

В. С. ГРИШИН

ИНКЛЮЗИВНЫЕ ПРОЦЕССЫ в адронных взаимодействиях при высоких энергиях

ЭНЕРГОИЗДАТ

В. Г. ГРИШИН

At Home

ИНКЛЮЗИВНЫЕ
ПРОЦЕССЫ
в адронных
взаимодействиях
при высоких энергиях



МОСКВА ЭНЕРГОИЗДАТ 1982

ПРЕДИСЛОВИЕ

УДК 539.12.1

Гришин В. Г. Инклюзивные процессы в адронных взаимодействиях при высоких энергиях. — М.: Энергоиздат, 1982. — 248 с.

Приведены основные экспериментальные данные по взаимодействиям адронов при высоких энергиях ($E \geq 10$ ГэВ), полученные на ускорителях в последние 10 лет. Изложены физические основы теоретических моделей сильных взаимодействий, описывающих характеристики адронов, образованных в инклюзивных процессах. Особое внимание уделено процессам образования частиц с большими поперечными импульсами и рождению резонансов, в которых отчетливо проявляется кварк-партоновая структура адронов. Обсуждается связь между моделями, описывающими сильные взаимодействия адронов на малых ($r \leq 0,1$ фм) и больших расстояниях ($r \geq 1$ фм).

Для научных работников, специализирующихся в области физики высоких энергий и ядерной физики, для аспирантов и студентов старших курсов физических и инженерно-физических факультетов.

Табл. 34. Ил. 110. Библиогр. 243

Рецензент доктор физико-математических наук
И. М. Дремин

Взаимодействия частиц высоких энергий изучают уже более 30 лет в космических лучах и на ускорителях. За это время открыто большое число новых частиц, превосходящее число химических элементов в таблице Д. И. Менделеева. Сначала их называли элементарными или фундаментальными. Однако с накоплением экспериментальных данных становилось все более очевидным, что большая группа этих частиц, так называемые *адроны* (сильновзаимодействующие частицы), являются сложными объектами, состоящими из более элементарных. Особенно значительные результаты в изучении структуры адронов и их взаимодействий были получены в последние 10 лет на крупнейших ускорителях мира.

Новые ускорители протонов и электронов, созданные в Серпухове (СССР), Женеве (Швейцария), Гамбурге (ФРГ), Станфорде и Батейви (США), позволили начать систематические исследования взаимодействий частиц в области энергий от 10 до 2000 ГэВ. Де-бройлевские длины волн частиц, ускоренных на этих ускорителях, составляют 10^{-14} — 10^{-15} см в системе центра инерции, что позволяет получить сведения о структуре их взаимодействий на расстояниях, много меньших средних размеров адронов (порядка 10^{-13} см). Продвижение физических исследований в новую пространственно-временную область обычно приводит к открытию и нового мира физических явлений [1, 2]. Результаты интенсивных экспериментальных и теоретических исследований взаимодействий частиц при $E \geq 10$ ГэВ, полученные в 1968—1982 гг., действительно, существенно изменили представления о природе адронов.

В первую очередь это относится к открытию новой симметрии взаимодействий — *масштабной инвариантности*. Она была обнаружена сначала в глубоконеупругих электрон-нуклонных взаимодействиях при больших передачах энергии и импульса от электрона к нуклону [3]. Суть ее заключается в том, что сечения этих процессов зависят от безразмерных соотношений кинематических переменных [3—6]. Поэтому масштабная симметрия проявляется при высоких энергиях, когда массы частиц не играют существенной роли ($E \gg M$). Позднее масштабная инвариантность была обнаружена в слабых и сильных взаимодействиях частиц [6—10]. Таким образом, именно при изучении взаимодействий частиц высоких энергий впервые стало ясно, что во всех типах взаимодейст-

Г 1704070000-560
051(01)-82 КБ-48-179-81 Подписное

вий мы имеем дело с физическими явлениями одной природы, связанной со структурой адронов.

Отсюда и возникло представление о том, что адроны состоят из других, более элементарных точечных частиц — *партонов* [6, 11]. Подобная ситуация уже возникала в прошлом при переходе от молекул к атомам, от атомов к ядрам и электронам и от ядер к протонам и нейтронам по мере продвижения физических исследований в новые пространственно-временные области [1]. Идея о существовании более элементарных частиц — трех кварков (*u*, *d*, *s*) была успешно применена для классификации многочисленного семейства адронов по унитарным мультиплетам еще в 1964 г. [11]. Однако только сейчас, когда появились данные о взаимодействиях частиц при высоких энергиях, удалось построить единую картину многих явлений на основе кварк-партонной модели, начиная с адронной спектроскопии и описания чисто адронных реакций и кончая глубоко неупругим рассеянием лептонов на адронах и e^+e^- -аннигиляцией в адроны [3, 6, 11–13]. Более того, эти представления привели к предсказанию существования нового четвертого кварка (*c*), необходимого для объяснения некоторых свойств слабых взаимодействий [14]. Экспериментальное обнаружение J/Ψ - и очарованных частиц блестяще подтвердило эти представления [15–19]. Недавно были открыты новые тяжелые мезоны с $M \approx 9,5$ ГэВ, которые связывают с существованием уже пятого кварка (*b*) [20]. Параллельно накоплению данных о числе и свойствах кварков, из которых состоят адроны, проводятся интенсивные поиски новых лептонов. Уже открыты $\tau^\pm$ -лептоны с $M \approx 1,8$ ГэВ (см. обзор [21]). Отсюда и возникает возможная кварк-лептонная симметрия мира: число кварков *u*, *d*, *s*, *c*, *b* равно числу лептонов ν_e , ν_μ , e^- , μ^- , τ^- . В этом подходе все взаимодействия обусловлены взаимодействиями точечных частиц кварков и лептонов путем обмена γ -квантами (электромагнитные взаимодействия), промежуточными бозонами (слабые взаимодействия) и глюонами (сильные взаимодействия).

Существенный прогресс за эти годы был достигнут в квантовой теории поля. Очень часто теоретические модели стимулировали развитие новых направлений в экспериментальных исследованиях. Ярким примером в этом отношении является история открытия J/Ψ -частиц и очарованных мезонов [14–19], масштабной инвариантности в сильных и слабых взаимодействиях и т. д. [6, 7]. Успех наивной партонной модели в описании различных явлений при высоких энергиях был дополнен развитием теории поля. Здесь главным стимулом в продвижении вперед был поиск внутренней согласованности и эстетической красоты теории [22]. Основными достижениями в этом направлении являются концепции о спонтанном нарушении симметрии и обусловленном им механизме появления масс у калибровочных полей, доказательство перенормируемости неабелевых калибровочных теорий и обнаружение того факта, что эти теории обладают свойствами асимптотической свободы и ин-

фракрасного рабства [22–25]. Последнее утверждение означает, что эффективная константа связи взаимодействия кварков $\alpha_s(r) \rightarrow 0$ при больших относительных импульсах кварков и $\alpha_s(r) \rightarrow \infty$ при малых импульсах. Отсюда успех кварк-партонной модели на языке квантовой теории поля можно понять, если сильные взаимодействия описываются неабелевыми калибровочными теориями. Они обладают всеми желаемыми свойствами: в процессах с большими передачами импульса кварки практически свободны: $\alpha_s(r) \rightarrow 0$, в то же время в обычных соударениях они сильно взаимодействуют между собой: $\alpha_s(r) \rightarrow \infty$. Более того, возможно, что бесконечно большие константы связи на больших расстояниях и могут служить причиной удержания партонов (кварков, глюонов) внутри адронов, и поэтому они не существуют в свободном состоянии. На этом пути и возможно объяснение знаменитого парадокса: кварк-партонные модели хорошо описывают экспериментальные данные, но поиски кварков в свободном состоянии дали пока отрицательные результаты.

Еще более впечатляющей является возможность построения единой теории поля. При рассмотрении имеющихся экспериментальных данных видим, что согласованная картина возникает, если постулировать, что все взаимодействия, начиная с сильных и кончая гравитационными, описываются неабелевыми калибровочными теориями [22]. Таким образом, сейчас можно предлагать различные пути создания единой картины мира, в которой все взаимодействия будут разными проявлениями одного фундаментального взаимодействия. И эти пути являются уже предметом серьезных исследований [22]. Столь поразительный успех в понимании природы частиц и их взаимодействий был достигнут за последние 10 лет. Существенный вклад в это внесли экспериментальные и теоретические исследования адронных взаимодействий при высоких энергиях.

Основные результаты при $E \geq 10$ ГэВ получены с помощью новых методов исследования соударений частиц, которые существенно отличаются от методов, используемых при низких энергиях [26, 27]. Действительно, при относительно низких энергиях основные усилия экспериментаторов и теоретиков были направлены на изучение реакций с фиксированным числом частиц в конечном состоянии, так называемых эксклюзивных реакций. Если же экспериментаторы не могли зарегистрировать все вторичные частицы, то полученные данные практически не анализировались. Этот подход был адекватен изучаемому энергетическому интервалу $E \leq 10$ ГэВ, когда рождалось несколько частиц. При переходе в новую область $E \geq 10$ ГэВ, где рождаются десятки частиц, такой подход уже невозможен и практически, и принципиально, так как число переменных, описывающих процесс, очень велико. В связи с этим широко изучаются теоретически и экспериментально характеристики одной или нескольких выделенных частиц [26, 27]. Этот метод получил название *инклюзивного* [6]. Он дает меньше информации о тех или иных конкретных реакциях. Однако общие

закономерности взаимодействий проявляются более отчетливо именно в инклюзивных процессах, когда частные детали исключаются усреднением по характеристикам большого числа каналов реакций и вторичных частиц.

Аналогичная ситуация существует и в классической механике. Пока число частиц невелико, можно следить за каждой из них в отдельности, описывая их системой уравнений Гамильтона. Если же число частиц велико, например в газе или жидкости, то решение этой системы становится невозможным и тогда используются методы статистической механики, вводятся такие понятия, как плотность частиц, корреляционные функции и т. п.

Масштабная инвариантность, данные о кварковой структуре адрона и общие явления в слабых, сильных и электромагнитных взаимодействиях наблюдались именно в инклюзивных процессах. Несомненно также, что этот метод изучения соударений частиц будет доминировать и при более высоких энергиях*.

В настоящее время изучение инклюзивных процессов множественного рождения частиц ($n \geq 3$) в адронных взаимодействиях является основным предметом исследований на всех крупнейших протонных ускорителях мира [28, 29]. Эти процессы составляют основную долю (около и даже более 90%) неупругих адронных столкновений. Первые важные результаты были получены при исследовании космических лучей [30, 31]. За 10-летний период (1970—1980 гг.) изучения адронных процессов при $E \geq 10$ ГэВ на ускорителях накоплен огромный экспериментальный материал. Число теоретических моделей множественного рождения частиц также велико, начиная от гидродинамической и кончая кварк-партонами моделями [28]. Ежегодно по этой теме проводится более десяти международных симпозиумов и конференций. В мировой литературе имеется уже много обзоров, в которых рассматриваются различные аспекты множественного рождения частиц (ссылки приведены в работах [8—10, 28—31]).

Основой для подготовки этой книги служили лекции, прочитанные автором в Объединенном институте ядерных исследований и на международных школах для молодых ученых по физике высоких энергий, проводимых ОИЯИ. Для понимания и отбора материала существенную роль сыграли многочисленные полезные обсуждения этих вопросов с коллегами по работе в ОИЯИ, которым автор искренне признателен за многолетнее плодотворное сотрудничество.

* Исключением являются упругие и дифракционные процессы, сечения которых медленно растут с увеличением энергии первичных частиц вплоть до $E = 2000$ ГэВ.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящей книге систематически изложены основные экспериментальные и теоретические результаты по инклюзивным процессам множественного рождения частиц в адронных взаимодействиях. При обсуждении экспериментальных данных основное внимание уделено тем результатам, которые получены в последние годы и поэтому не отражены в монографиях [28, 29]. Кроме того, в книге обсуждается достоверность полученных данных, которые широко используются теоретиками для проверки моделей. Что касается теоретической интерпретации экспериментальных результатов, то большое внимание уделено кварк-партоному подходу, который позволяет рассмотреть все взаимодействия частиц с единой точки зрения и, по-видимому, является основой современного физического мировоззрения*. В этом случае мы изложим только его физические основы и там, где это возможно без громоздких вычислений, сравним их с результатами эксперимента.

Конечно, кварк-партонное описание сильных взаимодействий в настоящее время далеко от совершенства. Еще нет стандартных рецептов получения ответов на заданные вопросы. В каждом конкретном случае требуется искусство физика, чтобы выделить основные диаграммы, которые существенны для рассматриваемого явления. Однако с каждым годом все большее число разнообразных процессов (от упругого рассеяния адронов до рождения частиц с большими поперечными импульсами) удается описать с помощью кварк-партонового подхода. Кроме того, именно на этом пути видны реальные возможности построения единой теории всех частиц и всех взаимодействий между ними, что явилось бы достижением, которому нет равных в истории физики. Поэтому кварк-партоновая интерпретация множественных процессов в сильных взаимодействиях является необходимым этапом для понимания особенностей и трудностей выбранного пути.

Характеристики инклюзивных процессов множественного рождения частиц в слабых, сильных и электромагнитных взаимодействиях, по-видимому, определяются в основном структурой адронов. Поэтому их следовало бы рассматривать вместе. Однако в настоящее время экспериментальные данные по слабым и электромагнитным взаимодействиям ограничиваются отдельными эксперимен-

* Мультипериферические и гидродинамические модели подробно обсуждаются в монографии [28].

тами при полной энергии 10—20 ГэВ, переданной адронной компоненте, что находится еще в области относительно низких энергий. Тем не менее уже при этих энергиях характеристики адронов подобны тем, которые наблюдаются в сильных взаимодействиях. Поэтому приведем их только для сравнения, останавливаться на теоретической интерпретации данных не будем. Несомненно, что уже через 5—10 лет после создания нового поколения ускорителей на энергию от 1 до 100 ТэВ инклюзивные процессы множественного рождения частиц будут обсуждаться одновременно для всех типов взаимодействий частиц.

В результате непрерывной работы крупнейших ускорителей мира уже в течение 10 лет получено огромное число экспериментальных данных по множественным процессам. Ежемесячно только основные физические журналы публикуют около 100 экспериментальных и теоретических статей по этому вопросу. Поэтому даже простая библиография этих работ возможна лишь с помощью ЭВМ. В связи с этим не будем давать подробных ссылок на оригинальные работы, а постараемся в основном цитировать статьи обзорного характера, доступные для широкого круга читателей, которые опубликованы, например, в таких популярных физических журналах, как «Успехи физических наук» и «Физика элементарных частиц и атомного ядра».

Весь материал по главам расположен следующим образом. В гл. 1 введен формальный аппарат для описания инклюзивных процессов и новые понятия физики множественных процессов. Затем в гл. 2—5 рассматриваются реакции, в которых вторичные долгоживущие частицы (пионы, K -мезоны, нуклоны и т. д.) имеют небольшие поперечные импульсы $p_{\perp} \leq 1$ ГэВ. Эти процессы составляют около 95% всех типов инклюзивных реакций при высоких энергиях, и их обычно называют мягкими процессами (или мягкими соударениями адронов). Долгоживущие адроны в этих реакциях, как правило, образуются на больших расстояниях — от 1 до 2 фм, и поэтому они несут лишь косвенную информацию о природе сильных взаимодействий. Данные по простейшим инклюзивным процессам — полным сечениям взаимодействия адронов рассмотрены в гл. 2. Здесь же вкратце дана их интерпретация в рамках модели полюсов Редже и кваркового подхода. В гл. 3 подробно обсуждаются распределения по множественности, масштабно-инвариантные свойства одночастичных инклюзивных процессов рассматриваются в гл. 4 и корреляционные явления — в гл. 5. Интерпретация полученных результатов проводится в рамках мультипериферических моделей и моделей полюсов Редже, которые позволяют установить основные закономерности образования долгоживущих адронов в мягких соударениях. Из анализа этих данных получены первые указания о том, что долгоживущие частицы часто образуются в результате распадов короткоживущих частиц-резонансов на расстояниях около 2 фм (см. гл. 5).

Прямое проявление кварк-партонной природы сильных взаимодействий в мягких соударениях адронов с образованием резонан-

сов и в так называемых жестких процессах, в которых рождаются адроны или струи адронов с $p_{\perp} \geq 1$ ГэВ, подробно рассматривается во второй части монографии (см. гл. 6—8). В жестких соударениях адронов с увеличением поперечных импульсов вторичных частиц начинает проявляться партонная структура кварков, составляющих адрон. Экспериментальные данные по этим процессам и их интерпретация обсуждаются в гл. 8. Наконец, в заключение подведены итоги изучения инклюзивных процессов в адронных столкновениях и обсуждаются перспективы дальнейших исследований.

ГЛАВА I

ИНКЛЮЗИВНОЕ ОПИСАНИЕ ПРОЦЕССОВ МНОЖЕСТВЕННОГО РОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ

1.1. ЭКСКЛЮЗИВНОЕ И ИНКЛЮЗИВНОЕ ОПИСАНИЕ МНОГОЧАСТИЧНЫХ РЕАКЦИЙ

При относительно низких энергиях, когда рождается несколько частиц $\langle n \rangle = 1+3$, интенсивно изучались эксклюзивные реакции типа

$$a(P_a) + b(P_b) \rightarrow P_1 + P_2 + P_3 + \dots + P_k; \quad (1.1)$$

здесь a и b — первичные частицы; P_a, P_b, P_i — 4-мерные импульсы частиц; k — число частиц и их вид в конечном состоянии. Как известно, реакция (1.1) описывается матричным элементом перехода

$$M(k) = \langle P_1, P_2, \dots, P_k | M | P_a, P_b \rangle, \quad (1.2)$$

зависящим от $(3k-4)$ переменных, образованных из 4-импульсов начальных и конечных частиц*. Инвариантное дифференциальное сечение для реакции (1.1) запишем в виде**

$$E_1 \dots E_k \frac{d\sigma}{dp_1 \dots dp_k} = \frac{1}{p^* V s} |M(k)|^2 \delta^4(P_a + P_b - P_1 - \dots - P_k), \quad (1.3)$$

где $s = (P_a + P_b)^2$; p^* — импульсы первичных частиц; p_i, E_i — импульсы и энергии вторичных частиц***. Полное сечение реакции (1.1) находим в результате интегрирования (1.3) по инвариантному фазовому объему

$$\sigma(k) = \frac{1}{p^* V s} \int |M(k)|^2 \delta^4(P_a + P_b - P_1 - \dots - P_k) \frac{dp_1}{E_1} \dots \frac{dp_k}{E_k}. \quad (1.4)$$

Сумма сечений всех открытых каналов равна полному сечению взаимодействия частиц

$$\sigma_{\text{полн}}(ab) = \sum_{k=0} \sigma(k), \quad (1.5)$$

которое и определяет простейший инклюзивный процесс

$$a + b \rightarrow X, \quad (1.6)$$

* Эффекты, связанные со спинами частиц, не рассматриваем.

** Все постоянные множители включены в определение $M(k)$.

*** $\hbar = c = 1$.

где $X \equiv a, b; ab\pi, cd \dots$. Формулы (1.2) — (1.5) дают полное описание всех процессов взаимодействия a и b , если известны $M(k)$ для всех эксклюзивных процессов. Именно изучение таких реакций и нахождение значений $M(k)$ в зависимости от кинематических переменных частиц было главным предметом исследований на ускорителях в 1948—1968 гг. ($E \leq 10$ ГэВ). В результате этих исследований получено много новых данных о взаимодействиях частиц и открыты семейства странных частиц и резонансов [32]. Для классификации многочисленного семейства адронов и были впервые введены новые, более элементарные частицы — кварки, свойства которых проявились при более высоких энергиях в инклюзивных процессах [32].

При больших энергиях, когда рождаются десятки частиц, эксклюзивный подход (как экспериментальный, так и теоретический) уже невозможен. Сечения эксклюзивных каналов быстро уменьшаются с увеличением энергии, рождается много нейтральных частиц, регистрация которых представляет большие методические трудности. Поэтому в настоящее время имеются в основном экспериментальные данные только по упругим соударениям адронов и по некоторым эксклюзивным каналам дифракционного типа. Теоретический анализ k -частичных реакций также затруднен обилием переменных, многие из которых не дают информации о динамике взаимодействий. В связи с этим при высоких энергиях основным является инклюзивный метод изучения множественного рождения частиц [6, 8, 26, 27, 33].

Инклюзивная k -частичная реакция символически записывается в виде

$$a(P_a) + b(P_b) \rightarrow P_1 + \dots + P_k + X. \quad (1.7)$$

Эта запись означает, что регистрируются только k -частиц данного типа при любом сопровождении (X). Инвариантное дифференциальное сечение (1.7) определяется выражением

$$E_1 \dots E_k \frac{d\sigma}{dp_1 \dots dp_k} = \frac{1}{p^* V s} \left\{ |M(k)|^2 \delta^4(P_a + P_b - P_1 - \dots - P_k) + \sum_N |M(N)|^2 \delta^4(P_a + P_b - \dots - P_N) \frac{dp_{k+1}}{E_{k+1}} \dots \frac{dp_N}{E_N} \right\}. \quad (1.8)$$

Первый член в (1.8) соответствует вкладу k -частичного эксклюзивного канала реакции в инклюзивный процесс (1.7), второй — вкладу всех возможных эксклюзивных каналов, в которых рождается $N(>k)$ частиц. При этом следует учитывать тождественность частиц, т. е. при суммировании по каналам необходимо учесть перестановки в импульсном пространстве, когда среди частиц $k+1, \dots, N$ имеются частицы, тождественные с какими-либо частицами $1, \dots, k$. Поэтому интеграл от определенного таким образом сечения равен не просто полному сечению, а в случае, например, $k=1$ сечению, умноженному на среднее число частиц данного типа $\langle n \rangle$. Из (1.8) видно, что если известны все сечения эксклюзивных реакций, то можно найти и все сечения инклюзивных процес-

сов. Справедливо также и обратное утверждение. Оба подхода дают полную информацию о процессах взаимодействия частиц. Однако, как уже отмечалось, инклюзивный подход адекватен описанию процессов соударений частиц при высоких энергиях, эксклюзивный — при низких энергиях. Аналогичная ситуация существует в обычной теории многих тел в квантовой механике. Пока число частиц невелико, можно следить в отдельности за каждой из них. Однако при увеличении их числа удобнее использовать их полевое описание. В этом случае нас интересует вероятность нахождения определенной группы частиц в заданном объеме конфигурационного пространства, которая описывается полевой функцией.

