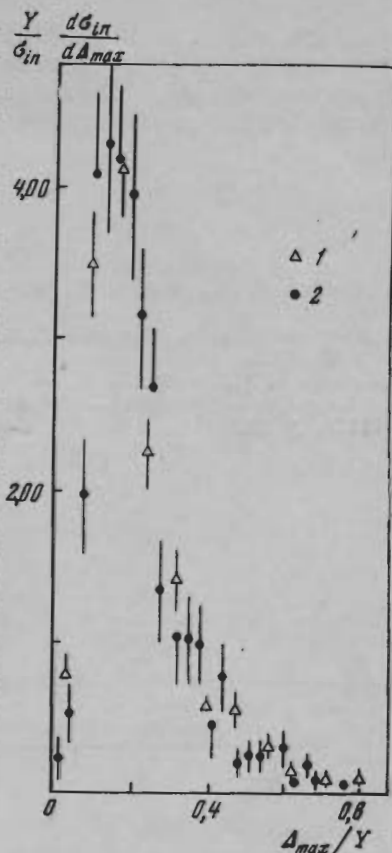


Рис. 5. Зависимость $(Y/\sigma_{in}) \times \frac{d\sigma_{in}}{d\Delta_{max}}$ от Δ_{max}/Y для π^-p -взаимодействий для всех множественностей при 60 (1) и 200 ГэВ/с (2)

Рис. 4. Зависимость $(Y/N) \frac{dN}{d\Delta_{max}}$ от Δ_{max}/Y для pp -взаимодействий для всех множественностей при 67 (1) и 200 (2) ГэВ/с. Сплошная линия — зависимость согласно мультипериферической кластерной модели [4, 2], пунктирная — теория [3]

дует, что для π^-p -взаимодействия наблюдается также своеобразный скейлинг спектра Δ_{\max}/Y , однако форма спектра отличается от формы для pp -взаимодействий. Последнее обусловлено, по-видимому, различием фрагментации первичной частицы и увеличением вклада $\pi\pi$ -кластеров.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дремин И. М., Ройзен И. И., Уайт Р. Б., Чернавский Д. С. — ЖЭТФ, 1965, 48, с. 952.
2. Chernavskii D. S., Kanarek T. I., Volkov E. I. — Preprint P. N. Lebedev Phys. Int, N 53, 1975.
3. Jones S. T., Snyder D. R. — Phys. Rev., 1974, D9, p. 242.
4. Алма-Ата — Гатчина — Москва — Ташкент-сотрудничество. — Препринт ФИАН, 1976, № 29.

СО Д Е Р Ж А Н И Е

<p>48, Int, АН,</p>	<p>М. И. Адамович, Е. И. Волков, И. М. Дремин, А. М. Дунаевский, В. Г. Ларионова, Г. И. Орлова, М. И. Третьякова, С. П. Харламов, М. М. Чернявский, Ф. Р. Ягудина. Распределение быстротных интервалов частиц в неупругих pp- и p-p-взаимодействиях при энергиях 50—200 ГэВ и кластеризация частиц</p>	<p>3</p>
	<p>М. И. Адамович, В. Г. Ларионова, Н. В. Масленникова, Г. И. Орлова, М. И. Третьякова, С. П. Харламов, М. М. Чернявский, Ф. Р. Ягудина. Множественное рождение частиц при взаимодействии пионов и протонов с нуклонами и ядрами в области энергий 20—200 ГэВ</p>	<p>65</p>
	<p>Г. И. Орлова, М. И. Третьякова, М. М. Чернявский. Когерентная генерация частиц π^--мезонами с импульсом 60 ГэВ/с на ядрах фотоэмульсии</p>	<p>150</p>
	<p>В. Г. Воинов, М. М. Чернявский. Некоторые систематические ошибки оценок импульсов и углов вылета заряженных частиц в ядерных фотоэмульсиях</p>	<p>166</p>
	<p>М. И. Адамович, В. Г. Ларионова, Г. И. Орлова, М. И. Третьякова, С. П. Харламов, М. М. Чернявский, Ф. Р. Ягудина. Масштабная инвариантность спектра максимальных быстротных промежутков в адрон-адронных взаимодействиях</p>	<p>173</p>

Неупругие взаимодействия адронов с нуклонами и ядрами при высоких энергиях

Труды ордена Ленина Физического института им. П. Н. Лебедева, Т. 108

Утверждено к печати ордена Ленина Физическим институтом им. П. Н. Лебедева
Академии наук СССР

Редактор издательства С. С. Матаев. Художественный редактор Т. П. Поленова
Технический редактор И. С. Капшпа. Бюрократы Л. В. Лужичева, И. А. Талалай

ИБ № 7185

Сдано в набор 11.10.78. Подписано к печати 12.03.79. Т-01712. Формат 70×108^{1/16}
Бумага типографская № 2. Гарнитура обыкновенная. Печать высокая. Усл. печ. л. 15,7
Уч.-изд. л. 15,1. Тираж 1300 экз. Тип. зак. 1121. Цена 2 р. 30 к.

Издательство «Наука» 117864 ГСП-7, Москва, В-485, Профсоюзная ул., 94а
2-я типография издательства «Наука» 121099, Москва, Г-99, Шубинский пер., 10