1.2. НОРМИРОВКА ИНКЛЮЗИВНЫХ СЕЧЕНИЙ, КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ ФУНКЦИИ

В настоящее время имеются данные в основном по одностичным и двухчастичным инклюзивным процессам:

$$a+b \rightarrow c+X; \quad (1.9)$$

$$a+b \rightarrow c_1+c_2+X. \quad (1.10)$$

Сечение реакции (1.9) в общем случае зависит от трех переменных: s , $p_{\perp}$, $p_{\parallel}$ ($p_{\perp}$, $p_{\parallel}$ — компоненты импульса вторичной частицы c)

$$E(d\sigma/dp) = f_1(s, p_{\perp}, p_{\parallel}). \quad (1.1)$$

Аналогичным образом определяется инвариантное сечение реакции (1.10)

$$E_1 E_2 (d\sigma/dp_1 dp_2) = f(s, p_1, p_2). \quad (1.12)$$

Оно зависит уже от шести переменных: s , $p_{\perp}^{(1)}$, $p_{\perp}^{(2)}$, $p_{\parallel}^{(1)}$, $p_{\parallel}^{(2)}$ и угла между $p_{\perp}^{(1)}$ и $p_{\perp}^{(2)}$. Инвариантные функции распределения f_i обычно называют *структурными функциями данного процесса*. Полное сечение инклюзивной реакции (1.9) согласно определению

$$\sigma(c) = \int f(s, p) \frac{dp}{E} = \int \left(E \frac{d\sigma}{dp} \right) \frac{dp}{E} = \sigma(1) + 2\sigma(2) + \dots = \sum_{k=1}^{\infty} k\sigma(k), \quad (1.13)$$

где $\sigma(k)$ — сечение образования k -частиц типа c . Введем среднее число частиц типа c , образующихся в неупругих взаимодействиях a с b :

$$\langle n \rangle = \frac{1\sigma(1) + 2\sigma(2) + 3\sigma(3) + \dots}{\sigma(0) + \sigma(1) + \sigma(2) + \sigma(3) + \dots} = \frac{\sum k\sigma(k)}{\sum \sigma(k)}, \quad (1.14)$$

где $\Sigma \sigma(k) = \sigma_{\text{неупр}}$ — полное сечение неупругого взаимодействия a с b . Из (1.13) и (1.14) находим, что

$$\sigma(c) = \int f(s, p) \frac{dp}{E} = \langle n \rangle \sigma_{\text{неупр}}^* \quad (1.15)$$

Таким образом, инклюзивное сечение образования частицы c при высоких энергиях ($\langle n \rangle \gg 1$) много больше полного сечения взаимодействия адронов. Для двухчастичной инклюзивной реакции (1.10)

$$\sigma(c_1, c_2) = \langle n_1 n_2 - n_1 \delta_{12} \rangle \sigma_{\text{неупр}}, \quad (1.16)$$

где $\delta_{12} = 0$ для разных частиц и $\delta_{12} = 1$ для тождественных $c_1 = c_2$. Из (1.15) и (1.16) видно, что полные инклюзивные сечения связаны с моментами распределений вторичных частиц по множественности $\langle n \rangle$, $\langle n^2 \rangle$, В общем случае для k -частичной инклюзивной реакции

$$\sigma(c_1 \dots c_k) = \int f_k(c_1 \dots c_k) \frac{dp_1}{E_1} \dots \frac{dp_k}{E_k} = \langle n(n-1) \dots (n-k+1) \rangle \sigma_{\text{неупр}} \quad (1.17)$$

Вместо структурных функций f_i удобно использовать распределения по плотности частиц $\rho_i = f_i / \sigma_{\text{неупр}}$, нормировка которых определяется из (1.15) — (1.17):

$$\int \rho_k(p_1 \dots p_k) \frac{dp_1}{E_1} \dots \frac{dp_k}{E_k} = \langle n(n-1) \dots (n-k+1) \rangle. \quad (1.18)$$

Двухчастичные инклюзивные реакции дополнительно характеризуются корреляционной функцией

$$C_2(p_1, p_2, s) = \rho_2(p_1, p_2, s) - \rho_1(p_1, s) \rho_1(p_2, s). \quad (1.19)$$

Интегрирование $C_2(p_1, p_2, s)$ по лоренц-инвариантному объему двух частиц дает соотношение

$$C_2(s) = \int C_2(p_1, p_2, s) E_1^{-1} E_2^{-1} dp_1 dp_2 = \langle n_1 n_2 - n_1 \delta_{12} \rangle - \langle n_1 \rangle \langle n_2 \rangle. \quad (1.20)$$

Корреляционный параметр для тождественных частиц ($\delta_{12} = 1$) равен

$$C_2(s) = \langle n(n-1) \rangle - \langle n \rangle^2 = D^2 - \langle n \rangle, \quad (1.21)$$

где $D^2 = \langle n^2 \rangle - \langle n \rangle^2$ — дисперсия распределения по множественности частиц. Он имеет простой физический смысл при $s \rightarrow \infty$. Действительно, если рождение частиц происходит независимо, то их распределение по множественности описывается законом Пуассона

$$P(n) = \langle n \rangle^n \exp(-\langle n \rangle) / n! \quad (1.22)$$

* Иногда употребляется другая нормировка $\sigma(c) = \langle n \rangle \sigma_{\text{полн}}$. В этом случае $\langle n \rangle$ — среднее число частиц c на одно взаимодействие a с b любого типа (упругое и неупругое).

в $D^2 = \langle n \rangle$, поэтому $C_2 = 0$. При конечных энергиях первичных частиц кинематические корреляции, обусловленные законами сохранения энергии и импульса, приводят к ненулевым значениям $C_2(s)$ даже при отсутствии динамических корреляций между частицами. Учет кинематических корреляций в инклюзивных процессах представляет собой сложную задачу и обычно проводится с помощью моделирования изучаемых процессов на ЭВМ.

Аналогично (1.19) легко построить корреляционные функции для k -частичных инклюзивных процессов. Однако экспериментальные данные имеются лишь для $C_2(p_1, p_2, s)$ и практически отсутствуют уже для трехчастичных процессов. Кроме того, проанализировать многомерные распределения очень трудно из-за большого числа переменных. Поэтому развитие анализа инклюзивных процессов в настоящее время идет по пути выделения небольшого числа переменных, чувствительных к различным предположениям о динамике сильных взаимодействий.

1.3. ИНКЛЮЗИВНЫЕ ПРАВИЛА СУММ

Соотношения (1.15)–(1.18) и (1.20) являются простейшими примерами так называемых инклюзивных правил сумм, связанных с моментами распределения частиц по множественности. Приведем другие примеры, связанные с законами сохранения энергии — импульса. По определению среднее значение суммарного импульса частицы s в (1.9) находится по формуле

$$\langle P_c \rangle = \int P_c p_i dp/E. \quad (1.23)$$

Из законов сохранения следует, что

$$\langle P_i \rangle + \langle P_k \rangle + \dots + \langle P_N \rangle = P_a + P_b, \quad (1.24)$$

где $\langle P_i \rangle$ — средний суммарный 4-импульс частиц сорта i^* . Тогда из (1.23) и (1.24) имеем

$$\sum_i \int P_i p_i(p_i, s) \frac{dp_i}{E_i} = P_a^P + P_b^P. \quad (1.25)$$

где суммирование проводится по всем сортам частиц в реакции (1.9); μ — индекс компоненты 4-импульса частицы. Отсюда закон сохранения энергии $P_4^P = E_i$ приводит к соотношению

$$\sum_i \int f_i(p_i, s) dp = \sqrt{s} \sigma_{\text{полн}}(s). \quad (1.26)$$

справедливого в системе центра инерции. Таким образом, существует прямая связь между энергетической зависимостью полных (неупругих) сечений и соответствующим поведением структурных функций для инклюзивных реакций (1.9). Это соотношение используется для выяснения типа инклюзивных процессов, которые

ответственны за известный рост полных сечений при высоких энергиях, что имеет существенное значение для понимания природы этого явления.

Простые соотношения вытекают и из законов сохранения электрических и барионных зарядов, странности, изоспина и т. д. Например, из закона сохранения электрического заряда следует

$$\sum_i e_i \int p_i(p_i, s) \frac{dp_i}{E_i} = e_a + e_b, \quad (1.27)$$

где e_a, e_b, e_i — заряды первичных и вторичных частиц. Другие примеры инклюзивных правил сумм и их использования при анализе экспериментальных данных рассмотрены при обсуждении результатов изучения множественных процессов.

1.4. СИСТЕМЫ ОТСЧЕТА И УСКОРИТЕЛИ

Инклюзивные процессы при высоких энергиях представляют собой совокупность различных механизмов множественного рождения частиц. Отсутствие теории сильных взаимодействий заставляет физиков искать и выделять наиболее существенные черты этих механизмов, которые часто связаны с различными системами отсчета [6, 34]. Кроме того, сами эксперименты из-за существования ускорителей различных типов также проводятся в разных системах. Обсудим здесь три типа ускорителей: обычные ускорители, в которых пучки ускоренных частиц бомбардируют неподвижные мишени, ускорители со встречными пучками частиц и ускорители релятивистских ядер. Мы также рассмотрим три наиболее употребительные системы отсчета: лабораторную (л. с. к.), центра инерции (с. ц. и.) и антилабораторную (а. л. с.). Другие системы отсчета, связанные с особенностями тех или иных процессов, а также со структурой адронов (например, кварковая система), обсуждаются отдельно [8, 33].

Лабораторная система. Все эксперименты в адронной физике до вступления в строй ускорителя со встречными пучками (ISR, Женева, 1971 г.) проводились именно в л. с. к.*. В этой системе покоится частица — мишень (b), т. е. $p_b = 0$ и $E_b = m_b$. Во многих теоретических моделях механизм образования вторичных частиц определяется близостью их кинематических переменных к переменным первичных частиц [34]. Поэтому характеристики инклюзивных процессов в области фрагментации частицы — мишени ($p_c \approx p_b = 0$) обычно изучаются в л. с. к.

Отметим основные особенности экспериментов, проводимых на ускорителях обычного типа. В них протоны или электроны ускоряются до максимального импульса и затем бомбардируют внутреннюю или внешнюю мишень ускорителя, рождая вторичные частицы. Интенсивность ускоренных протонов достигает 10^{12} частиц в цикл, который длится несколько секунд. В качестве мишени обычно используют водород или другие элементы. Длина мишени меняется от нескольких микронов (внутренняя мишень) до нескольких десятков метров (внешняя мишень) в зависимости от физической задачи. Для экспериментов на обычных ускорителях с выведенными пучками и внешними мишенями характерна высо-

* ISR (Intersecting Storage Rings) — пересекающиеся накопительные кольца. Ускоритель со встречными пучками электронов был создан в СССР (Новосибирск) в 1965 г.

* Действительно, законы сохранения энергии — импульса выполняются в каждом акте взаимодействия, поэтому они верны и для средних значений 4-импульсов частиц (1.24).

кая абсолютная точность измерений. Например, в этих условиях точность измерения полных сечений взаимодействия протонов составляет около 0,1%, т. е. достигает уровня поправок, связанных с электромагнитными взаимодействиями адронов. Другим преимуществом ускорителей обычного типа является возможность измерения малых сечений $\sigma \approx 10^{-34} - 10^{-40}$ см², что связано с большим числом нуклонов в мишени ($10^{22} - 10^{26}$ нукл./см²). Наконец, только на этих ускорителях можно создать интенсивные пучки вторичных адронов с различными квантовыми числами:

$$\pi, K, N, \bar{N}, \Lambda, \bar{\Lambda}, \Sigma, \mu, \nu, \bar{\nu}, \gamma, e.$$

Изучение взаимодействий этих частиц высоких энергий с нуклонами и ядрами и привело к новым представлениям о структуре адронов и их взаимодействиях. В настоящее время в СССР и за рубежом проектируются новые протонные ускорители с $E_p = 1 - 10$ ТэВ.

С другой стороны, полная энергия взаимодействующих нуклонов в с. ц. и., идущая на образование вторичных частиц, на этих ускорителях $V\bar{s} \approx V\sqrt{2Mp} \approx 32$ ГэВ ($p_{\text{макс}} = 500$ ГэВ, Батейния, США), т. е. составляет лишь небольшую часть энергии ускоренных протонов. Остальная часть энергии «напрасно расходуется» на движение самой системы центра инерции. В связи с этим, естественно, возникло желание эффективно использовать всю энергию ускоренных протонов, т. е. создать ускорители, в которых протоны в лабораторных условиях сталкивались бы с равными и противоположно направленными импульсами, т. е. получить $V\bar{s} = 2p$. Это желание и было блестяще осуществлено в 1960—1970-х годах построением целой серии ускорителей со встречными пучками электронов, позитронов и протонов.

Система центра инерции. В с. ц. и. сумма импульсов первичных частиц равна нулю ($p_a^* + p_b^* = 0$) и $V\bar{s} = E_a^* + E_b^*$. В такой системе сталкивающиеся частицы выступают равноправно, и вся их энергия может идти на образование новых частиц. Система центра инерции практически всегда используется для описания процессов взаимодействия адронов при низких энергиях, когда их структура еще не проявляется так отчетливо, как при высоких энергиях. В нуклоновых процессах с. ц. и. широко используется при изучении масштабно-инвариантных свойств сильных взаимодействий [6]. Экспериментальные данные, полученные на обычных ускорителях и на ускорителях со встречными пучками, изучаются и сравниваются в с. ц. и. В результате в широком интервале энергий от 10 до 2000 ГэВ получена информация о степени выполнимости гипотезы масштабной инвариантности в различных областях фазового пространства.

Новый тип ускорителей, в которых частицы сталкиваются с равными и противоположно направленными импульсами, позволяет проводить измерения непосредственно в с. ц. и. в лабораторных условиях.

Рассмотрим некоторые особенности ускорителей со встречными пучками на примере ISR [2, 13]. Протоны от обычного ускорителя с $p \approx 28$ ГэВ инжектируются в два накопительных кольца (рис. 1.1). В каждом кольце протоны отклоняются 132 магнитами с сильной фокусировкой. Пучки вращаются в двух вакуумных камерах сечением $(5 \cdot 20) \cdot 10^{-4}$ м² и диаметром 300 м в противоположных направлениях. В восьми областях пучки пересекаются в горизонтальной плоскости под углом 14,8°.

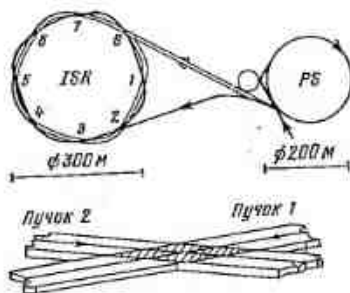


Рис. 1.1. Схема протонного синхротрона PS ЦЕРНа и накопительных колец.

Пучки протонов пересекаются в точках 1—8. Внизу дано изображение формы пучков в области их пересечения.

Разброс импульсов протонов в обычном режиме работы ускорителя не больше 1%. Среднеквадратичная толщина пучка по высоте составляет 1,5, длина зоны взаимодействия ± 160 , ее радиальная ширина ± 20 мм.

Во время инжекции каждые 2—3 с в одно из колец вводится $2 \cdot 10^{12}$ протонов. Для заполнения каждого кольца нужно приблизительно 200 нмт, т. е. полное количество протонов в кольце составляет около $4 \cdot 10^{14}$. Так как время обращения 3 мкс, то соответствующий ток порядка 25 А. Остаточное давление в вакуумной камере настолько мало, что время жизни двух пучков обычно больше года. Это создает прекрасные условия для проведения длительных экспериментов. При одинаковых импульсах взаимодействующих протонов система ISR близка к с. ц. и.

Таким образом, с. ц. и. поконится в лабораторных условиях, и практически вся энергия протонов, ускоренных на обычном ускорителе, может идти на образование новых частиц ($V\bar{s} \approx 2p$). Отсюда легко определить импульс p' для обычного ускорителя, который был бы эквивалентен по энергии ISR: $p' \approx \sqrt{2p^2/M} \approx 2000$ ГэВ.

Создание ускорителей со встречными пучками частиц является замечательным достижением физиков. Эти ускорители позволили исследовать новую, более высокую область энергий. В настоящее время проектируются и создаются протонные и протон-антипротонные ускорители со встречными пучками на энергии до 2×500 ГэВ, что эквивалентно энергии обычных ускорителей $E_p \approx 0,5 \cdot 10^6$ ГэВ = 500 ТэВ. Создание нового поколения этих ускорителей позволит исследовать структуру адронов и их взаимодействия на расстояниях $\bar{\lambda} \approx 10^{-16} - 10^{-17}$ см, что, несомненно, приведет к фундаментальным открытиям**. Отметим также, что ускорители со встречными пучками будут единственными ускорителями для исследований взаимодействий нуклонов (антинуклонов) в области сверхвысоких энергий ($E \geq 100$ ТэВ)***. Недостатками таких ускорителей являются относительно низкая интенсивность сталкивающихся пучков и ограниченный набор частиц в них (протоны, антипротоны, электроны и позитроны)****. Поэтому необходимо совместное развитие обычных ускорителей и ускорителей типа ISR для исследования природы частиц и их взаимодействий.

Методические особенности экспериментов, проводимых на ISR, в основном связаны с тем, что область взаимодействия пучков находится внутри вакуумной камеры ускорителя. Поэтому точность определения абсолютных сечений процесса взаимодействия нуклонов несколько хуже, чем в случае обычных ускорителей, где область взаимодействия пучков адронов с ядрами мишени, как правило, находится вне ускорителя и поэтому точнее измеряются интенсивность первичного пучка адронов и число ядер в мишени. Например, специальные эксперименты по измерению $\sigma_{\text{полн}}(pp)$ на ISR, выполненные тремя различными методами, позволили получить данные о $\sigma_{\text{полн}}(pp)$ с следующими погрешностями: относительная $\pm 0,6\%$ и абсолютная $\pm 0,8\%$ [13]. Типичные же абсолютные погрешности в определении нуклоновых сечений на ISR достигают 10%, и потому, как мы увидим в дальнейшем, для их описания вводятся специальные величины, зависящие в основном от относительных погрешностей измерений. Методика работы со встречными пучками частиц быстро развивается, и поэтому следует ожидать улучшения точности измерений сечений в экспериментах на этих ускорителях.

Антилабораторная система. В а. л. с. поконится налетающая частица — снаряд, т. е. $p_a = 0$ и $E_a = m_a$. В физике множественного рождения эта система

* В 1981 г. в ЦЕРНе запущен ускоритель со встречными пучками протонов и антипротонов с энергиями 270–270 ГэВ ($E \approx 150$ ТэВ).

** Например, предсказывается существование промежуточных бозонов с $M \approx 100$ ГэВ. Новые ускорители позволят провести экспериментальный поиск этих частиц.

*** Действительно, в реальных проектах обычных ускорителей $E_p \leq 20$ ТэВ.

**** При сверхвысоких энергиях в принципе возможно создание встречных пучков μ -мезонов и т.п., что связано с релятивистским увеличением их времени жизни.

используется при изучении характеристик нуклеонного образования таких частиц, которые имеют кинематические переменные, близкие к переменным α -частиц (предельная фрагментация адронов) [34]. В этом случае обычные ускорители имеют некоторые преимущества по сравнению с ускорителями типа ISR. Они связаны с тем, что в первом случае регистрируются все частицы с $p_z \approx p_a$, а во втором из-за нахождения области взаимодействия внутри камеры ускорителя регистрация таких частиц представляет собой большие методические трудности.

Появление ускорителей, в которых легкие ядра ускоряются до релятивистских энергий ($E_{\text{макс}} = 5$ ГэВ/нукл., ОИЯИ, Дубна), также привело к использованию в л. с. для изучения предельной фрагментации ядер [35].

Конечно, динамика сильных взаимодействий не зависит от выбранной системы координат. Однако различные черты множественных процессов проявляются неодинаково в разных системах. А элемент визуального наблюдения явления всегда был важным критерием в физике, особенно при отсутствии теории. Поэтому, например, явление предельной фрагментации α - и b -частиц изучают в а. л. с. и л. с. к., в то же время процессы, не связанные с природой первичных частиц, рассматривают в с. ц. и.

Кроме того, создание ускорителей со встречными пучками и ускорителей ядер, в которых традиционные мишени — нуклоны и ядра уже выступают в качестве ускоренных частиц-снарядов, привело к тому, что одинаковые по физике эксперименты проводятся в разных системах отсчета. Примером являются исследования взаимодействий дейтронов с протонами, которые проводились на обычных ускорителях (ускорялись протоны, дейтроны покоились, л. с. к.), на ускорителе ядер (ускорялись дейтроны, протоны покоились, а. л. с.) и на встречных пучках ISR (ускорялись дейтроны, с. ц. и.).

Итак, для исследований множественных процессов необходимы ускорители различных типов, которые позволяют охватить большую область фазового пространства рождения вторичных частиц.

В связи с «революционной ситуацией» в физике высоких энергий грандиозны и планы создания нового поколения ускорителей. И в этом случае речь идет уже не о строительстве отдельных ускорителей, как это было раньше, а о создании ускорительно-накопительных комплексов (УНК), в которых имелись бы ускорители всех типов. Символически это изображено на рис. 1.2 в виде комплекса колец Олимпиады [2]. Как правило, УНК имеют несколько этапов развития. Сначала строятся обычные ускорители электронов, протонов или ядер, а затем они дополняются созданием накопительных колец для получения встречных пучков различных частиц. По этому пути идет развитие ускорителей в СССР и за рубежом. В этом случае все типы ускорителей составляет единый комплекс и диспетчер включает соответствующий режим ускорения по заявкам физиков.

В связи с этим формируется и новый тип физиков-экспериментаторов, умеющих работать на ускорителях различного типа. Кроме того, также постепенно будет исчезать «узкая» специализация экспериментаторов по типам взаимодействия частиц: электромаг-

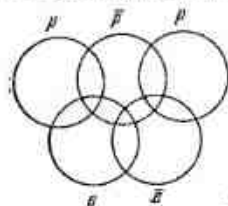


Рис. 1.2. Символическое изображение ускорительно-накопительного комплекса

нитным, слабым и сильным, что было связано в 1950—1980-х годах с существованием ускорителей протонов или электронов в разных центрах. Развитие единого описания всех взаимодействий частиц и создание УНК приведут к слиянию отдельных направлений как в теории, так и в эксперименте. Стоимость проектов УНК велика и достигает миллиардов рублей (или долларов). Кроме всего прочего, она существенно определяется созданием новой техники, например сверхпроводящих магнитов, в промышленных масштабах. Поэтому развитие физики высоких энергий также стимулирует и развитие новых отраслей промышленности, что очень важно для

Таблица 1.1. Новые ускорительно-накопительные комплексы

Ускорительные центры	Тип ускоренных частиц	$P_1 \cdot P_2$, ГэВ, встречные пучки	L , см ² ·с ⁻¹ или I , част./цикл ⁻¹	Год запуска ускорителя
УНК Институт физики высоких энергий, Серпухов, СССР	p	5000	$6 \cdot 10^{14}$	—
	$\bar{p}p$	3000-3000	$\sim 10^{12}$	—
	pp	3000-3000	$\sim 10^{12}$	—
	ee, ep	—	—	—
УНК Европейская организация для ядерных исследований, ЦЕРН, Женева, Швейцария	$\bar{p}p$	270-270	10^{31}	1981
	e^+e^-	50-50	$\sim 10^{32}$	1988
	ep	125-125 60-400	$\sim 6 \cdot 10^{31}$	—
УНК (Теватрон) Национальная ускорительная лаборатория им. Э. Ферми, ФНАЛ, Баттлвия, США	p	1000	$5 \cdot 10^{12}$	1982
	$\bar{p}p$	250-250 (1000-1000)	$\sim 4 \cdot 10^{30}$	—
	pp	250-250 (1000-1000)	$\sim 10^{28} - 10^{32}$	1986
	ep	12-1000	$\sim 10^{32}$	—
УНК (Изабелла) Брукхейвенская национальная лаборатория, США	$\bar{p}p$	400-430	$\sim 5 \cdot 10^{32}$	1986
	pp, ep	—	—	—
УНК (Тристан) Япония Институт физики высоких энергий	pp	200-200	$\sim 10^{34}$	—
	ep	15-200	$\sim 10^{32}$	—
	$e^+e^-, \bar{p}p$	—	—	—
УНК Гамбург, ФРГ Национальная лаборатория	e^+e^-	8 (10)-8 (10)	10^{32}	1978
	e^+e^-	19 (23)-19 (23)	10^{32}	1980
	e^+e^-	30-30	10^{31}	—
	ep	30-800	10^{32}	1988
УНК Ускорительный центр, Стэнфорд, США	e^+e^-	18-18	10^{32}	1980
	e^+e^-	(24-24)	—	—
Институт физики высоких энергий, Пекин, Китай	p	50	10^{12}	1983

экономического развития стран, создающих УНК. Однако их строительство под силу только крупным странам или международным исследовательским организациям.

В табл. 1.1 приведены наиболее крупные УНК, которые обсуждались на международных конференциях по физике высоких энергий (Токио, 1978 г.; Мэдисон, 1980 г.). Цифры в скобках означают энергию ускоренных частиц, которая будет получена на следующем этапе ускорения. Взаимодействие встречных пучков частиц характеризуется светимостью L , которая является коэффициентом пропорциональности между сечением процесса σ и скоростью регистрации событий данного типа N :

$$N = L\sigma.$$

Грандиозность проектов, приведенных в табл. 1.1, не нуждается в комментариях. Новый взрыв информации о структуре частиц и их взаимодействиях ожидается уже в 1982—1986 гг., когда будут запущены ускорители со встречными пучками ($\bar{p}p$) с энергиями 270-270 ГэВ и e^+e^- -пучками с 30-30 ГэВ. На физических конференциях эти годы уже называют годами открытия промежуточных бозонов, новых лептонов и кварков. Такая уверенность физиков связана с успехами единого описания электромагнитных и слабых взаимодействий и открытием кварк-лептонной симметрии (см. предисловие). Окажутся ли законы природы такими, как мы думаем, или наши ожидания напрасны, покажет ближайшее будущее.

1.5. КИНЕМАТИЧЕСКИЕ ПЕРЕМЕННЫЕ

Выбор переменных, в которых представляются экспериментальные данные, определяется динамикой изучаемых явлений. При относительно низких энергиях, когда структура адронов еще не проявлялась, обычно использовались релятивистски инвариантные переменные, не зависящие от системы отсчета [36—38]. При высоких энергиях, когда только часть адрона участвует во взаимодействиях, релятивистски инвариантные переменные, связанные с 4-импульсами первичных и вторичных частиц, слабо отражают динамику инклюзивных процессов. Кроме того, отсутствие теории сильных взаимодействий и поисковый характер исследований множественных процессов заставляют перебирать разные наборы переменных для обнаружения характерных особенностей изучаемых явлений. Поэтому для описания даже одночастичных инклюзивных процессов используется около шести вариантов этих наборов, каждый из которых отражает одну из существенных характеристик сильных взаимодействий при высоких энергиях: предельную фрагментацию первичных частиц, дифракционную диссоциацию, пионизацию и т. п. Еще более сложная ситуация возникает при анализе k -частичных инклюзивных реакций. Нахождение среди них тех переменных, которые чувствительны к динамике процесса, представляет собой сложную и нерешенную задачу. Поиск этих переменных проводится с помощью моделирования искусственных событий на ЭВМ и сравнения их по различным параметрам с экспериментальными [10]. Более ясная ситуация имеется в случае одночастичных процессов (1.9). В общем случае они описываются тре-

мя переменными, одной из которых является полная энергия s , а две другие выбираются в зависимости от области фазового пространства, в которой регистрируются вторичные частицы.

В настоящем разделе мы кратко обсудим наиболее употребительные наборы переменных и области их применения для реакций (1.9). Переменные для двухчастичных и многочастичных инклюзивных процессов введем при рассмотрении корреляционных явлений (см. гл. 5). Прежде чем перейти к рассмотрению конкретных наборов переменных, напомним формулы Лоренца для преобразования импульсов и энергии частицы от одной системы отсчета I к другой I' , которые можно представить в матричной форме [36—38] *

$$\begin{pmatrix} E \\ p_{\parallel} \\ p_{\perp} \end{pmatrix}^{(I')} = \begin{pmatrix} \gamma & -\gamma\beta & 0 \\ -\gamma\beta & \gamma & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E \\ p_{\parallel} \\ p_{\perp} \end{pmatrix}^{(I)}. \quad (1.28)$$

где

$$\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}, \quad (1.29)$$

$$|\eta| = |\beta|\gamma. \quad (1.30)$$

Здесь β — относительная скорость систем отсчета; γ — лоренц-фактор. Например, если скорость s ц. и. относительно лабораторной β^* , то из (1.28) следует, что

$$E = \gamma(E^* + \beta^* p_{\parallel}^*); \quad (1.31)$$

$$p_{\parallel} = \gamma(p_{\parallel}^* + \beta^* E^*); \quad (1.32)$$

$$p_{\perp} = p_{\perp}^*. \quad (1.33)$$

Преобразования Лоренца (1.28) позволяют сравнивать результаты экспериментов, проведенных в разных системах координат, а также переходить к любым другим системам отсчета, которые определяются динамикой взаимодействия. В этом случае переменными являются E , $p_{\parallel}$ и $p_{\perp}$. Однако эти переменные не всегда адекватны динамике изучаемых явлений. Например, при низких энергиях более употребительными являются переменные, значение которых не меняется при преобразованиях Лоренца, так называемые релятивистские инварианты.

Рассмотрим переменные для инклюзивных процессов типа (1.9)

$$a + b \rightarrow c + X.$$

Начнем с инвариантных переменных.

Набор 1. Инвариантные переменные (дифракционные процессы). Преобразования (1.28) — частный случай преобразований Лоренца. В общем случае они записываются проще всего в четырехмерном пространстве векторов (пространство Минковского). В этом случае каждой частице с импульсом p и энер-

* Если относительная скорость систем отсчета не параллельна какой-либо из осей, то соотношения (1.28) должны быть изменены [37]. Однако это усложнение нам не понадобится.

где E соответствует 4-вектор

$$P=(E, p), \quad (1.34)$$

и скалярное произведение двух векторов определяется соотношением

$$P_1 P_2 = E_1 E_2 - p_1 p_2. \quad (1.35)$$

Так как преобразования Лоренца соответствуют повороту в четырехмерном пространстве, то скалярные произведения 4-векторов не меняются, т. е. являются скалярами или инвариантами в разных системах отсчета. Для одночастичной инклюзивной реакции из 4-импульсов трех частиц (a, b, c) можно образовать, например, следующие инвариантные величины:

$$s = (P_a + P_b)^2 = m_a^2 + m_b^2 + 2(E_a E_b - p_a p_b); \quad (1.36)$$

$$t_{ac} = (P_a - P_c)^2 = m_a^2 + m_c^2 - 2(E_a E_c - p_a p_c); \quad (1.37)$$

$$t_{bc} = (P_b - P_c)^2 = m_b^2 + m_c^2 - 2(E_b E_c - p_b p_c); \quad (1.38)$$

$$M_X^2 = (P_a + P_b - P_c)^2 = m_a^2 + m_b^2 + m_c^2 + 2(E_a E_b - p_a p_b) - 2(E_a E_c - p_a p_c) - 2(E_b E_c - p_b p_c). \quad (1.39)$$

Легко убедиться, что эти переменные связаны соотношением

$$s + t_{ac} + t_{bc} = m_a^2 + m_b^2 + m_c^2 + M_X^2. \quad (1.40)$$

Переменная s в с. ц. н. имеет вид

$$s = (E_a^* + E_b^*)^2, \quad (1.41)$$

так как $p_a^* = -p_b^*$. При высоких энергиях ($E \approx p$)

$$s \approx 4(p^*)^2 \quad (1.42)$$

и $p_a^* = p_b^* \approx \sqrt{s}/2$.

Для встречных пучков (ISR)

$$s = 4p_a p_b \cos^2(\theta/2) \approx 4p_a p_b (1 - \theta^2/8 + \dots). \quad (1.43)$$

В л. с. к. ($p_c = 0, E_c = m_c$)

$$s = m_a^2 + m_b^2 + 2m_b E_a \approx 2m_b p_a. \quad (1.44)$$

Аналогичное выражение для s будет в а. л. с. с заменой индексов $a \leftrightarrow b$.

Переменные t_{ac} и t_{bc} называются квадратами передачи 4-импульсов от частицы $a(b)$ к частице c . Из (1.37) и (1.38) легко получить явные выражения для t в любой системе координат. Например, в л. с. к.

$$t_{ac} = m_a^2 + m_c^2 - 2E_a E_c + 2|p_a||p_c|z_{ac}, \quad (1.45)$$

где $z_{ac} = \cos \theta_{ac}$ (θ_{ac} — угол вылета частицы c по отношению к p_a).

Переменная M_X^2 является квадратом эффективной массы адронной системы X , которая не регистрируется в эксперименте.

Квадрат полной энергии в с. ц. н. s обычно определяется фиксированной энергией первичных частиц и поэтому для данного эксперимента является постоянной величиной. Области изменения переменных t и M_X^2 и их линии уровня подробно обсуждаются в обзоре [37]. Этот набор переменных (s, t, M_X^2) обычно используют в том случае, когда в л. с. к. или в а. л. с. частица c — самая быстрая. Это так называемые процессы дифракционной диссоциации ($b \equiv c$).

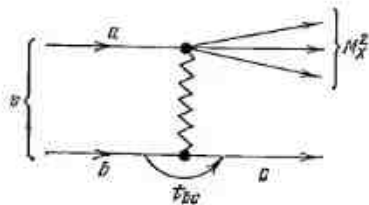


Рис. 1.3. Диаграмма процессов дифракционной диссоциации ($b \equiv c$)

онной диссоциации первичных частиц. Они характеризуются тем, что квантовые числа системы адронов X и частицы c совпадают с квантовыми числами первичных адронов. В этом случае можно считать, что адроны целиком участвовали в образовании частицы c и реакция аналогична квазидвухчастичным процессам (рис. 1.3).

Набор 2. Компоненты импульса вторичной частицы (предельная фрагментация). Как уже отмечалось, при высоких энергиях адроны нельзя рассматривать как бесструктурные точечные частицы (в отличие от лептонов). Их размеры составляют около 10^{-13} см, и имеются серьезные основания представлять

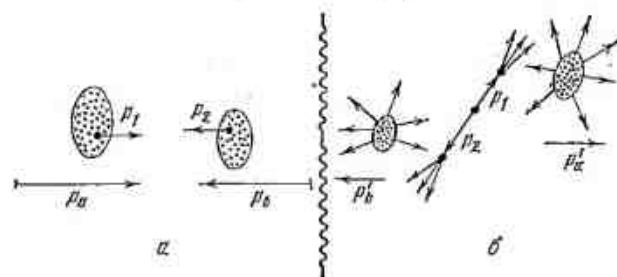


Рис. 1.4. Схематическое изображение взаимодействия партонов 1, 2 при столкновении адронов (a, b) до столкновения (a) и после взаимодействия (b)

их как совокупность точечных частиц (партонов) [6]. Поэтому их взаимодействие очень часто может быть обусловлено взаимодействием составляющих их частиц, и переменные, связанные, например, с импульсами первичных частиц, слабо связаны с характеристиками таких взаимодействий. Схематически это изображено на рис. 1.4.

Распад возбужденных осколков адронов может происходить независимо друг от друга (гипотеза предельной фрагментации [34]). В этом случае динамической характеристикой этих взаимодействий будут распределения вторичных частиц по их поперечным и продольным импульсам: $p_{\perp}, p_{\parallel}$. Поэтому для проверки этих предположений экспериментальные данные представляют в виде $d\sigma/dp_{\perp}^2 dp_{\parallel}$ в л. с. к. (фрагментация мишени) или в а. л. с. (фрагментация пучка) и сравнивают при различных энергиях первичных частиц (s).

Набор 3. Скейлинговые переменные (масштабная инвариантность сильных взаимодействий). Одним из замечательных свойств сильных взаимодействий является слабое изменение среднего поперечного импульса $\langle p_{\perp} \rangle$ вторичных частиц в широком интервале энергий. Например, при изменении полной энергии в 10 раз ($E_n = 15-1500$ ГэВ) значения $\langle p_{\perp} \rangle$ для $\pi^{\pm}$ -мезонов меняются только на 10% (от 307 до 343 МэВ) [8] (см. гл. 4). В то же время продольный импульс частиц $\langle |p_{\parallel}| \rangle \sim \sqrt{s}$. В связи с этим естественно желание избавиться от этой, возможно кинематической, зависимости продольного импульса и измерять его в единицах полной энергии. Поэтому как при представлении экспериментальных данных, так и в теоретических моделях широко используются переменные $z, p_{\perp}$ и x , где

$$x = p_{\parallel}^* / |p_{\parallel}^*|_{\text{макс}} \approx p_{\parallel}^* / (\sqrt{s}/2). \quad (1.46)$$

Переменная x была введена Фейнманом в партонной модели для описания инклюзивных процессов [6]. Пределы ее изменения очевидны: она меняется от -1 до $+1$. С помощью этой переменной можно сравнивать данные, полученные при различных энергиях, и проверять выполнимость гипотезы масштабной инвариантности сильных взаимодействий.

Набор. 4. Продольные быстроты (область медленных частиц). Другой набор переменных связан с введением понятия быстроты частицы, которая практически не употреблялась при низких энергиях. Продольная быстрота (или быстрота) частицы определяется соотношением

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_{\parallel}}{E - p_{\parallel}} = \ln \frac{E + p_{\parallel}}{m_{\perp}} = \frac{1}{2} \ln \frac{1 + \beta_{\parallel}}{1 - \beta_{\parallel}}, \quad (1.47)$$

где $m_{\perp}^2 = m^2 + p_{\perp}^2$ и $\beta_{\parallel}$ — продольная скорость частицы*. Преобразования Лоренца можно проводить не только на языке импульсов или инвариантов, но также и на языке быстрот. Многие формулы кинематики в этом случае выглядят особенно просто [37]. При преобразованиях Лоренца быстроты ведут себя так же, как скорости при преобразованиях Галилея: они складываются и вычитаются. Интересно также отметить, что если в пространстве скоростей частицы геометрию Евклида заменить геометрией Лобачевского, то преобразования Галилея заменятся на преобразования Лоренца, а обычные скорости — на быстроты [39]. Поэтому введение переменной y также является и первым примером использования новой геометрии мира для анализа инклюзивных процессов при высоких энергиях [40, 41].

Рассмотрим свойства новой переменной. При нерелятивистских энергиях ($\beta_{\parallel} \ll 1$) переменная y совпадает с продольной составляющей обычной ньютоновской скорости частицы:

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{1 + \beta_{\parallel}}{1 - \beta_{\parallel}} \approx \ln(1 + \beta_{\parallel}) \approx \beta_{\parallel}. \quad (1.48)$$

Поэтому набор переменных x , $p_{\perp}$ и y удобен для описания медленных частиц. При продольных преобразованиях Лоренца быстроты ведут себя так же, как скорости при преобразованиях Галилея. В этом нетрудно убедиться, если воспользоваться формулой (1.28). Для примера рассмотрим частицу с быстротой y^* в с. ц. н. и найдем значение y в любой другой системе, относительно которой с. ц. н. движется со скоростью β . Используя определение (1.47) и формулы (1.31)–(1.33), получаем

$$y = y^* + \frac{1}{2} \ln \frac{(1 + \beta)}{(1 - \beta)}, \quad (1.49)$$

т. е. быстрота меняется на постоянную величину

$$y_{\beta} = \frac{1}{2} \ln \frac{(1 + \beta)}{(1 - \beta)}, \quad (1.50)$$

которая связана только с относительной скоростью движения системы отсчета. Кроме того, элемент инвариантного фазового объема также не меняется при замене y^* на y :

$$d\Phi = \frac{d^3 p_{\perp} dp_{\parallel}}{E} = d^2 p_{\perp} dy = d^2 p_{\perp} dy^*. \quad (1.51)$$

Поэтому распределения вторичных частиц по y при лоренцевых преобразованиях не меняют своей формы, а сдвигаются на постоянную y_{β} . Это обстоятельство существенно при сравнении экспериментальных данных, полученных в разных системах отсчета, и переменная y пользуется широкой популярностью как у экспериментаторов, так и у теоретиков.

Другим важным свойством быстроты является слабая зависимость ее от импульсов частиц при высоких энергиях. Действительно, при $E \gg m$ можно счи-

тать $E \approx p$, $p_{\parallel} = p \cos \theta$ и для $\theta \neq 0$, тогда получим

$$y \approx \frac{1}{2} \ln \left\{ \frac{(1 + \cos \theta)}{(1 - \cos \theta)} \right\} = -\ln \left(\tan \frac{\theta}{2} \right). \quad (1.52)$$

Это приближение часто используется в экспериментах, в которых измеряются только углы вылета вторичных частиц.

Размер кинематически разрешенной области изменения y в любой системе для первичных частиц

$$\Delta y = Y_{ab} = y_a^* - y_b^* = y_a^* - y_b^* \approx \ln(s/m_a m_b); \quad (1.53)$$

для вторичных частиц

$$\Delta y_{\text{инкл}} \approx \ln(s/m_{\perp}^2), \quad (1.54)$$

и для двухчастичной инклюзивной реакции (1.10)

$$\Delta y_{\text{инкл}} = y_{c1} - y_{c2} \approx \ln(s/m_{\perp c1} m_{\perp c2}), \quad (1.55)$$

т. е. растет логарифмически с ростом энергии. Типичный характер распределения частиц по y при разных энергиях показан на рис. 1.5.

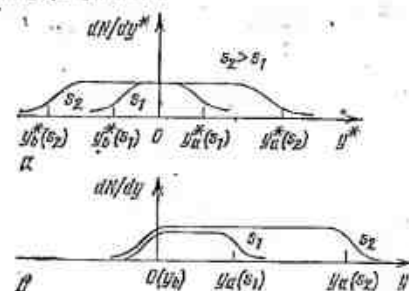


Рис. 1.5. Схематическое изображение распределения частиц по быстроте в зависимости от энергии в с. ц. н. (а) и в л. с. к. (б)

Из соотношений (1.47) и (1.46) найдем связь между переменными y и x :

$$y = \ln \left[\sqrt{x^2 + (4m_{\perp}^2)/s} / (2m_{\perp}/\sqrt{s}) \right]; \quad (1.56)$$

$$dy/dx = 1/\sqrt{x^2 + (4m_{\perp}^2)/s}. \quad (1.57)$$

При $x=0$ и $y=0$ — $dy/dx = \sqrt{s}/2m_{\perp}$. Таким образом, наклон y в зависимости от x при $x=0$ увеличивается с увеличением энергии и уменьшается с увеличением поперечного импульса. При $|x| \gg 2m_{\perp}/\sqrt{s}$ ($p_{\parallel} \gg m$ и $p_{\perp}$)

$$y \approx \ln \frac{|x| + x + (2m_{\perp}^2/s|x|)}{2m_{\perp}/\sqrt{s}} \approx \pm \ln \frac{|x| \sqrt{s}}{m_{\perp}} \quad \text{при } x \gtrless 0; \quad (1.58)$$

и

$$dy/dx \approx 1/|x|. \quad (1.59)$$

Для примера на рис. 1.6 приведены линии уровня быстроты для pp -взаимодействий при $p=24$ и 12 ГэВ в координатах $p_{\parallel}^*$ и $p_{\perp}$. На рис. 1.7 схематически изображено поведение y в зависимости от x при разных энергиях. Из (1.56)–(1.59) следует, что центральная область ($x \rightarrow 0$) занимает малый интервал x и расширяется по переменной y с увеличением энергии. Области фрагментации первичных частиц ($|x| \gg 2m_{\perp}/\sqrt{s}$) сужаются с увеличением s по переменной y и занимают небольшую часть разрешенного интервала около $y \approx y_a$ и y_b . Поэтому переменная y обычно используется при анализе образования частиц в центральной области, а переменная x — во фрагментационных областях. Разделение на эти области является условным и полезно при анализе только общих характеристик инклюзивных процессов (рис. 1.8).

Введение новой переменной — быстроты в физику множественных процессов, несомненно, способствовало не только удобству представления данных, но

* Полная быстрота определяется выражением (1.47) при замене $p_{\parallel}$ на полный импульс частицы p . В физике множественных процессов используется обычно только продольная быстрота.

и формулировке новых гипотез о динамике сильных взаимодействий [6, 28, 40]. В качестве примера отметим модель, в которой вся совокупность вторичных частиц рассматривается как жидкость в пространстве быстрых, заключенная в цилиндрическом объеме с продольным размером $l_{\parallel}(s) \approx \Delta y \approx 1z (s/m_0 m_b)$ и поперечным размером $l_{\perp} \sim \langle p_{\perp} \rangle [6]$.

Кроме перечисленных четырех наборов переменных для представления данных, полученных электронной методикой, также используются переменные s , p

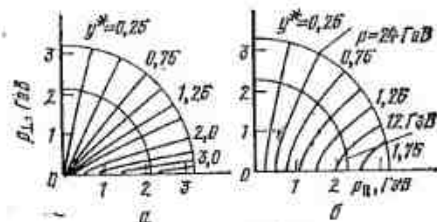


Рис. 1.6. Линии уровня быстроты для вторичных пионов (а) и протонов (б), образованных в pp -взаимодействиях при $p = 12$ и 24 ГэВ

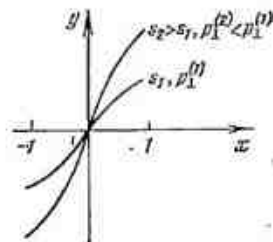


Рис. 1.7. Зависимость быстроты от x при разных энергиях и поперечных импульсах

и Ω (Ω — телесный угол). Явный вид структурной функции в различных переменных приведен в табл. 1.2.

Таблица 1.2. Структурная функция процесса $a + b \rightarrow c + X$

Продольные переменные	Поперечные переменные	Структурная функция	Продольные переменные	Поперечные переменные	Структурная функция
p	θ	$\frac{E}{p^2} \frac{d^2\sigma}{dp d\Omega}$	y	$p_{\perp}$ (или $m_{\perp}$)	$1/\pi t^2 \sigma/dp_{\perp} dy$
$p_{\parallel}$	$p_{\perp}$	$\frac{E}{\pi} \frac{d^2\sigma}{dp_{\perp}^2 dp_{\parallel}}$	M^2_X	t	$\sim \frac{1}{\pi} \frac{d^2\sigma}{dt d(M^2_X/s)}$
x	$p_{\perp}$	$\frac{E d^2\sigma}{\pi p^*_{\text{макс}} dp_{\perp}^2 dx}$			

Итак, краткое перечисление только основных наборов переменных и систем отсчета, используемых для анализа одночастичных инклюзивных процессов (1.9), ярко демонстрирует сложность их природы. Здесь нет единой картины, как это было, например, при низких энергиях, где преобладали процессы упругого рассеяния или бинарные реакции и для их описания достаточно было ввести инва-

риантные переменные. За 10 лет интенсивных поисков найдены только некоторые черты динамики одночастичных инклюзивных процессов.

В случае многочастичных реакций человеческого воображения уже недостаточно для нахождения нужных переменных, и поиск их ведут с помощью мощных ЭВМ.

Практически впервые в адронной физике относительно простые вопросы (выбор переменных и систем отсчета) так непосредственно связаны с динамикой сильных взаимодействий.

ГЛАВА 2

ПОЛНЫЕ СЕЧЕНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ И УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ АДРОНОВ

После введения формального аппарата для описания инклюзивных процессов (см. гл. 1) рассмотрим методические особенности экспериментов и физические результаты по полным сечениям взаимодействия адронов (настоящая глава) и по множественности вторичных частиц, образованных в адронных соударениях при высоких энергиях (см. гл. 3). Эти результаты служат исходными пунктами построения теоретических моделей и являются основой наших представлений о структуре адронов и их взаимодействиях [28, 42—44]. Поэтому их целесообразно обсудить до рассмотрения теории множественных процессов. Кроме того, по технике эксперимента и изысканию решенной эти опыты являются лучшими в адронной физике высоких энергий [13, 45—47]. На их примере можно понять основные особенности и трудности методики экспериментов по изучению инклюзивных процессов.

Полные сечения взаимодействия адронов $\sigma_{\text{полн}}(s)$, $\sigma_{\text{неупр}}(s)$ характеризуют простейшие инклюзивные процессы

$$a + b \rightarrow X. \quad (2.1)$$

Они зависят от одной переменной (s) и сорта первичных частиц. Полное сечение $\sigma_{\text{полн}}$ является суммой сечений неупругих и упругих процессов

$$\sigma_{\text{полн}}(s) = \sigma_{\text{неупр}}(s) + \sigma_{\text{упр}}(s). \quad (2.2)$$

При высоких энергиях упругое сечение составляет 13—18% $\sigma_{\text{полн}}$ и в основном определяется неупругими процессами (дифракционное рассеяние). Дифференциальное сечение упругого рассеяния адронов описывается амплитудой рассеяния $f(s, t, \sigma_i)$ (σ_i — переменные связанные со спинами частиц). При малых переданных импульсах можно пренебречь зависимостью амплитуды от спинов [45, 47, 48], и тогда

$$d\sigma/dt = |f(s, t)|^2 = |f_R(s, t)|^2 + |f_I(s, t)|^2, \quad (2.3)$$

где $f_{R,I}(s, t)$ — реальная и мнимая части амплитуды рассеяния. Согласно оптической теореме [1]

$$f_I(s, 0) = \frac{\sigma_{\text{полн}}(s)}{4\sqrt{s}}. \quad (2.4)$$

Интегрирование (2.3) по разрешенной области переданных импульсов дает полное сечение упругого рассеяния $\sigma_{\text{упр}}$. Таким образом, зная $f(s, t)$, можно найти все обсуждаемые сечения ($\sigma_{\text{полн}}$, $\sigma_{\text{неупр}}$, $\sigma_{\text{упр}}$). Однако полное восстановление $f(s, t)$ при высоких энергиях ($E \geq 10$ ГэВ) пока невозможно. Экспериментально удается измерять следующие величины: $\sigma_{\text{полн}}(s)$; $d\sigma/dt = |f(s, t)|^2$; $f_R(s, 0)$ и $f_I(s, 0)$ (анализ $d\sigma/dt$ в области интерференции кулоновского и ядерного рассеяния).

Методика измерения полных и дифференциальных сечений различна и зависит также от значения переданных импульсов и типа ускорителей. Поэтому рассмотрим сначала эксперименты, поставленные на обычных ускорителях, а затем

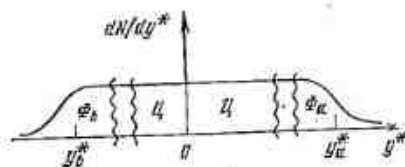


Рис. 1.8. Схема фрагментационных областей первичных частиц Φ_a , Φ_b и центральной области Ω по y^* .

Типичный размер фрагментационных областей по y^* составляет $L \approx 2$. Размер центральной области $L \sim \ln s$.

на ускорителях со встречными пучками. После этого обсудим общие закономерности поведения сечений в области энергий 100—2000 ГэВ и их теоретическую интерпретацию в рамках простейших моделей.

2.1. ИЗМЕРЕНИЕ ПОЛНЫХ СЕЧЕНИЙ НА ОБЫЧНЫХ УСКОРИТЕЛЯХ

Полное сечение $\sigma_{\text{полн}}(s)$ измеряется относительно просто с помощью экспериментов с хорошей геометрией. Стандартная методика определения $\sigma_{\text{полн}}(s)$ на обычных ускорителях заключается в следующем. Хорошо сфокусированные пучки вторичных частиц падают на внешнюю мишень. После прохождения через мишень измеряется их число в малом телесном угле (например, в экспериментах, выполненных на ускорителе в Серпухове, регистрировались адроны с $|t| \leq 0,038 \text{ ГэВ}^2$) [13, 49]. В любом эксперименте такого рода потоки частиц, измеряемые счетчиками после мишени, используются для экстраполяции к идеальным условиям ($t=0$). В этом идеальном случае любой адрон, провазимодействовавший в мишени, не регистрировался бы счетчиками. Тогда можно записать, что

$$N/N_0 = \exp(-N_A \rho l \sigma_{\text{полн}}/A), \quad (2.5)$$

где $N_0(N)$ — число первичных частиц до и после мишени; N_A — число Авогадро; A — атомная масса ядер мишени; ρl — толщина в граммах на квадратный сантиметр. Так как пучок имеет конечные размеры, экспериментаторы вынуждены использовать большие счетчики, т. е. измерять величину, немного меньшую, чем $\sigma_{\text{полн}}$ (небольшая часть вторичных частиц, рожденных в упругих и неупругих процессах, попадает в область $|t| \leq 0,038 \text{ ГэВ}^2$). Полное сечение получают экстраполяцией к нулевому телесному углу ($\Omega \rightarrow 0$ или $t \rightarrow 0$) потоков частиц, зарегистрированных в нескольких счетчиках после мишени. Кроме того, для учета взаимодействий в стенках мишени значения N и N_0 измеряются для пустой мишени, поставленной в пучок. В результате таких экспериментов с хорошей геометрией относительная погрешность измерений может быть около $\pm 0,1\%$. Однако систематические погрешности достигают 1% . Этой методикой были измерены полные сечения взаимодействия нуклонов, пионов, каонов и антинуклонов с нуклонами и ядрами во всем доступном сейчас интервале энергий обычных ускорителей $E_p \leq 500 \text{ ГэВ}$.

2.2. ИЗМЕРЕНИЕ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ АДРОНОВ

Большой перепад сечений (10 порядков!) упругого рассеяния при измерениях в разрешенном интервале по t и различие в требованиях к аппаратуре при различных значениях переданного импульса разделяют современные эксперименты на три группы:

1) интерференционные измерения в области $10^{-4} \leq |t| \leq \leq 10^{-2} \text{ ГэВ}^2$;

28

2) измерения в области дифракционного рассеяния $|t| \leq \leq 10^{-1} \text{ ГэВ}^2$;

3) измерения в области больших переданных импульсов: $0,5 \leq |t| \leq |t_{\text{макс}}|$.

1. Область $|t| \geq 10^{-2} \text{ ГэВ}^2$. Вне интерференционной области $|t| \geq 10^{-2} \text{ ГэВ}^2$ процессы упругого рассеяния $a+b \rightarrow a+b$ (2.6)

изучаются с помощью одноплечевых или двухплечевых магнитных спектрометров [45—47]. Кинематика реакции (2.6) позволяет в принципе выделять случаи рассеяния по измерению угла и импульса вторичной частицы a или b . Однако для лучшего отделения от фона неупругих событий желательно измерять все характеристики обеих частиц. Магнитные спектрометры представляют

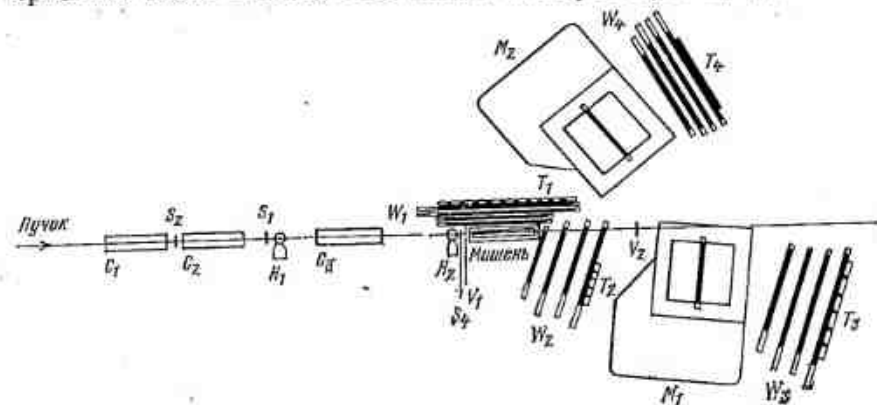


Рис. 2.1. Схема магнитного спектрометра для изучения упругого рассеяния адронов

собой сложные установки, в которых координаты и углы частиц измеряются сцинтилляционными годоскопами, искровыми или дрейфовыми камерами. Лучшую точность дают дрейфовые камеры ($\Delta x \approx 0,1 \text{ мм}$). Важной частью спектрометра является ЭВМ, принимающая информацию от регистрирующей электроники. Примером типичной экспериментальной установки является магнитный спектрометр ЦЕРНа, на котором исследовалось упругое рассеяние пионов, каонов, протонов и антипротонов на нуклонах (рис. 2.1) [47].

Спектрометр включает следующие элементы: сцинтилляционные годоскопы H_1 , определяющие направление входящих частиц с точностью $\pm 0,8 \text{ мрад}$; пороговые черенковские счетчики C_1 , выделяющие пионы, каоны и нуклоны из падающего пучка частиц; сцинтилляционные счетчики S_1 и вето-счетчики V_1 , которые отсекают гало пучка и частицы, прошедшие мишень без взаимодействия; два плеча спектрометра, состоящего из набора счетчиков, оп-

ределяющих рабочую апертуру каждого плеча; анализирующего магнита и телескопов искровых камер W_i . Эта установка регистрирует частицы, рассеянные в интервале углов примерно от 4 до 180° . При интенсивности первичного пучка около $5 \cdot 10^6$ част./цикл установка регистрировала примерно до 10 событий в цикле, удовлетворяющих критериям запуска. Информация от всех счетчиков и камер поступала в ЭВМ для последующего анализа. Полное число полезных событий для каждой изучаемой реакции составило 10^4 – 10^5 , диапазон измеряемых дифракционных сечений от 10 до 10^{-5} мб/ГэВ². При более высоких энергиях (10–500 ГэВ), когда типичные углы рассеяния составляют несколько миллирадиан, используются одноплечевые спектрометры, в которых очень точно измеряются угол и импульс только рассеянной частицы и определяются сечения упругого рассеяния при $|t| \geq 10^{-2}$ ГэВ.

Сечение реакции (2.6) быстро падает с увеличением $|t|$ и при $|t| \geq 1$ ГэВ² составляет несколько процентов $\sigma_{\text{упр}}(s)$. Поэтому для получения данных в области больших переданных импульсов приходится бороться за максимальную светосилу спектрометров и одновременно увеличивать жесткость критериев, по которым отбираются упругие события, чтобы снизить вклад фона. В этом случае типичные телесные углы составляют около 10^{-5} ср и отношение фона к сигналу равно примерно 10–20%. Точность относительных измерений около 5%, абсолютная калибровка порядка 10% [45]. Интегрирование $d\sigma/dt$ по всем доступным значениям t дает значение $\sigma_{\text{упр}}(s)$. Относительная точность определения $\sigma_{\text{упр}}$ при высоких энергиях составляет 2–4%, систематические погрешности достигают 5–6% [45, 46].

Полное неупругое сечение обычно определяется как разность $\sigma_{\text{полн}}(s) - \sigma_{\text{упр}}(s)$. С увеличением энергии доля неупругих взаимодействий, в которых образуются две заряженные вторичные частицы, падает и при $E \geq 500$ ГэВ она составляет уже несколько процентов $\sigma_{\text{неупр}}(s)$. Поэтому при высоких энергиях возможно непосредственное измерение $\sigma_{\text{неупр}}(s)$ по числу взаимодействий, в которых $n_{\text{ch}} > 2$.

2. Область интерференции кулоновского и ядерного рассеяния ($10^{-4} \leq |t| \leq 10^{-2}$ ГэВ²). При малых переданных импульсах $|t| \leq 10^{-2}$ ГэВ магнитные спектрометры не могут выделить упругое рассеяние. Действительно, в этом случае

$$t = -2p^2(1 - \cos \vartheta) \approx -p^2 \vartheta^2 \quad (2.7)$$

и значения $\vartheta = \sqrt{|t|}/p$ меняются от нескольких миллирадиан при $p = 10$ ГэВ до десятых долей миллирадиан при $p = 500$ ГэВ. Поэтому точное измерение угла вылета рассеянного адрона практически невозможно. Импульсы нуклонов отдачи ($p = \sqrt{|t|}$) также малы ($p \leq 100$ МэВ/с), и, как правило, нуклоны сильно рассеиваются или поглощаются в стенках мишени. Кроме того, эта область представляет большой интерес, в ней уже велика амплитуда кулонов-

ского рассеяния адронов

$$f_c(t) = (2\alpha\sqrt{\pi}/t) G_\eta(t) \exp(i\eta), \quad (2.8)$$

где α — постоянная тонкой структуры ($\alpha = 1/137$); $G_\eta(t)$ — электромагнитный формфактор адрона; η — сдвиг фазы между кулоновским и ядерным рассеяниями [13, 45–47]. В области интерференции $\eta \approx 10^{-2}$, $G_\eta(t) \approx 1$, поэтому

$$f_c(t) \approx 2\alpha\sqrt{\pi}/t, \quad (2.9)$$

т. е. кулоновская амплитуда чисто действительная. Сечение упругого рассеяния с учетом $f_c(t)$ имеет вид

$$d\sigma/dt = |f + f_c|^2 = |f|^2 + |f_c|^2 + 2\rho \sigma_{\text{полн}} \exp(bt/2)/2t, \quad (2.10)$$

где $\rho = f_R(0)/f_I(0)$ и экспонента определяют поведение сечения ядерного рассеяния при малых t :

$$\frac{d\sigma}{dt} = \left(\frac{d\sigma}{dt} \right)_0 \exp(bt) = \left(\frac{\sigma_{\text{полн}}^2}{16\pi} \right) (1 + \rho^2) \exp(bt), \quad (2.11)$$

где b — параметр наклона дифракционного конуса рассеяния. Таким образом, в (2.11) $f_R(0)$ является единственной неизвестной

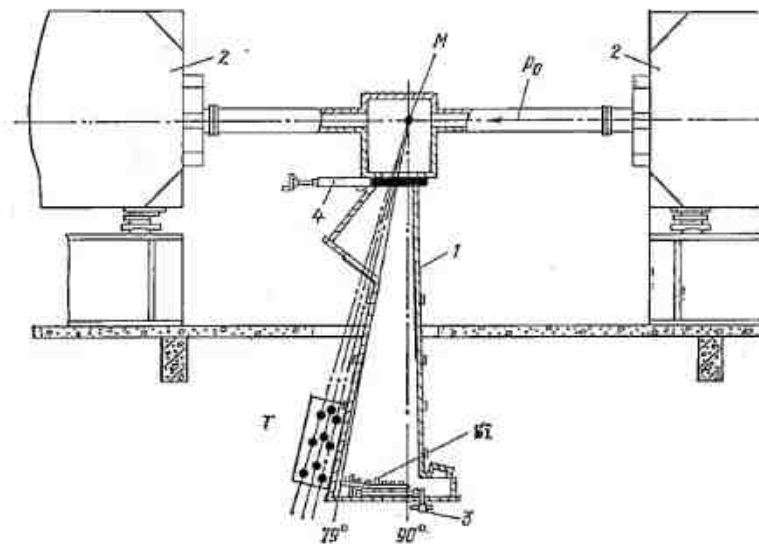


Рис. 2.2. Схематическое изображение участка камеры ускорителя в Серпухове, на котором смонтирована установка для исследования упругого pp - и pd -рассеяний:

P_0 — пучок ускоренных протонов; M — пленочная или струйная мишень; Si — каретка с полупроводниковыми детекторами; T — сцинтилляционные телескопы-мониторы; I — ионизатор; 2 — магнит ускорителя; 3 — механизм перемещения детекторов; 4 — шиббер, перекрывающий ионизатор от камеры ускорителя

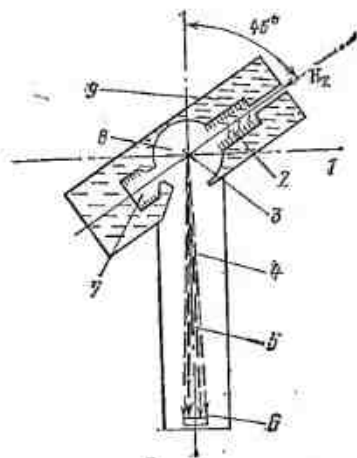


Рис. 2.3. Схема расположения струйной мишени на кольце ускорителя в Серпухове (разрез, перпендикулярный направлению пучка):

1 — плоскость пучка; 2 — сопловый аппарат; 3 — пучок; 4 — изолятор; 5 — частицы отдачи; 6 — детекторы; 7 — газовая ловушка; 8 — вакуумная камера; 9 — жидкий гелий

величиной, которую можно найти, измеряя $d\sigma/dt$ при $|t| \ll 10^{-2}$ ГэВ². Параметр наклона можно определить по области $|t| = 10^{-2} \div 10^{-1}$ ГэВ². Возможна и другая постановка задачи. Все величины в (2.11) можно считать свободными параметрами и определять их значения, сравнивая с экспериментальными данными

в интервале по $|t| = 10^{-4} \div 10^{-2}$ ГэВ². Это позволяет независимо определять полное сечение $\sigma_{\text{полн}}(s)$, что и было использовано в экспериментах на ISR. Экспериментальное измерение $f_I(0)$ и $f_R(0)$ дает возможность проверить не только правильность представлений о характере рассеяния [в случае дифракционного рассеяния $f_R(0) = 0$], но также убедиться в справедливости одного из основных постулатов квантовой теории поля — микропричинности, на основе которого выведены дисперсионные соотношения между $f_I(0)$ и $f_R(0)$. Поэтому понятно, что белое пятно на карте упругого рассеяния необходимо было закрыть. Это стало возможным в начале 60-х годов, когда был разработан и применен в экспериментах по pp - и πp -рассеянию новый метод измерения области малых переданных импульсов по частицам отдачи. Подробные обзоры по этому вопросу опубликованы авторами этой методики [45—47].

Основные элементы нового метода по измерению pp -рассеяния перечислены ниже.

Мишень. Рассеяние происходит на внутренней мишени циклического ускорителя. Измеряются импульс и угол частицы отдачи в интервалах 20—500 МэВ и 70—90°. Чтобы избежать искажения углов и импульсов протонов отдачи за счет рассеяния в мишени, в качестве мишени использована очень тонкая полиэтиленовая пленка (толщина $d \leq 1$ мкм) или сверхзвуковая струя водорода. В области пересечения струи с пучком протонов ее диаметр составлял 4 см, плотность регулировалась от 10^{-6} до 10^{-8} г/см³, что в 10^6 — 10^8 раз меньше, чем плотность обычно используемых мишеней! Конечно, в этом случае рассеяние протонов отдачи практически отсутствует. Чтобы компенсировать небольшую плотность струи или пленки, использовалось многократное прохождение (порядка 10^3 раз) ускоренного пучка протонов через мишень в одном цикле ускорения. В результате светимость оказалась равной 10^{34} см⁻²·с⁻¹ при $I = 10^{12}$ част./цикл и $\rho = 10^{-7}$ г/см³, что позволило получить данные о $d\sigma/dt$ в области $|t| = 10^{-4} \div 10^{-1}$ ГэВ². Принципиальная схема установки приведена на рис. 2.2 и 2.3.

Детекторы. Для детектирования протонов отдачи первоначально использовались ядерные эмульсии, затем они были заменены полупроводниковыми крем-

невыми счетчиками площадью около 1 см² прямоугольной формы с толщиной чувствительного слоя 100—2000 мкм и разрешением по энергии порядка 30 КэВ. Удаленность l детекторов от мишени и определяет угловое разрешение установки. В экспериментах на ускорителе в Батейвине $l = 7,5$ м и $\Delta\theta \approx 0,8$ мрад [50]. Полупроводниковые детекторы измеряют кинетическую энергию T протонов отдачи и

$$t = -2MT \quad (2.12)$$

в интервале от 0,1 до 30 МэВ ($|t| \approx 10^{-4} \div 10^{-1}$ ГэВ²). В результате высокого углового и энергетического разрешения установки пик упругого рассеяния протонов под данным углом выделялся хорошо и величина фона была мала (не более 1%). Типичное распределение энергетического спектра частиц отдачи при $|t| = 2 \cdot 10^{-3}$ ГэВ² приведено на рис. 2.4. Использование полупроводниковых детекторов позволило также автоматизировать систему обработки данных. Вся электронная аппаратура работала на линии с ЭВМ.

Статистика и погрешности. Многократное прохождение пучка через мишень обеспечивает рекордную скорость набора статистики — 10^7 событий в 1 ч! Поэтому эти эксперименты практически являются опытами с нулевыми статистическими погрешностями. Систематические погрешности также были сведены

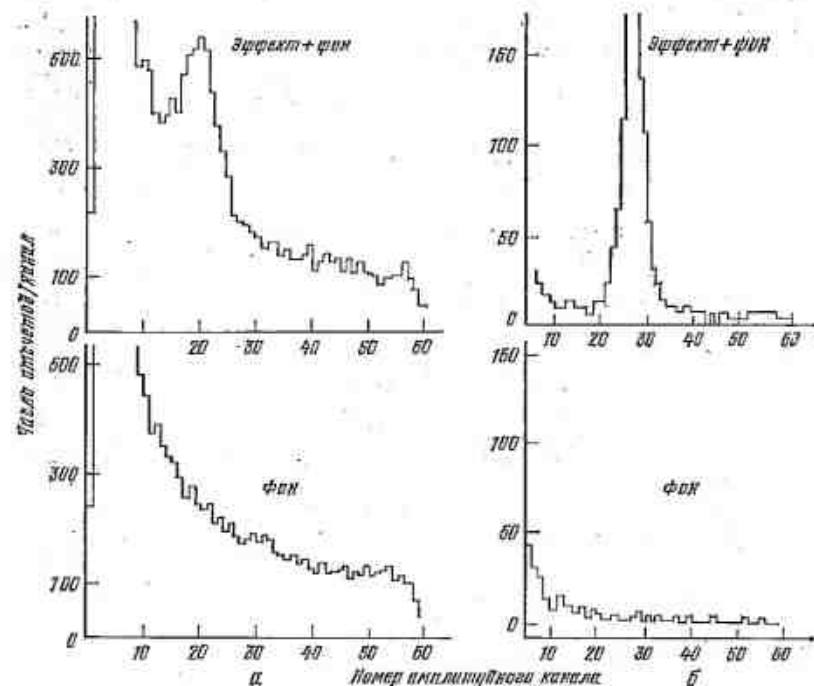


Рис. 2.4. Энергетический спектр частиц отдачи для $|t| = 0,002$ ГэВ²; мишень — пленка $(\text{CH}_2)_n$ (а) и мишень — водородная струя (б)

к минимуму. Это достигалось измерением упругого рассеяния протонов в течение самого процесса их ускорения, т. е. при разных энергиях [45, 46]. Например, на ускорителе в Серпухове через 0,5 с после начала ускорения пучок навелся на пленочную мишень и многократно пересекал ее в течение 2 с (весь процесс ускорения занимает 2,5 с). В результате были получены данные по $d\sigma/dt$ в интервале энергий 10—70 ГэВ в одном цикле ускорения, что существенно уменьшило систематические погрешности, связанные с нестабильностью

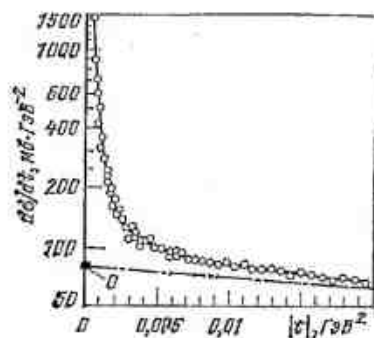


Рис. 2.5. Дифференциальное сечение упругого pp -рассеяния в области интерференции кулоновского и ядерного рассеяний

характеристик аппаратуры во времени. В экспериментах, выполненных с водородной струей, сечение измерялось в трех-четыре энергетических точках в одном цикле. Для этой цели осуществлялся импульсный режим формирования струи, и за время ускорения протонов струя могла быть сформирована 3–4 раза (например, при $E_p = 20,42$ и 62 ГэВ) [47].

Установка работала на линии с ЭВМ, с помощью которой контролировался режим сброса пучка на мишень и стабильность регистрирующей аппаратуры и обрабатывалось около 10% статистики во время проведения эксперимента. Все эти остроумные усовершенствования привели к тому, что систематические погрешности при измерении $f_n(0)$ составляли $\pm 0,9\%$ и не зависели от s . Они связаны с неопределенностью угла, под которым детекторы видят мишень ($\pm 0,7\%$), неточностью знания их детектирующей поверхности ($\pm 0,15\%$) и ядерными взаимодействиями в детекторах (не больше $0,07\%$). Эти значения систематических погрешностей получены для экспериментов по исследованию $f_n(0)$ в pp -рассеянии на ускорителе NAL им. Ферми в Батейвине в интервале энергий от 50 до 400 ГэВ (детекторы были расположены на расстоянии 7,5 м от мишени) [50].

Систематические погрешности в определении параметра b составляют 1–2% и не зависят от энергии pp -рассеяния $E_p = 10$ –400 ГэВ [51]. Поэтому относительные изменения $f_n(0, s)$ и $b(s)$ с энергией определяются только статистическими погрешностями (менее 1%) и неопределенностью в вычитании фона. Суммарно они составляют примерно 1% для b и 0,01% для ρ при $E_p = 50$ –400 ГэВ [51]. Мы специально так подробно остановились на погрешности измерения сечений новым методом, так как здесь достигнуты рекордные точности в физике адронных взаимодействий.

Этой методикой обычно измерялись $d\sigma/dt$ в относительных единицах, так как светимость не была известна. Полученные данные аппроксимировались кривой типа (2.10), и методом наименьших квадратов находились свободные параметры ρ и b . Абсолютная привязка проводилась по оптической точке с точностью $\pm 2\%$. Типичная кривая сечения приведена на рис. 2.5 для $\sqrt{s} = 70$ ГэВ, ускоритель в Серпухове. Из сравнения первой точки на этой кривой с оптической (см. точка O на рис. 2.5) видно, что сечение кулоновского рассеяния в 20 раз больше ядерного. Это отношение было увеличено до 30–40 в экспериментах на ускорителе в Батейвине за счет усовершенствования методики эксперимента. В результате оказалась возможной абсолютная калибровка сечения по кулоновскому рассеянию с погрешностью $\pm 3\%$ при $E_p = 50$ –400 ГэВ.

Описанной методикой были измерены сечения упругого pp -рассеяния в интервале импульса от 2,8 до 400 ГэВ/с при $|t| = 10^{-4}$ – 10^{-1} ГэВ² на ускорителях Дубны, Серпухова и Батейвине. Она также была успешно применена для изучения упругого рассеяния протонов на легких ядрах α , He [50] и легких ядер α , He, C на протонах и дейтонах [52]. В последнем случае использовался синхротрон ОИЯИ (Дубна), в котором легкие ядра ускорялись до $\sqrt{s} \approx 7$ ГэВ/нукл. Этим же методом изучались и неэластичные дифракционные процессы [53].

$$p + p \rightarrow p + X; \quad (2.13)$$

$$p + d \rightarrow d + X. \quad (2.14)$$

Таким образом, целая область адронной физики была успешно изучена методом спектрометрии частиц отдачи. Этот метод не имеет ограничений по энергии первичных частиц и, несомненно, будет использован на всех будущих поколениях ускорителей.

По красоте и совершенству решения задачи спектрометрии частиц с малыми импульсами на циклических ускорителях эта методика относится к классическим экспериментам физики и широко цитируется как в обзорах, так и в книгах по физике высоких энергий. Однако методика с точкой мишенью неэффективна на выведенных лучах частиц, когда невозможно обеспечить условия многократного прохождения частиц через мишень. Для исследования рассеяния π -мезонов с малыми передачами импульса ($\sqrt{s} = 30$ –100 МэВ) был разработан другой метод с использованием камеры Вильсона, наполненной водородом [46, 47]. Камера работала в специальном режиме, при котором релятивистские частицы не регистрировались. Поэтому можно было пропускать через нее большое число первичных пионов (10^4 – 10^5) за один импульс ускорителя. Протоны отдачи, ионизация которых в несколько раз превосходила ионизацию релятивистских частиц, хорошо наблюдались в камере. Для выделения случаев упругого рассеяния измерялись их импульс и угол по отношению к направлению первичного пучка, которое известно.

Другой аналогичный метод заключается в использовании ионизационной камеры, наполненной водородом, которая служит одновременно газовой мишенью и детектором протонов отдачи [54]. Измерение формы сигналов на электродах камеры и времени запаздывания сигналов по отношению к моменту прохождения через камеру рассеивающей частицы позволяет определять энергию и угол вылета протона отдачи ($T = 1$ –5 МэВ).

2.3. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ ПОЛНЫХ И ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ НА УСКОРИТЕЛЯХ СО ВСТРЕЧНЫМИ ПУЧКАМИ

Измерения сечений на ускорителях со встречными пучками имеет две особенности, связанные с отсутствием неподвижной мишени. Первая из них заключается в необходимости точно определить светимость двух сталкивающихся пучков*

$$N = L\sigma$$

для получения данных об абсолютных сечениях реакций. С этой проблемой мы уже сталкивались при обсуждении методики измерения pp -рассеяния с помощью струйной мишени на обычных ускорителях (см. п. 2 наст. главы), но в этом случае была возможность абсолютной калибровки по независимым и точным измерениям полных сечений с использованием оптической теоремы (2.4). Здесь же необходимо было измерить полные сечения в новой области энергий ($\sqrt{s} = 22$ –63 ГэВ). Поэтому методика независимо измерения L с помощью мониторных счетчиков разрабатывалась в течение нескольких лет в ЦЕРНе [13]. В результате светимость в экспериментах по полным и упругим сечениям определялась с погрешностью $\pm 0,5\%$.

Вторая особенность исследований на ISR связана с тем, что с. ц. и. практически покоится в л. с. к., и поэтому рассеянные протоны имеют одинаковые импульсы $p \approx \sqrt{s}/2$. Относительно небольшая их величина ($p_{\text{макс}} \approx 31,4$ ГэВ) позволяет измерять рассеяние обычной методикой. Вся трудность заключается в том, что углы рассеяния все-таки малы и поэтому для их измерения при

* Определение светимости L дано в гл. 1, формула (1.27). Она является функцией интенсивностей встречных пучков и угла их пересечения [13].

$\Phi \rightarrow 0$ нужно помещать счетчики внутри вакуумной камеры ускорителя в области первичных пучков. Несколько групп физиков при измерении полных сечений на ISR использовали различные методики [13].

1. Группа ЦЕРН — Рим работала со сцинтилляционными годоскопами, установленными под небольшими углами к циркулирующим протонам. Измерялась

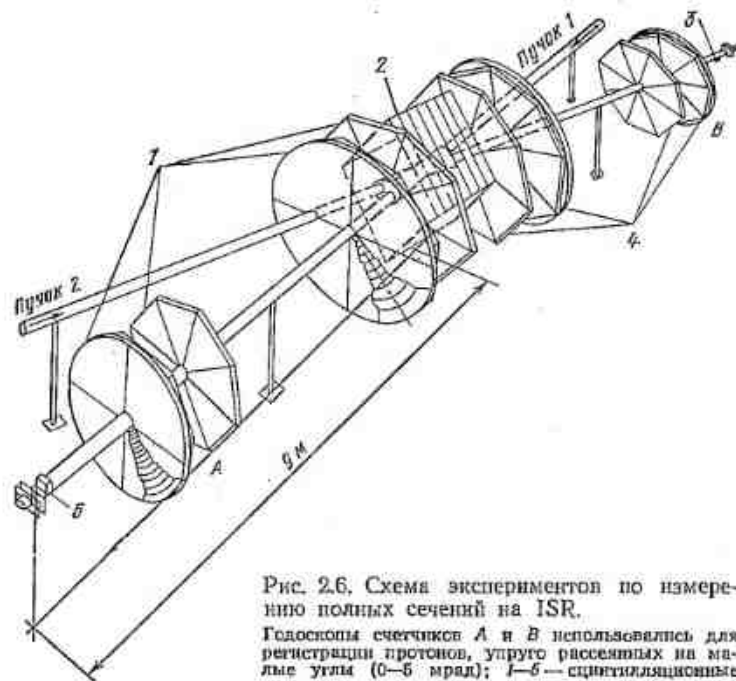


Рис. 2.6. Схема экспериментов по измерению полных сечений на ISR.

Годоскопы счетчиков A и B использовались для регистрации протонов, упруго рассеянных на малые углы (0–5 мрад); 1–6 — сцинтилляционные счетчики

скорость счета $N_{\text{упр}}(\Phi)$ событий в известный телесный угол $\Delta\Omega$ при $\Phi=5$ мрад. Далее экстраполяцией по экспоненте ($\exp bt$) к $\Phi \rightarrow 0$ определяли значение

$$\left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{t=0} = \frac{p^2 N_{\text{упр}}(0)}{\pi L \Delta\Omega} \quad (2.15)$$

и по оптической теореме находили

$$\sigma_{\text{полн}} = \frac{4\pi}{p} V N_{\text{упр}}(0) / L \Delta\Omega. \quad (2.16)$$

2. Группа Пиза-Стони Брук использовала большую систему, состоящую примерно из 500 счетчиков (рис. 2.6). Система регистрировала полное число протон-протонных взаимодействий в большей части всего телесного угла. Экстраполяция скорости счета к полному телесному углу $N_{\text{полн}}$ позволила получить полное сечение

$$\sigma_{\text{полн}} = N_{\text{полн}} / L. \quad (2.17)$$

Проведение экстраполяции (около 5%) в основном диктовалось необходимостью введения поправок на часть событий упругого рассеяния, которые терялись системой потому, что протоны в этом случае не покидали вакуумной камеры ускорителя. В первом случае $\sigma_{\text{полн}} \sim L^{1/2}$ (2.16), во втором $\sigma_{\text{полн}} \sim L^{-1}$ (2.17). Поэтому можно скомбинировать эти два метода и получить значение

$\rho_{\text{полн}}$, не зависящее от светимости встречных пучков. Это и было сделано. Набор статистики проводился одновременно двумя установками (см. рис. 2.6) при одной и той же светимости. Полное сечение в этом случае определяется выражением

$$\sigma_{\text{полн}} = \frac{16\pi^2}{p^2} \frac{N_{\text{упр}}(0)}{N_{\text{полн}}} \frac{1}{\Delta\Omega}. \quad (2.18)$$

Результаты, полученные при использовании трех методов, прекрасно согласуются между собой. Относительные погрешности комбинированного результата составляют 0,6%, погрешности в нормировке взвешенного среднего $\pm 0,7\%$ [13]. В результате этих экспериментов и был обнаружен 10%-ный рост полных сечений $\sigma_{\text{полн}}(s)$ в интервале энергий ISR.

На встречных пучках ЦЕРНа также была измерена и область интерференции кулоновского и ядерного рассеяния [55]. Расположение аппаратуры показано на рис. 2.7. Протоны, упруго рассеянные в вертикальной плоскости, детектировались сцинтилляционными годоскопами, расположенными в углублениях

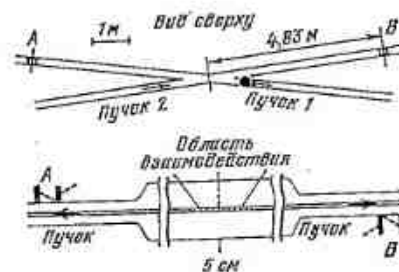


Рис. 2.7. Схема экспериментов по измерению интерференции кулоновского и ядерного рассеяния протонов на ISR.

Годоскопы A и B регистрируют протоны, рассеянные на угол 1 мрад

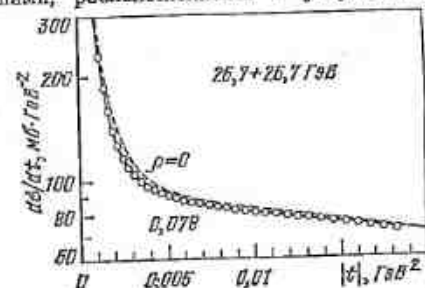


Рис. 2.8. Дифференциальное сечение pp-рассеяния при $\sqrt{s}=53,4$ ГэВ

вакуумной камеры ускорителя на расстоянии 9 м от точки пересечения. После накопления протонов годоскопы вдвигались очень близко к циркулирующим пучкам. При этом ускоритель работал в специальном режиме, пучки протонов имели ширину ± 5 мм и длина области пересечения была ± 15 мм. Это позволило придвинуть счетчики на 9 мм к оси пучка, где они детектировали протоны, рассеянные на угол 1 мрад [55]. Этот угол соответствует $|t|=10^{-3}$ ГэВ² при импульсе встречных пучков 31 ГэВ.

На рис. 2.8 приведено типичное распределение по $|t|$ при $\sqrt{s}=53,4$ ГэВ. В области $|t| \leq 10^{-2}$ ГэВ² виден быстрый подъем сечения, связанный с кулоновским рассеянием протонов. Погрешность измерения ρ составляет $\pm 0,010$ ($\rho=0,078 \pm 0,010$). Несомненно, что эти эксперименты являются одними из самых тонких, выполненных на встречных пучках протонов. Однако с увеличением энергии встречных пучков, например, до 300–300 ГэВ² необходимо измерение рассеяния протонов на углы около 0,1 мрад, что представляет очень трудную задачу для ускорителей со встречными пучками. Поэтому эта методика имеет ограничение сверху по энергии ($\Phi \approx \sqrt{|t|/E_p}$) в отличие от методики струйной мишени.

Мы специально относительно подробно рассмотрели методику измерения полных и дифференциальных сечений упругого рассеяния на ускорителях. Она является наиболее совершенной в адронной физике высоких энергий. Измерения сечений нуклонных процессов обычно проводятся аналогичными установками — магнитными спектрометрами с набором камер и счетчиков различного

типа. Поэтому в дальнейшем мы не будем так подробно обсуждать экспериментальные установки за исключением некоторых вопросов, связанных с методикой пузырьковых камер.

2.4. ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПОЛНЫХ СЕЧЕНИЙ И $I_{\pi}(s, 0)$

1. Экспериментальные данные. Данные по полным сечениям и упругому рассеянию адронов π , K , p , $\bar{p}$ на нуклонах получены на обычных ускорителях при $E \leq 500$ ГэВ. На встречных пучках ЦЕРН ISR pp -взаимодействия изучены до $E \approx 2000$ ГэВ. Поэтому протон-протонный канал играет решающую роль при обсуждении свойств адронных взаимодействий при высоких энергиях.

В табл. 2.1 приводятся экспериментальные данные по полным

Таблица 2.1. Полные сечения взаимодействия адронов с протонами при различных импульсах

$\sigma_{\text{полн}}$, мб	50 ГэВ	100 ГэВ	150 ГэВ	200 ГэВ	280 ГэВ
$\sigma_{\text{полн}}(pp)$	$38,20 \pm 0,05$	$38,46 \pm 0,04$	$38,69 \pm 0,04$	$38,97 \pm 0,04$	$39,38 \pm 0,04$
$\sigma_{\text{полн}}(\bar{p}p)$	$43,93 \pm 0,10$	$42,12 \pm 0,08$	$41,79 \pm 0,17$	$41,44 \pm 0,18$	$41,91 \pm 0,21$
$\sigma_{\text{полн}}(\pi^+p)$	$23,11 \pm 0,06$	$23,38 \pm 0,06$	$23,50 \pm 0,04$	$23,84 \pm 0,06$	$24,43 \pm 0,10$
$\sigma_{\text{полн}}(\pi^-p)$	$24,06 \pm 0,06$	$24,00 \pm 0,06$	$24,11 \pm 0,04$	$24,38 \pm 0,04$	$24,67 \pm 0,08$
$\sigma_{\text{полн}}(K^+p)$	$18,06 \pm 0,08$	$18,88 \pm 0,07$	$19,36 \pm 0,07$	$19,90 \pm 0,11$	$20,64 \pm 0,40$
$\sigma_{\text{полн}}(K^-p)$	$20,30 \pm 0,10$	$20,45 \pm 0,06$	$20,60 \pm 0,07$	$20,76 \pm 0,05$	$21,32 \pm 0,08$
ISR	290	590	1070	1480	2100
$\sigma_{\text{полн}}(pp)$	$38,86 \pm 0,21$	$40,16 \pm 0,22$	$41,70 \pm 0,21$	$42,50 \pm 0,27$	$43,04 \pm 0,31$

сечениям в интервале импульсов от 50 до 2100 ГэВ в л. с. к.

На рис. 2.9 и 2.10 показаны $\sigma_{\text{полн}}(s)$ при $p \geq 10$ ГэВ/с и разности сечений античастиц и частиц $\Delta\sigma_{\text{полн}} = \sigma_{\text{полн}}(\bar{a}p) - \sigma_{\text{полн}}(ap)$. Из этих данных видны две общие характерные черты поведения сечений: они растут с увеличением импульса (исключение составляют $\bar{p}p$ -взаимодействия), а разности сечений частиц и античастиц $\Delta\sigma_{\text{полн}}$ быстро уменьшаются. Аппроксимация зависимости $\Delta\sigma_{\text{полн}}$ от импульса в форме

$$\Delta\sigma_{\text{полн}} = \sigma_0 p^{-\alpha_0} \quad (2.19)$$

приводит к значениям $\alpha_0(\bar{p}-p) = 0,39 \pm 0,03$; $\alpha_0(K^- - K^+) = 0,40 \pm 0,04$; $\alpha_0(\pi^- - \pi^+) = 0,55 \pm 0,03$ [13].

Интересно отметить, что в области энергий ускорителя в Серпухове $p \leq 76$ ГэВ все сечения $\sigma_{\text{полн}}$ или замедляют свое падение, или выходят на плато. Исключением является K^+p -взаимодействие, сечение которого растет. Обнаружение этого явления существенно изменило представления о взаимодействии адронов при $s \rightarrow \infty$ и получило название «серпуховского эффекта» [43, 44, 47, 13].

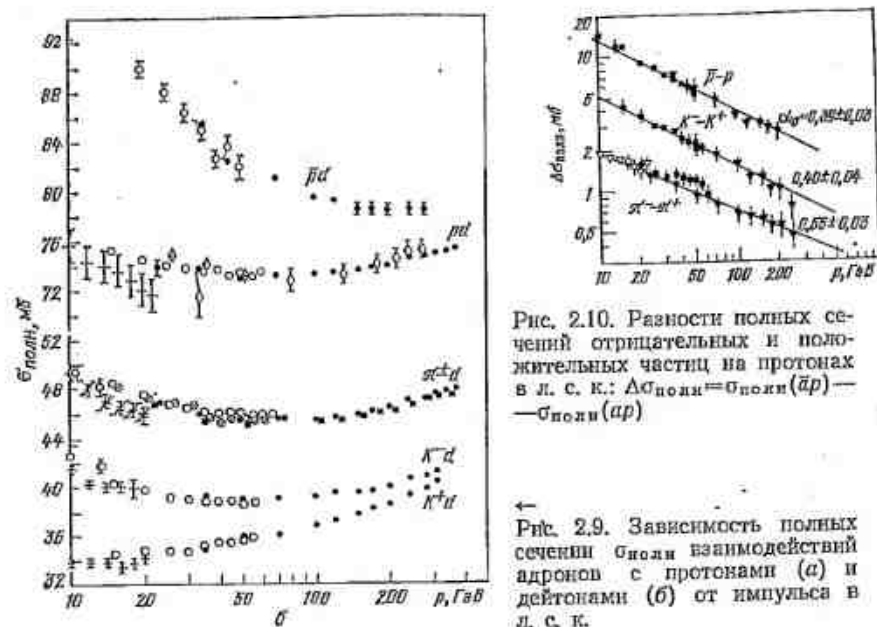
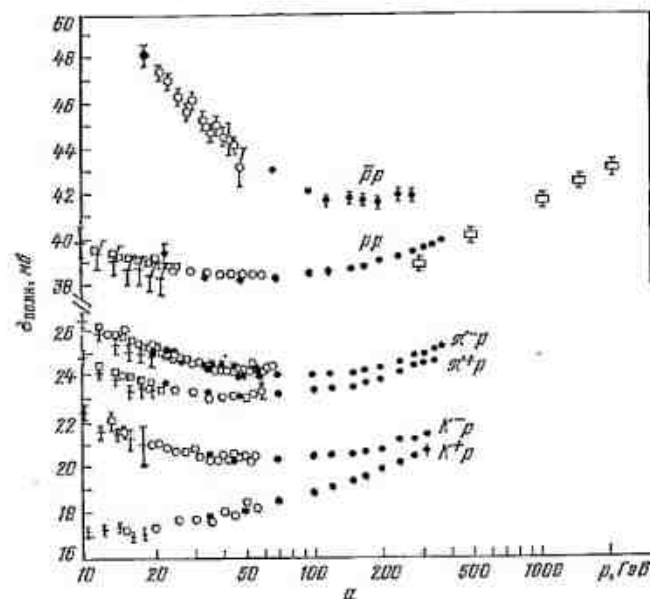


Рис. 2.10. Разности полных сечений отрицательных и положительных частиц на протонах в л. с. к.: $\Delta\sigma_{\text{полн}} = \sigma_{\text{полн}}(\bar{a}p) - \sigma_{\text{полн}}(ap)$

Рис. 2.9. Зависимость полных сечений $\sigma_{\text{полн}}$ взаимодействий адронов с протонами (а) и дейтонами (б) от импульса в л. с. к.

Измерения $\sigma_{\text{полн}}(s)$, проведенные на ускорителях ФНАЛ и ЦЕРН, подтверждают универсальность явления роста сечений. Факт роста пока не установлен для $\bar{p}p$ -взаимодействий, однако тенденция поведения $\sigma_{\text{полн}}(\bar{p}p)$ соответствует общей картине (скорость падения сечения замедляется).

Экспериментальные данные по pp -соударениям в интервале 20—2000 ГэВ описываются функцией

$$\sigma_{\text{полн}}(pp) = \sigma_0 + \sigma_1 [\ln(s/s_0)]^v, \quad (2.20)$$

где $\sigma_0 = (38,4 \pm 0,3)$ мб; $\sigma_1 = (0,9 \pm 0,3)$ мб; $s_0 = 200$ ГэВ² и $v = 1,8 \pm 0,4$ [55, 56].

При высоких энергиях ($\sqrt{s} = 23,5 \div 62,8$ ГэВ) хорошим приближением являются зависимости типа $(\ln \sqrt{s})^{1/R}$, $\ln \sqrt{s}$ и $(\ln \sqrt{s})^2$. Например,

$$\sigma_{\text{полн}}(pp) \approx 25,4 + 4,29 \ln(\sqrt{s}/1 \text{ ГэВ}) \text{ мб}. \quad (2.21)$$

2. Теория и модели. Процесс взаимодействия частиц описывается локальной квантовой теорией поля, которая появилась как естественное обобщение квантовой механики на случай системы с переменным числом релятивистских частиц [42].

Основные уравнения этой теории, если они существуют, не решаются точно. В частном случае квантовой электродинамики, благодаря наличию малой константы связи можно применить теорию возмущений и процедуру перенормировки и получить решения уравнений в виде степенных рядов постоянной тонкой структуры ($\alpha = 1/137$). Результаты этой теории превосходно согласуются с экспериментальными данными. В случае сильных взаимодействий ситуация совсем иная. Здесь в общем случае не существует малой константы связи, по которой можно было бы разложить решения уравнений полей. Пока еще не известен эффективный метод вычислений измеряемых величин, позволяющий выразить их через универсальные константы, содержащиеся в исходном уравнении, и переменные взаимодействия.

Поэтому в последние 20 лет теория сильных взаимодействий развивалась по многим направлениям (теория симметрии, составные модели, аналитический подход), которые позволили раскрыть глубокие взаимосвязи между различными физическими явлениями и процессами, установить многочисленные соотношения между измеряемыми величинами [1—4]. Эти соотношения являются шагом вперед на пути создания динамической теории сильных взаимодействий.

а) Дисперсионные соотношения. Данные по полным сечениям при высоких энергиях в первую очередь сравниваются с результатами теории, которые следуют из основных ее постулатов, таких как лоренц-инвариантность, причинность и унитарность, к которым все модели должны удовлетворять [42—44, 57—60].

Принцип причинности предполагает, что изменение состояния в точке x , t' может быть причиной изменения состояния в точке x , t только в том слу-

чае, если эти точки могут быть связаны между собой сигналом, распространяющимся со скоростью $v = \frac{|x - x'|}{|t - t'|} \leq c$. Унитарность означает, что полная

вероятность найти систему во всех возможных состояниях всегда равна единице. Лоренц-инвариантность учитывается при записи амплитуды рассеяния, которая зависит от релятивистски инвариантных величин (s, t) .

Казалось бы, эти постулаты являются основой нашего мировоззрения и нет оснований для сомнений. Но после крушения таких законов, как законы сохранения четности [42], физики все подвергают проверке. Хорошие возможности для этого предоставляют зависимости полных сечений $\sigma_{\text{полн}}(s)$ и $f_R(s, 0)$ от энергии. На основе принципа причинности изучены аналитические свойства $f(s, t)$ и выведены соотношения между $f_R(s, 0)$ и $f_I(s, 0)$ (дисперсионные соотношения) [42, 43]. Из унитарности следует соотношение между $f_I(s, 0)$ и $\sigma_{\text{полн}}(s)$ [оптическая теорема (2.4)]. Кроме того, $\sigma_{\text{полн}}(s)$ и $f_R(s, 0)$ измеряются экспериментально. Поэтому можно проверить основные принципы теории. Продемонстрируем это на примере pp - и $\bar{p}p$ -взаимодействий. Дисперсионные соотношения при высоких энергиях можно записать в виде [55] *

$$f_R(E, 0) = C + \frac{E}{4\pi^{3/2}} \int_m^\infty p' \left(\frac{\sigma_+(E')}{E'(E' - E)} - \frac{\sigma_-(E')}{E'(E' + E)} \right) dE', \quad (2.22)$$

где E — полная энергия падающей частицы в л. с. к.; C — константа и σ_+ (σ_-) — полные сечения pp - и $\bar{p}p$ -взаимодействий, которые аппроксимировались выражениями

$$\sigma_{\pm} = C_{\pm} E^{-\gamma_{\pm}} + \sigma(\infty) \quad (2.23)$$

и

$$\sigma(\infty) = B_1 + B_2 [\ln s]^T \quad (2.24)$$

для совместного описания имеющихся данных по $\sigma_{\text{полн}}(s)$ и $\rho(s, 0)$ в интервале энергий 10—2000 ГэВ (рис. 2.11 и 2.12). Предполагалось, что при $s \rightarrow \infty$ $\sigma_+ = \sigma_-$ и $\sigma(\infty) \sim [\ln s]^T$. Все константы были свободными параметрами и определялись из совместного описания данных по $\sigma_{\text{полн}}(s)$ и $\rho(s, 0)$ по (2.22) с учетом систематических погрешностей экспериментов. В результате были получены следующие значения:

$$\left. \begin{aligned} C_1 &= 41,9 \pm 1,1; \quad C_2 = 24,2 \pm 1,1; \quad \gamma_1 = 0,37 \pm 0,03; \\ \gamma_2 &= 0,55 \pm 0,02; \quad B_1 = 27 \pm 1,0; \quad B_2 = 0,17 \pm 0,08; \quad T = 2,10 \pm 0,10. \end{aligned} \right\} \quad (2.25)$$

Сечения в (2.23) и (2.24) измеряются в миллибарнах и энергии в гигаэлектровольтах. Из рис. 2.11 и 2.12 видно, что дисперсионные соотношения (2.22) удовлетворительно описывают экспериментальные результаты. Кроме того, если верить в основные принципы теории, то можно получить информацию о поведении $\sigma_{\text{полн}}(s)$ и $f_R(s, 0)$ при энергиях $E \geq 2000$ ГэВ. Из (2.25) видно, что сечения растут по крайней мере до энергии 40 ГэВ в л. с. к., достигая значений 55 мб. Вероятность такого поведения оценивается в 68% (пунктирные кривые на рис. 2.11 соответствуют одному стандартному отклонению). Кроме того, и при больших отклонениях поведение $\rho(0, s)$ в исследованной области предсказывает рост $\sigma_{\text{полн}}(s)$ при $E > 2$ ТэВ (см. рис. 2.11 и 2.12). Чувствительность $\rho(s, 0)$ к поведению сечений за ускорительным пределом связана с тем, что при высоких энергиях из (2.22) можно получить приближенное соотношение [13, 47]

$$f_R(s, 0) \sim d\sigma_{\text{полн}}(s)/d(\ln s). \quad (2.26)$$

Таким образом, действительная часть амплитуды рассеяния вперед пропорциональна производной полного сечения по переменной $\ln s$, т. е. связана с ха-

* Рассматриваются значения $\sigma_{\text{полн}}(s)$ и $f_R(s, 0)$ при $E \geq 10$ ГэВ, т. е. далеко от нефизической области ($E < m$), поэтому ее вклад в (2.22) несуществен.

рактической, определяющей $\Delta\sigma_{\text{полн}}(s)$. Кроме того, знак $f_R(s, 0)$ прямо связан с асимптотикой полных сечений. Реальная часть меняет знак при $E_p \approx 280$ ГэВ (см. рис. 2.11) и становится положительной, что хорошо согласуется с ростом $\sigma_{\text{полн}}(s)$.

Аналогичные результаты получены и для π - p -взаимодействий. Упругое π - p -рассеяние было измерено в интервале энергий от 30 до 140 ГэВ для $|t| = 0,002 \pm 0,04$ ГэВ² с помощью специальной ионизационной камеры [54]. Результаты показывают, что $f_R(s, 0)$ для π - p -взаимодействий меняет знак при $E \approx 80$ ГэВ и становится положительной [$f_R(0) = 0,052 \pm 0,013$ при $E = 120$ ГэВ], что согласуется с (2.26) и медленным ростом полных сечений (см. табл. 2.1). Данные по другим типам взаимодействий адронов ($K^\pm p$, $\pi^\pm p$, $\bar{p}p$) получены

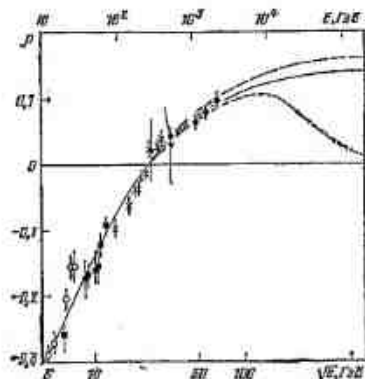


Рис. 2.11. Зависимость $\rho(s, t=0)$ от энергии в л. с. к.

Точки — результаты эксперимента, полученные различными авторами; сплошная кривая — расчет по дисперсионным соотношениям [см. (2.22)]; штриховые кривые соответствуют стандартному отклонению в значениях ρ и $\sigma_{\text{полн}}$

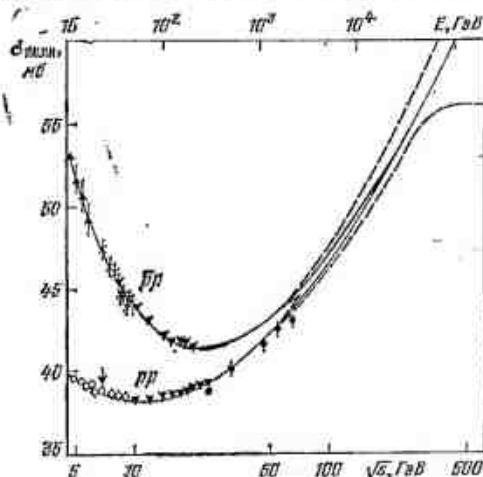


Рис. 2.12. Зависимость полных сечений pp - и $\bar{p}p$ -взаимодействий от энергии в л. с. к.

Сплошные кривые — результаты вычисления по дисперсионным соотношениям [см. (2.22)]; штриховые кривые соответствуют стандартному отклонению в значениях ρ и $\sigma_{\text{полн}}$

при меньших значениях энергии первичных частиц, и поэтому сделанные выводы менее определены [47].

б) Асимптотические теоремы. Мы надеемся, что при высоких энергиях ($s \rightarrow \infty$) сложная картина сильных взаимодействий, по-видимому, будет упрощаться, и поэтому амплитуды рассеяния будут удовлетворять ряду асимптотических соотношений [42—43, 57—60]. Рассмотрим те из них, которые следуют из общих принципов теории, а не модельных представлений. Дисперсионные соотношения между $f_R(s, t)$ и $f_I(s, t)$ [частный случай — уравнение (2.22) для $t=0$] получены на основе принципа причинности, из которого следует аналитичность $f(s, t)$ [42, 43]. Если $f(s, t)$ аналитична по обоим переменным, то отсюда следует короткодействующий характер сильных взаимодействий*. В результате можно получить некоторые ограничения на $f(s, t)$ при $s \rightarrow \infty$, которые подробно обсуждаются в обзоре [43]. Из них мы отметим два соотношения,

* Представление о короткодействующем характере сильных взаимодействий (в отличие, например, от электромагнитных) уже давно плодотворно использовалось в физике адронов, начиная с предсказания массы кванта ядерного поля, которое привело к открытию π -мезонов [42].

которые широко известны как теоремы Фруассара [57] и Померанчука [58]. Они используются при обсуждении экспериментальных данных по инклюзивным процессам.

Эти теоремы (или ограничения) были получены при изучении аналитических свойств парциальных амплитуд рассеяния $f_l(s)$ по s и t . Как хорошо известно, разложение $f(s, t)$ по парциальным волнам для бесспиновых частиц в с. к. н. имеет вид [57]

$$f(s, t) = V\pi/p^2 \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) f_l(s) P_l(\cos \theta^*), \quad (2.27)$$

где l — орбитальный момент; $P_l(\cos \theta^*)$ — полиномы Лежандра и

$$\cos \theta^* = \cos(1 + t/2p^2) \approx \cos(1 + 2t/s), \quad (2.28)$$

Амплитуду $f_l(s)$ удобно записать в виде

$$f_l(s) = (\eta_l \exp(2i\delta_l) - 1)/2i, \quad (2.29)$$

где δ_l — действительная фаза парциальной волны и η_l — ее амплитуда, которая может принимать значения от нуля (полное поглощение падающей волны) до единицы (отсутствие неупругих процессов).

Дифференциальное сечение рассеяния равно квадрату модуля $f(s, t)$ [см. (2.3)]. Интегрирование выражения (2.3) по всем углам и суммирование по l дают полное сечение*

$$\sigma_{\text{упр}}(s) = \frac{4\pi}{p^2} \sum (2l+1) |f_l(s)|^2 = \frac{\pi}{p^2} \sum (2l+1) (1 - 2\eta_l \cos(2\delta_l) + \eta_l^2). \quad (2.30)$$

Отсюда видно, что, если $\eta_l = 1$, то

$$\sigma_{\text{упр}}(s) = \frac{4\pi}{p^2} \sum (2l+1) \sin^2 \delta_l. \quad (2.31)$$

Если $\eta_l < 1$, т. е. происходит и неупругое взаимодействие частиц, то

$$\sigma_{\text{неупр}}(s) = \frac{\pi}{p^2} \sum (2l+1) (1 - \eta_l^2) \quad (2.32)$$

и полное сечение определяется суммой сечений всех процессов

$$\sigma_{\text{полн}}(s) = \sigma_{\text{упр}}(s) + \sigma_{\text{неупр}}(s) = \frac{\pi}{p^2} \sum (2l+1) (1 - \eta_l \cos 2\delta_l). \quad (2.33)$$

В любом случае вероятность упругого рассеяния не должна превосходить единицу (условие унитарности), и поэтому из (2.27)—(2.33) следуют неравенства [42, 43]

$$0 \leq |f_l(s)|^2 \leq \text{Im } f_l(s) \leq 1. \quad (2.34)$$

Эти соотношения и задают область изменения η от нуля до единицы. Из (2.30)—(2.33) легко найти верхние (унитарные) пределы сечений, положив $\eta_l = 0$,

$$\sigma_{\text{упр}}^l = \sigma_{\text{неупр}}^l = \frac{\pi}{p^2} (2l+1) = \sigma_{\text{полн}}^l/2 \quad (2.35)$$

и

$$\sigma_{\text{упр}}(s) = \sigma_{\text{неупр}}(s) = \sigma_{\text{полн}}(s)/2, \quad (2.35')$$

* Напомним, что $\int P_l P_{l'} d\Omega = \frac{4\pi}{2l+1} \delta_{ll'}$, где $\delta_{ll'}$ равно единице при $l=l'$ и нулю при $l \neq l'$.

что соответствует случаю полного поглощения падающей волны. Для характеристики неупругости l -волны полезно ввести величину (она нам понадобится при обсуждении данных по полным сечениям, см. разд. 2.5, п. 2)

$$A_l = \frac{2\sigma_{l, \text{упр}}}{\sigma_{l, \text{полн}}} = \frac{1 - 2\eta_l \cos(2\delta_l) + \eta_l^2}{1 - \eta_l \cos(2\delta_l)} \quad (2.36)$$

При высоких энергиях можно пренебречь потенциальным рассеянием ($\delta_l=0$), и

$$A_l = 1 - \eta_l \quad (2.36')$$

характеризует поглощение падающей парциальной волны [см. (2.29)].

Аналитические свойства парциальных амплитуд и унитарные соотношения (2.34) широко используются для изучения поведения сечений при $s \rightarrow \infty$ [57—60]. Из этих свойств следует, что действительная и мнимая части $f(s)$ убывают экспоненциально с ростом l и становятся пренебрежимо малыми при $s \rightarrow \infty$ и

$$l > L = Cs^{1/2} \ln s, \quad (2.37)$$

где C — некоторая константа. Поэтому при вычислении полной амплитуды $f(s, t)$ можно ограничиться только учетом $l \leq L$. Отсюда и из (2.34) следует, что

$$f_{l, R}(s, t) \leq \frac{\sqrt{\pi}}{p^2} \sum_{l=0}^L (2l+1) \sim L^2/p^2.$$

Подставляя значения L из (2.37), получаем

$$f_{l, R}(s, t) \leq \text{const} [\ln(s/s_0)]^2. \quad (2.38)$$

Из (2.38) и оптической теоремы (2.4) следует ограничение Фруассара на рост полных сечений [57]

$$\sigma_{\text{полн}}(s) \leq \text{const} [\ln(s/s_0)]^2. \quad (2.39)$$

Аналогичное неравенство справедливо и для наклона дифракционного конуса

$$b(s) = \frac{d}{dt} \left(\ln \frac{d\sigma}{dt} \right)_{t=0}:$$

$$b(s) \leq \text{const} [\ln(s/s_0)]^2. \quad (2.40)$$

Отсюда и из (2.39) получим

$$b(s)/\sigma_{\text{полн}}(s) \leq \text{const}. \quad (2.40')$$

В последние годы проводилось интенсивное исследование этих ограничений. В частности, были уточнены константы в (2.37)—(2.40') [43, 59, 60]. Экспериментальные данные не противоречат неравенствам (2.38)—(2.40'). Однако интересно отметить, что рост полных сечений пропорционален $\ln(s/s_0)^2$ [см. формулу (2.20)]. Более того, предсказывается такое же поведение $\sigma_{\text{полн}}(s)$ до $E=40$ ТэВ [γ в (2.24) равно $2,10 \pm 0,10$]. Такой предельно возможный рост сечений при $s \rightarrow \infty$ обсуждается в работе [44].

Другой важной асимптотической теоремой является теорема Померанчука

$$\sigma_{\text{полн}}(ab) = \sigma_{\text{полн}}(\bar{a}b); \quad (2.41)$$

$$\sigma_{\text{полн}}(s) \rightarrow \text{const} \quad (2.42)$$

при $s \rightarrow \infty$. Сначала она была получена в предположении о конечности эффективного радиуса сильных взаимодействий [58]. В дальнейшем этот результат был найден на более общей основе [43, 47]. Соотношение (2.41) было обобщено и на дифференциальные сечения [43, 59, 60]

$$\lim_{s \rightarrow \infty} \left[\frac{d\sigma}{dt}(ab \rightarrow ab) / \frac{d\sigma}{dt}(\bar{a}b \rightarrow \bar{a}b) \right] = 1.$$

В обзорах [59, 60] подробно анализируются асимптотические соотношения между полными сечениями при разном их поведении при $s \rightarrow \infty$.

Имеющиеся данные по полным сечениям уже могут служить для оценки выполнимости (2.41).

Из рис. 2.10 видно, что $\Delta\sigma_{\text{полн}}(s)$ быстро уменьшаются с ростом импульса первичных частиц ($\Delta\sigma_{\text{полн}} \approx \sigma_0(p/p_0)^{-0,5}$). Поэтому можно думать, что теорема Померанчука выполняется в асимптотическом пределе. Однако никто не может ответить на вопрос: с каких значений s начинается асимптотика? Существуют только приближенные оценки. Например, $\sqrt{s} \gg M$, где M — массы известных частиц. Кроме того, асимптотические соотношения, полученные на основе общих принципов теории поля, могут служить для оценки удаленности от этой желанной области, где мы надеемся обнаружить относительно простые закономерности взаимодействия и начать построение полной теории сильных взаимодействий. Действительно, уже при $p=200$ ГэВ/с отношения $\Delta\sigma_{\text{полн}}/\sigma_{\text{полн}}$ составляют 4,3% для K -мезонов и 6,3% для нуклонов и антинуклонов (см. табл. 1.2). При $s \rightarrow \infty$ согласно (2.41) значения $\Delta\sigma_{\text{полн}} \rightarrow 0$. Поэтому для полных сечений отклонения от предельного поведения уже невелики*.

Таким образом, дисперсионные соотношения и асимптотические теоремы уже имеют прикладное значение. Они позволяют физикам судить о характере поведения сечений за энергетическим пределом, достигнутым действующими ускорителями, проводить оценку удаленности наших данных по $\sigma_{\text{полн}}(s)$ от асимптотического предела, существенно ограничивают класс возможных моделей.

в) Модель полюсов Редже. В качестве характерного примера влияния асимптотических ограничений рассмотрим модель полюсов Редже, которая с успехом применялась для описания бинарных реакций при $E \leq 70$ ГэВ. Эта модель подробно описана в литературе [10, 42—45, 62—64], и мы остановимся только на основных ее результатах, которые будут полезны при обсуждении процессов множественного рождения частиц.

Физические основы модели вытекают из свойств адронных взаимодействий. При низких энергиях $E \leq 1$ ГэВ в сечении, например, pp -рассеяния, доминируют резонансы в s -канале, и поэтому для его описания необходимо рассматривать особенности амплитуды pp -рассеяния по переменной s . При высоких энергиях ($E \geq 10$ ГэВ) сечения становятся гладкой функцией энергии, т. е. описание с помощью резонансов в s -канале не будет соответствовать действительности. В этом случае вероятнее всего в рассеянии доминируют обменные полюсы по переданному импульсу, т. е. полюсы в t -канале (как, например, в ep -рассеянии доминирует однофотонный обмен).

В обычных представлениях эти полюсы отвечают обмену частицами с определенным значением момента l (например, в широко известной схеме однофотонного обмена $l=1$). В результате при высоких энергиях $f(s, t) \sim E^1$ и при больших l амплитуда слишком быстро растет с энергией (нарушение теоремы Фруассара [57]).

На один из возможных выходов из этой трудности для нерелятивистской теории рассеяния указал Редже [62]. Затем его подход был распространен и на высокие энергии [63, 64]. Редже предложил рассматривать момент как непрерывную комплексную переменную, хотя наблюдаемые (физические) состояния характеризуются целым или полуцелым моментом. Объекты с комплексным моментом $l = \alpha_l(t)$ получили название полюсов Редже.

Обмену полюсом Редже можно поставить в соответствие диаграмму, изображенную на рис. 2.13. Амплитуда рассеяния в этой модели имеет простой вид

$$f(s, t) = \Sigma F_l(t) (s/s_0)^{\alpha_l(t)-1}. \quad (2.43)$$

* Быстрое стремление $\Delta\sigma_{\text{полн}}(s) \rightarrow 0$ определяется, вероятно, другим обстоятельством, чем соотношением (2.41). Гипотезы являются членами одного изомультитета, и поэтому при открытии большого числа неупругих каналов сечение их перезарядки ($\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$) стремится к нулю. Отсюда из изотопической инвариантности сильных взаимодействий следует, что $\sigma_{\text{полн}}(\pi^+ p) \approx \sigma_{\text{полн}}(\pi^- p)$ [61].

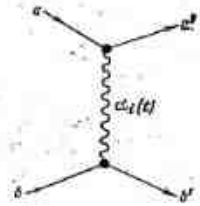


Рис. 2.13. Схема обмена полюсом Редже

где $s_0 \sim 1$ ГэВ². Квантовые числа траекторий Редже $[\alpha_i(t)]$ определяются свойствами сильных взаимодействий, которые эта модель пытается описать. Поэтому все квантовые числа, сохраняющиеся в адронных столкновениях, кроме момента, должны быть одинаковы для всех полюсов, лежащих на данной траектории (изоспин, барионный заряд, странность, четность и т. д.). Действительно, если мы хотим описать, например, дифракционное рассеяние протонов, то обменные бозонные траектории (см. рис. 2.13) должны иметь $B=0$, $S=0$ и $T=0$ или 1. Из определенной четности $\alpha_i(t)$ следует, что значения спинов частиц, лежащих на данной траектории, должны меняться на $\Delta l=2$. Все это — обычные правила для любой модели, которая описывает сильные взаимодействия. Существенно новым в модели Редже было открытие связи между амплитудами рассеяния ($t < 0$) и массами частиц ($t > 0$). Она вытекает из рассмотрения поведения $1-\alpha_i(t)$ в плоскости $(\text{Re } \alpha_i, t)$ при $t > 0$. В этом случае при $\text{Re } \alpha_i = J$, где J — целое (или полуцелое) число, возможно физическое состояние с массой M и моментом J , которое, естественно, интерпретируется как частица или резонанс ($t = M^2$).

Удивительным оказалось то, что известные частицы и резонансы соответствуют линейным траекториям Редже

$$\alpha_i(t) = \alpha_i(0) + \alpha'_i(0)t \quad (2.44)$$

с одинаковым наклоном $\alpha'_i = \frac{d\alpha_i}{dt} \Big|_{t=0} \approx 1 \text{ ГэВ}^{-2}$ [42, 64]. Бозонные траектории (f, A_2, ω, ρ) , ответственные за дифракционное рассеяние адронов, имеют $\alpha_i(0) \approx 0,5$, и поэтому

$$\alpha_i(t) = 0,5 + t^*. \quad (2.45)$$

Определив параметры траекторий Редже из данных о спектрах масс частиц, можно предсказать энергетическую зависимость $f(s, t)$ и $\sigma_{\text{полн}}(s)$ [см. (2.43)]. Рассмотрим вначале поведение полных сечений в рамках этой модели, которое получим из (2.43), используя оптическую теорему (2.4),

$$\sigma_{\text{полн}}(s) = 4 \sqrt{\pi} [\text{Im } F_p(0) (s/s_0)^{\alpha_p(0)-1} + \text{Im } F_1(0) (s/s_0)^{\alpha_1(0)-1} + \dots], \quad (2.46)$$

где $\alpha_p(0) > \alpha_1(0) > \alpha_\pi(0) \dots$.

При $s \rightarrow \infty$ из ограничения Фруассара (2.39) следует, что все $\alpha_i(0) \leq 1$, в противном случае мы имеем степенной рост сечения: $\sigma_{\text{полн}}(s) \sim (s/s_0)^\Delta$, где $\Delta = \alpha_i(0) - 1$.

Кроме того, известные бозонные траектории имеют $\alpha(0) = 0,5$ (2.45) и $\sigma_{\text{полн}}(s) \sim (s/s_0)^{-\epsilon}$, $\epsilon \rightarrow 0$, что противоречит $\sigma_{\text{полн}} \rightarrow \text{const}$ (2.42). Поэтому необходимо

ввести траекторию с $\alpha_p(0) = 1$, чтобы обеспечить постоянство полных сечений в асимптотике. Эта траектория должна быть одна и та же для процессов упругого рассеяния частиц и античастиц с квантовыми числами вакуума, что автоматически обеспечивает выполнение соотношения (2.41). Поэтому эту траекторию часто называют траекторией Померанчука (или просто помероном).

При конечных энергиях разность полных сечений для частиц и античастиц определяется бозонными траекториями с $\alpha(0) \approx 0,5$ и

$$\Delta \sigma_{\text{полн}}(s) \sim (s/s_0)^{\alpha(0)-1} \sim (p/p_s)^{-0,5}, \quad (2.47)$$

что удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными (см. рис. 2.10) **.

* Траектория пинного полюса Редже имеет $\alpha_\pi(0) \approx 0$.

** Строго говоря, в этой области энергий ($E \leq 200$ ГэВ) нельзя ограничиться только полюсной моделью Редже. Необходимо рассматривать и ветвления, учет которых приводит к появлению множителя $f(\ln(s/s_0))$ в (2.47) [47].

Другое важное предсказание, полученное в модели полюсов Редже, относится к поведению дифференциальных сечений упругого рассеяния адронов при высоких энергиях. В этом случае, если ограничиться одной траекторией с наибольшим значением $\alpha_i(0)$,

$$d\sigma/dt = F_p(t) (s/s_0)^{2(\alpha_p(t)-1)}. \quad (2.48)$$

Разлагая $\alpha_p(t)$ в ряд по t , для малых t получаем

$$d\sigma/dt = F_p(t) \exp [2\alpha'_p(0)t \ln(s/s_0)]. \quad (2.49)$$

Сравнивая (2.49) с эмпирической формулой для аппроксимации $d\sigma/dt$ при малых t (2.11), получаем, что наклон дифракционного конуса

$$b(s) = 2\alpha'_p(0) \ln(s/s_0) \quad (2.50)$$

логарифмически растет с энергией. Это явление было обнаружено в рассеянии протонов при $E \geq 10$ ГэВ (см. разд. 2.5) [45—47].

Таким образом, модель полюсов Редже открыла нам новые связи между разными характеристиками адронов и их взаимодействий и предсказала ряд существенных черт поведения сечений при высоких энергиях [например, (2.47) и (2.50)].

Однако описание растущих полных сечений в ускорительном интервале энергий в рамках модели Редже показало, что вклад многократных обменов существен. Например, вклады различных поправок к однополюсному обмену в сечение pp -взаимодействия при энергиях ISR могут достигать 30% [10]. Поэтому для правильного описания поведения сечений необходимо рассматривать не только простые диаграммы (рис. 2.13, однополюсные обмены), но и обмены несколькими траекториями. В результате картина рассеяния в рамках этой модели резко усложняется и становится недоступной для экспериментаторов без специальной подготовки. Тем не менее для описания некоторых основных особенностей инклюзивных процессов достаточно первого приближения — учета однополюсных обменов.

г) Составные модели (модель кварков). Для описания поведения полных сечений и упругого рассеяния адронов при высоких энергиях широко используются модели, в которых адроны рассматриваются как составные частицы. Особенно популярна модель кварков, основы которой будут подробно обсуждаться в гл. 6. Здесь же отметим, что в рамках этой модели нуклоны состоят из трех кварков, а бозоны — из кварка и антикварка. Амплитуда рассеяния адронов в первом приближении является суммой амплитуд рассеяния кварков [65]. В результате получаются соотношения между полными сечениями:

$$[\sigma_{\text{полн}}(\bar{p}p) - \sigma_{\text{полн}}(pp)] - [\sigma_{\text{полн}}(\bar{p}n) - \sigma_{\text{полн}}(pn)] = \\ = \sigma_{\text{полн}}(\pi^-p) - \sigma_{\text{полн}}(\pi^+p); \quad (2.51)$$

$$[\sigma_{\text{полн}}(K^-p) - \sigma_{\text{полн}}(K^+p)] - [\sigma_{\text{полн}}(K^-n) - \sigma_{\text{полн}}(K^+n)] = \\ = \sigma_{\text{полн}}(\pi^-p) - \sigma_{\text{полн}}(\pi^+p); \quad (2.52)$$

$$\sigma_{\text{полн}}(\pi N) \approx 2/3 \sigma_{\text{полн}}(NN), \quad (2.53)$$

которые удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными. Например, при $p \approx 250$ ГэВ/с $\sigma_{\text{полн}}(\pi N)$ равно $0,6 \sigma_{\text{полн}}(NN)$ (см. табл. 2.1).

Модель кварков применяется также и для описания рассеяния адронов при больших значениях $|t|$ и $s(|t|, s \gg m^2)$. Анализ размерности амплитуд двухчастичных процессов $(ab \rightarrow cd)$ приводит к простым выражениям для дифференциальных сечений [66]:

$$d\sigma/dt = F(t) s^{-m}; \quad (2.54)$$

$$m = \sum_{i=1}^4 \langle n_i - 2 \rangle, \quad (2.55)$$

где n_i — число элементарных составляющих (кварков и антикварков) в частице i . Для упругого pp -рассеяния $m=10$, для KN - и πN -рассеяния $m=6$. С этими значениями m формула (2.54) хорошо описывает экспериментальные данные. Например, для pp -рассеяния при $E_p=400$ ГэВ и $\phi^*=15^\circ$ ($s \approx 750$ ГэВ² и $|t|=10$ ГэВ²) получено значение $m=9,7 \pm 0,3$ [47].

2.5. УПРУГОЕ И НЕУПРУГОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ АДРОНОВ

1. Экспериментальные данные. а) Полные сечения упругих и неупругих взаимодействий адронов. Полные сечения упругого рассеяния получают интегрированием дифференциальных сечений: $\sigma_{\text{упр}} = \int \frac{d\sigma}{dt} dt$, и они определяются с точностью до нескольких процентов, если верхний предел интегрирования $|t| \approx 1$ ГэВ². Полные сечения неупругих взаимодействий определяются по разности полных сечений $\sigma_{\text{неупр}}(s) = \sigma_{\text{полн}}(s) - \sigma_{\text{упр}}(s)$. Компиляция данных по $\sigma_{\text{упр}}(s)$, $\sigma_{\text{неупр}}(s)$ и $\sigma_{\text{упр}}(s)/\sigma_{\text{полн}}(s)$ приведена на рис. 2.14—2.16 [13]. Поведение сечений упругого рассеяния аналогично поведе-

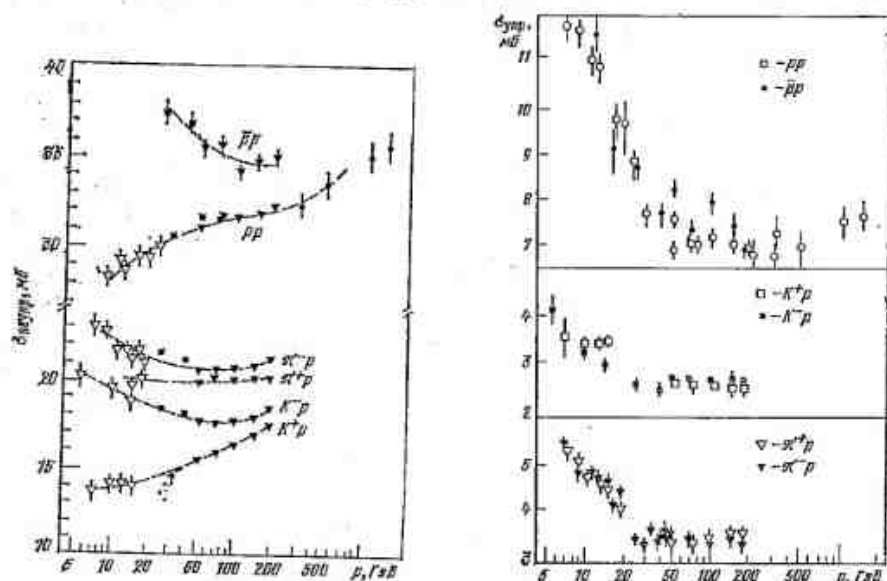


Рис. 2.14. Зависимость полных сечений неупругого взаимодействия адронов с протонами от импульса в л. с. к.

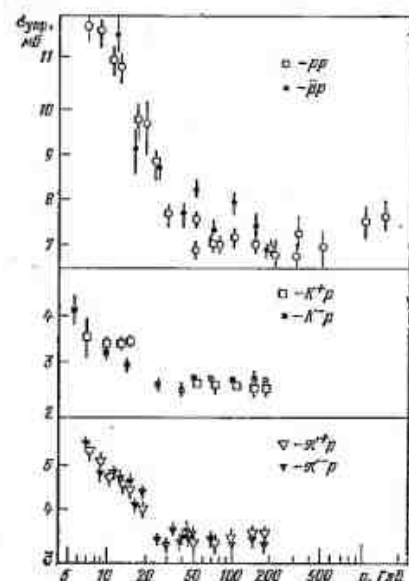


Рис. 2.15. Зависимость полных сечений упругого рассеяния адронов на протонах от импульса в л. с. к.

нию $\sigma_{\text{полн}}(s)$: сначала они падают с увеличением p , затем скорость падения или уменьшается ($\bar{p}p$), или $\sigma_{\text{упр}}(s)$ постоянно ($p=50-100$ ГэВ), и при $p \geq 100$ ГэВ они растут. Сечения неупругих процессов $\sigma_{\text{неупр}}(s)$ для pp - и K^+p -взаимодействий монотонно растут с увеличением энергии (см. рис. 2.14), что хорошо объясняется в кварковой модели. Лишь в этих двух каналах не сущест-

вует пар кварков, способных аннигилировать при столкновении адронов $K^+ = u\bar{s}$, $p = uud$. Особенностью зависимости $\sigma_{\text{упр}}(s)/\sigma_{\text{полн}}(s)$ от энергии является выход этого отношения на константу при $p \geq 100$ ГэВ. Для pp -соударений значение $\sigma_{\text{упр}}(s)/\sigma_{\text{полн}}(s)$ не меняется в интервале 100—2000 ГэВ. В оптической дифракционной картине [13] величина $A = 2\sigma_{\text{упр}}/\sigma_{\text{полн}}$ является мерой средней поглощающей способности адронов. Выше 100 ГэВ значение $A \approx$

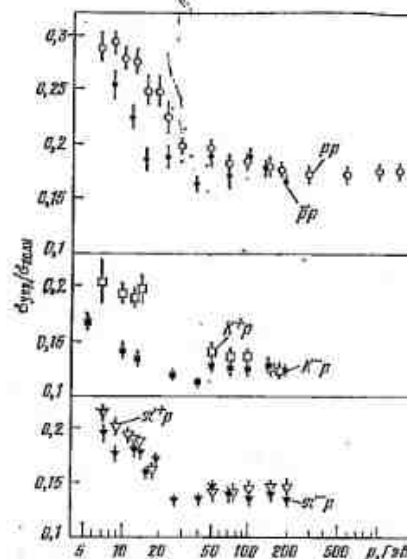


Рис. 2.16. Зависимость отношения $\sigma_{\text{упр}}(s)/\sigma_{\text{полн}}(s)$ от импульса в л. с. к.

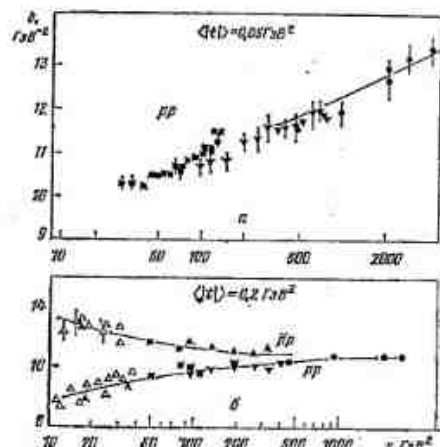


Рис. 2.17. Компиляция данных по параметру наклона b для pp - и $\bar{p}p$ -рассеяний при двух значениях $|t|$.

$\approx 0,26$ для $\pi^\pm p$ - и $K^\pm p$ -взаимодействий и $A \approx 36$ для pp - и $\bar{p}p$ -столкновений. Постоянство $A(s)$ при $p \geq 100$ ГэВ является важным свойством сильных взаимодействий и служит основой для построения оптических моделей.

б) Наклоны дифракционных конусов. В области малых передач $|t|=10^{-2}-10^{-1}$ ГэВ² дифференциальные сечения упругого рассеяния адронов аппроксимируются экспонентой $\exp(bt)$ [см. (2.11)]. Параметр $b(s)$ — важнейшая характеристика процесса, он входит в теорию взаимодействия адронов. Например, обнаружение роста $b(s)$ в pp -взаимодействиях для интервала энергий 10—30 ГэВ (1963 г.) было первым значительным успехом модели полюсов Редже [47].

В настоящее время данные о $b(s)$ в pp -взаимодействиях имеются в широком интервале энергий 10—2000 ГэВ (рис. 2.17). Наиболее точные значения параметра наклона получены с помощью струйной мишени (см. разд. 2.2) в интервале импульсов от 10 до 400 ГэВ ($\Delta b/b \leq 1\%$) [47]. Аппроксимация этих данных для

области импульсов 50—370 ГэВ выражением

$$b(s) = b_0 + 2\alpha' \ln(s/s_0) \quad (2.56)$$

дает значения $b_0 = (8,23 \pm 0,27)$ и $\alpha' = (0,278 \pm 0,024) \text{ ГэВ}^{-2}$ при $s_0 = 1 \text{ ГэВ}^2$. Кроме того, если интервал импульсов 10—70 ГэВ, то $\alpha' = (0,41 \pm 0,06) \text{ ГэВ}^{-2}$ [47]. Таким образом, рост $b(s)$ с увеличением энергии первичных частиц замедляется.

При больших энергиях ($E \geq 100 \text{ ГэВ}$, ISR) параметр наклона и полные сечения растут одинаково:

$$b(s)/\sigma_{\text{полн}}(s) = (0,31 \pm 0,01) \text{ ГэВ}^{-2}/\text{мб}, \quad (2.56')$$

что означает увеличение размеров области взаимодействия при постоянстве ее прозрачности (см. разд. 2.5).

На рис. 2.18 приведены значения $b(s)$ для π^+p - и K^+p -взаимодействий, которые получены при относительно больших переданных импульсах ($\langle |t| \rangle = 0,2 \text{ ГэВ}^2$) [13]. Они медленно растут с увеличением энергии. При $E = 100 \div 400 \text{ ГэВ}$ значения $b \approx 8 \text{ ГэВ}^{-2}$, в то время как $b(pp) \approx 11 \text{ ГэВ}^{-2}$. Однако это различие может быть связано с разной областью Δt , в которой определялись значения $b(s)$ (см. ниже). Действительно, последние измерения πp -рассеяния в области интерференции кулоновского и ядерного взаимодействия $|t| = 0,002 \div 0,04 \text{ ГэВ}^2$ показали, что $\phi(\pi p) = (11,3 \pm 0,3) \text{ ГэВ}^{-2}$ при $E = 100 \div 140 \text{ ГэВ}$ [54]. Поэтому при высоких энергиях $E \geq 100 \text{ ГэВ}$ можно ожидать, что как само значение параметра наклона дифракционного конуса, так и его рост с энергией имеют универсальный характер, не зависящий от типа первичных адронов (как и рост их полных сечений).

в) Рассеяние при больших переданных импульсах. Поведение сечений упругого pp -рассеяния в области $|t| \leq 0,8 \text{ ГэВ}^2$ описывается простым выражением [13]

$$d\sigma/dt = (d\sigma/dt)_{t=0} \exp(bt + ct^2), \quad (2.57)$$

где $c \approx 2 \text{ ГэВ}^{-4}$. При $|t| \leq 0,1 \text{ ГэВ}^2$ вклад второго члена в экспоненте пренебрежимо мал и b определяет наклон конуса дифракционного рассеяния. Но уже при $|t| \geq 0,1 \text{ ГэВ}^2$ вклад этого члена необходимо учитывать. Поэтому данные о $b(s)$, полученные при $|t| = 0,2 \div 0,4 \text{ ГэВ}^2$ по формуле (2.11), приводят к заниженным значениям параметра наклона [13, 47, 54]*. Прямые измерения $d\sigma/dt$ в интервале $|t| = 0,05 \div 0,3 \text{ ГэВ}^2$ при $E_p = 1000 \text{ ГэВ}$ (ISR) позволили обнаружить изменение наклона вблизи $|t| = 0,12 \text{ ГэВ}^2$: $b(|t| \leq 0,12) = 12,9 \text{ ГэВ}^{-2}$ и $b(|t| \geq 0,12) = 10,8 \text{ ГэВ}^{-2}$ [47].

При больших переданных импульсах ($|t| \geq 1 \text{ ГэВ}^2$) картина упругого рассеяния напоминает дифракционную (рис. 2.19). Сечение pp -рассеяния имеет минимум $|t_{\text{мин}}| \approx 1,4 \text{ ГэВ}^2$. Он сдвигается

к меньшим значениям $|t|$ по мере роста энергии. Такое поведение согласуется с сужением переднего конуса: при возрастании $\sqrt{s}$ от 23 до 63 ГэВ (ISR) наклон $b(s)$ увеличивается на $(12 \pm 3)\%$, а значение $|t_{\text{мин}}|$ уменьшается на $(14 \pm 3)\%$ [13] (табл. 2.2).

Таблица 2.2. Положение дифракционного минимума в pp -рассеянии

$\sqrt{s}$, ГэВ	$\sigma_{\text{полн}}$, мб	$ t_{\text{мин}} $, ГэВ ²	$ t_{\text{мин}} /\sigma_{\text{полн}}$, ГэВ ⁻² /мб	$d\sigma/dt_{\text{мин}}$, мб·ГэВ ⁻²
23,5	$38,9 \pm 0,2$	$1,44 \pm 0,01$	$56,1 \pm 0,6$	$0,59 \pm 0,2$
30,6	$40,2 \pm 0,2$	$1,39 \pm 0,02$	$56,1 \pm 0,7$	$0,28 \pm 0,26$
44,7	$41,7 \pm 0,2$	$1,37 \pm 0,02$	$57,1 \pm 0,7$	$1,7 \pm 0,2$
52,8	$42,5 \pm 0,3$	$1,34 \pm 0,02$	$57,1 \pm 0,8$	$2,0 \pm 0,2$
62,7	$43,1 \pm 0,3$	$1,29 \pm 0,03$	$55,6 \pm 1,0$	$4,9 \pm 0,6$

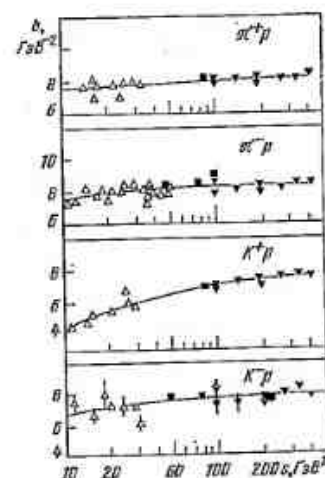


Рис. 2.18. Зависимость параметров наклонов от энергии для πp - и $K p$ -рассеяний при $\langle |t| \rangle = 0,2 \text{ ГэВ}^2$

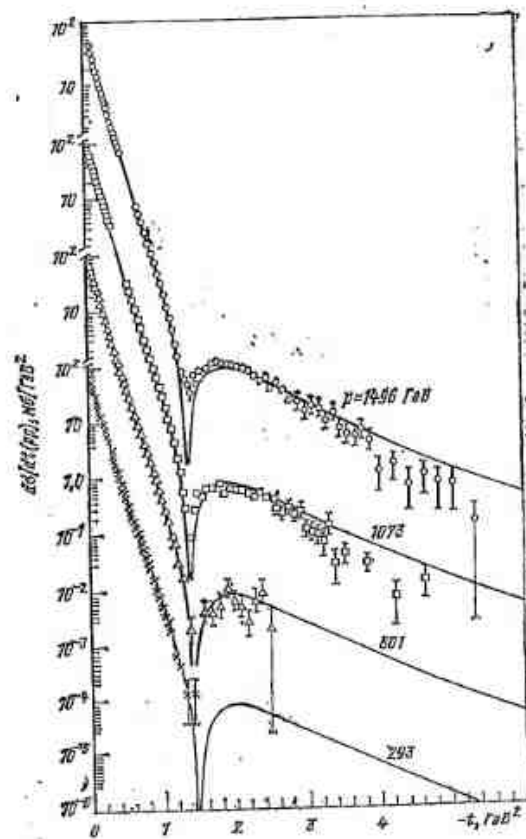


Рис. 2.19. Дифференциальные сечения упругого pp -рассеяния при энергиях ISR. Кривые вычислены по модели геометрического скейлинга [47].

* Интересно отметить, что изменение $b(s, t)$ в зависимости от t было причиной непонятного поведения $b(s)$ для разных реаций: рост с энергией в pp -рассеянии и постоянство в πp - и $K p$ -взаимодействиях [47].

Постоянство произведения $|t_{\text{мин}}| \sigma_{\text{полн}}$ так же как и отношения $b(s)/\sigma_{\text{полн}}(s)$ (2.56'), свидетельствует о росте радиуса взаимодействия адронов с увеличением энергии и имеет простую интерпретацию в оптических моделях (см. разд. 2.5).

При высоких энергиях $E=1500$ ГэВ в области за минимумом $|t|=2-7$ ГэВ² наклон сечений составляет $b_1=(1,81 \pm 0,2)$ ГэВ⁻² и вблизи $|t| \approx 6,5$ ГэВ² наблюдается перелом, за которым проявляется третий наклон: $b_2 \approx (0,88 \pm 0,13)$ ГэВ⁻² (рис. 2.20) [13]. Аналогичное поведение дифференциальных сечений в зависимости от пе-

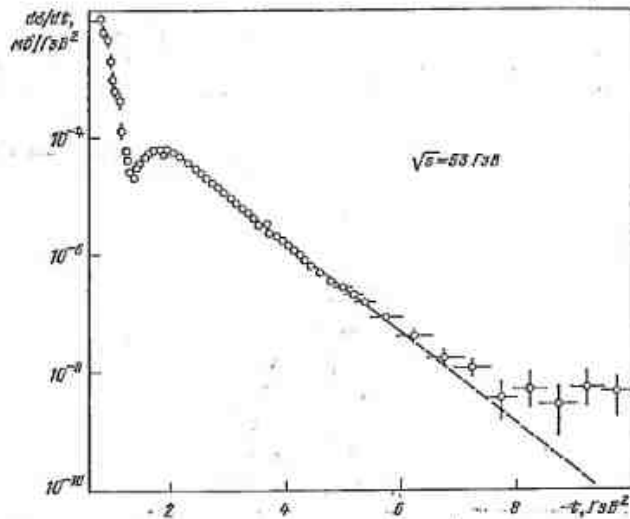


Рис. 2.20. Рассеяние протонов на протонах при больших переданных импульсах. Штриховая кривая проведена произвольно

реданного импульса характерно и для πp - и Kp -взаимодействий, но область измеренных значений t в этом случае значительно меньше, чем в pp -соударениях [13, 47].

2. Оптические модели. В разд. 2.4 рассмотрены характерные черты поведения полных сечений и реальной части амплитуды рассеяния адронов на основе общих принципов квантовой теории поля и в рамках модели полюсов Редже.

Здесь же мы обсудим результаты интерпретации данных по полным сечениям и по упругому рассеянию адронов на основе оптических моделей [13, 47, 67]. Они отличаются простотой и наглядностью, но вместе с тем не лишены и наивности. Упругое рассеяние адронов в этих моделях рассматривается как рассеяние падающей плоской волны с $k = \hbar/p$ на объекте с комплексным показателем преломления $n = n_1 + in_2$. При высоких энергиях ($E = 10-2000$ ГэВ) длины волн частиц в с. ц. и. $\lambda = 10^{-14} - 10^{-15}$ см много меньше размеров нуклонов $R \approx 10^{-13}$ см и поэтому приме-

нимо квазиклассическое приближение [42]. В этом случае движение частиц внутри нуклона (или внутри области взаимодействия) можно рассматривать как происходящее по траектории (по лучу) в среде с заданным $n(r)$, где r — расстояние между центрами адронов [67]. Если изменения $n(r)$ на протяжении длины волны частицы малы, то нуклон можно рассматривать как оптически неоднородную среду с достаточно плавными изменениями ее оптических констант и применять к рассеянию частиц законы геометрической оптики [42]. В этом случае действительная и мнимая части $n(r)$ будут определять соответственно изменение фазы и амплитуды парциальной волны $f_l(s)$. При больших значениях $l \sim b_{\pi} p$ и

$$f(b_{\pi}, s) = (\eta(b_{\pi}, s) \exp [2i\delta(b_{\pi}, s)] - 1)/2i,$$

где b_{π} — параметр удара [см. (2.29)]. Как уже отмечалось, упругое рассеяние адронов на малые углы можно считать дифракционным [$\delta(b_{\pi}, s) = 0$], поэтому $f(b_{\pi}, s)$ и $f(s, t)$ являются чисто мнимыми. Значения их в зависимости от s и b_{π} можно найти из экспериментальных данных ($f_l(s, t) = \sqrt{d\sigma/dt}$). Кроме того, $\eta(b_{\pi}, s)$ определяются длиной пути частиц внутри нуклона: $\eta(b_{\pi}, s) \sim \int n ds$. Отсюда и извлекается информация о радиусе взаимодействия и оптических свойствах адронов. Результаты такого анализа данных и пределы применимости оптического подхода обсуждаются в обзоре [67].

Однако для наших целей достаточно рассмотреть обратную задачу: описание данных с помощью уже заданных характеристик взаимодействия. В этом направлении успешно применяется метод квазипотенциала, который подробно рассмотрен в работах [68, 69]. Мы же остановимся на очень грубой модели однородного серого диска с радиусом R и поглощением $\eta_i = \eta_0$. В этом случае из (2.30) — (2.33) получим, что

$$\sigma_{\text{упр}}(s) = \frac{\pi(1 - \eta_0)^2}{p^2} \sum_{l=0}^{Rp} (2l+1) \approx \pi R^2(s) (1 - \eta_0)^2; \quad (2.58)$$

$$\sigma_{\text{неупр}}(s) = \frac{\pi(1 - \eta_0^2)}{p^2} \sum_{l=0}^{Rp} (2l+1) \approx \pi R^2(s) (1 - \eta_0^2); \quad (2.59)$$

$$\sigma_{\text{полн}}(s) = (2\pi/p^2) (1 - \eta_0) \sum_{l=0}^{Rp} (2l+1) \approx 2\pi R^2(s) (1 - \eta_0), \quad (2.60)$$

где

$$l_{\text{макс}} \approx Rp \text{ и } \sum (2l+1) \approx R^2 p^2.$$

Из (2.58) — (2.60) видно, что рост полных сечений прямо связан с ростом радиуса взаимодействия ($\sigma \sim R^2$).

Другим замечательным фактом, обнаруженным при высоких энергиях, является постоянство отношения $A(s) = 2\sigma_{\text{упр}}(s)/\sigma_{\text{полн}}(s)$ (см. разд. 2.5). В модели диска оно связано с независимостью поглощающей способности адронов от энергии [см. (2.36)]:

$$A(s) = \frac{2\sigma_{\text{упр}}(s)}{\sigma_{\text{полн}}(s)} = A_t(s) = 1 - \eta_0. \quad (2.61)$$

Из (2.60) и (2.61) следует, что с увеличением энергии радиус взаимодействия растет, а прозрачность адронов не меняется. Эта картина рассеяния заметно отличается от теоретических предсказаний, делавшихся в 60-е годы. Тогда модель Редже предсказывала постоянство полных сечений и возрастание $R(s)$, а следовательно, увеличение прозрачности адронов [13].

Амплитуда рассеяния в рассматриваемой модели определяется формулой (2.27) с заменой $\eta_t \rightarrow \eta_0$, $\delta_t \rightarrow 0$ и $t_{\text{мин}} \rightarrow R\rho$:

$$f(s, t) = \frac{V_{\pi^-}}{\rho^2} \frac{(\eta_0 - 1)}{2i} \sum_{l=0}^{R\rho} (2l+1) P_l(\cos \vartheta). \quad (2.62)$$

Из (2.62), положив $t=0$ [$P_l(\cos \vartheta) = 1$], получим

$$\begin{aligned} (d\sigma/dt)_{t=0} &= |f(s, t=0)|^2 = \\ &= \sigma_{\text{полн}}^2(s) / 16\pi = (\pi R^4(s) / 4) (1 - \eta_0)^2. \end{aligned} \quad (2.63)$$

Дифференциальное сечение при $t \neq 0$ в общем случае можно записать в виде

$$\begin{aligned} d\sigma/dt &= (d\sigma/dt)_{t=0} F(R^2 t) = \\ &= R^4(s) F_1(R^2 t), \end{aligned} \quad (2.64)$$

где функция $F_1(R^2 t)$ может быть найдена численными методами из (2.62). При малых переданных импульсах $|t| \leq 0,1 \text{ ГэВ}^2$ справедливо выражение [13]

$$d\sigma/dt = (d\sigma/dt)_{t=0} \exp \{R^2 t / 4\}. \quad (2.65)$$

Сравнивая (2.62) с обычной параметризацией дифракционного сечения (2.11), получаем

$$b \approx 6,5 R^2, \quad (2.66)$$

где R измерено в фм, b — в ГэВ^{-2} ($1 \text{ фм} = 10^{-13} \text{ см}$). Для того чтобы дать представление о порядке величин, заметим, что значение $b \approx 13 \text{ ГэВ}^{-2}$ ($E_p = 2000 \text{ ГэВ}$) соответствует $R \approx 1,4 \text{ фм}$.

Из приведенных соотношений (2.58) — (2.60) и (2.63) следует, что рост полных сечений, параметра наклона и квадрата радиуса взаимодействия должен быть одинаков при высоких энергиях, что не противоречит экспериментальным данным при $E_p = 200 \div 2000 \text{ ГэВ}$ [см. (2.56')].

Несомненно, что рассмотренная модель является очень грубой и наивной. Однако она правильно отражает основные особенности дифракционного рассеяния адронов при высоких энергиях.

Более детальный анализ данных, проведенный с реалистическими характеристиками оптической модели, — учет зависимости η_t от параметра удара b_t , размытая область взаимодействия и т. п., дает аналогичные результаты [13, 47]. Уточнения касаются в основном попытки описать данные до $|t| \leq 5 \text{ ГэВ}^2$ и поведения $A(s, b_t)$. В общем случае прозрачность адронов является функцией энергии s и параметра удара b_t ; при высоких энергиях она зависит только от отношения $b_t/R(s)$

$$A(s, b_t) \approx A(b_t/R(s)), \quad (2.67)$$

т. е. определяется относительным расположением частиц. Отсюда и название этого свойства — геометрический скейлинг. Зависимости сечений от $R(s)$ в модели геометрического скейлинга совпадают с (2.58) — (2.60) и (2.64) [13, 47]. В частности, из (2.64) следует, что положение минимума убывает с энергией — $|t_{\text{мин}}| \sim \sim [\sigma_{\text{полн}}(s)]^{-1}$, а сечение во втором максимуме растет с энергией: $\sigma(t) \sim [\sigma_{\text{полн}}(s)]^2$, что согласуется с данными по pp -рассеянию в области $\rho = 290 \div 1500 \text{ ГэВ}$ [47] (см. рис. 2.19 и табл. 2.1).

В результате анализа данных pp -взаимодействий при энергиях ISR по оптическим моделям можно сделать следующий основной вывод: рост полных сечений на $(11 \pm 2)\%$ ($\sigma_{\text{полн}} \sim R^2$), увеличение параметра наклона на $(12 \pm 3)\%$ ($b \sim R^2$), уменьшение значения $|t_{\text{мин}}|$ на $(14 \pm 3)\%$ ($|t_{\text{мин}}| \sim R^{-2}$) и рост сечения во втором максимуме ($\sigma(t) \sim R^4$) согласуются с оптической картиной рассеяния, в которой профиль прозрачности $A(s, b)$ адронов с ростом энергии меняется таким образом, что поглощение в центре остается постоянным ($A_{pp}(0) \approx 0,75$), а радиус взаимодействия растет примерно на 6% [13, 47].

*
* * *

Результаты экспериментальных исследований простейших инклюзивных процессов ($ab \rightarrow X$) и упругого рассеяния адронов при высоких энергиях существенно изменили представления о природе сильных взаимодействий за последние 10 лет.

Действительно, в 60-е годы полные сечения были измерены до $E = 30 \text{ ГэВ}$; и все они практически не менялись в интервале $10 \div 30 \text{ ГэВ}$, кроме $\sigma_{\text{полн}}(\bar{p}p)$. Поэтому считалось, что уже при этих энергиях наступает асимптотический режим: $\sigma_{\text{полн}}(s) \approx \text{const}$. В связи с этим при выводе асимптотических теорем и при построении различных моделей, как правило, использовалось предположение о $\sigma_{\text{полн}}(s) \approx \text{const}$ уже при $E \geq 20 \div 30 \text{ ГэВ}$. Это приводило к тому, что в теории учитывались только те особенности взаимодействий, которые не зависели от энергии. Ярким примером в этом отношении является модель полюсов Редже, в которой тогда основную роль играл обмен одним помероном (см. разд. 2.4).

Обнаружение в 1971 г. роста сечений K^+p -взаимодействий на ускорителе в Серпухове ($E = 30 \div 70 \text{ ГэВ}$) показало, что эти пред-

ставления ошибочны [43, 44]. Позднее аналогичное поведение сечений было обнаружено для πp -, $K^- p$ - и pp -взаимодействий при более высоких энергиях ($E=100\div 2000$ ГэВ). Все это заставило отказаться от привлекательной, но неверной идеи. В связи с этим были пересмотрены практически все модели и получены новые предсказания как для изучаемого интервала энергий, так и для $s \rightarrow \infty$ (см. разд. 2.4 и 2.5). Однако учет сравнительно большого числа возможных механизмов взаимодействия адронов при $E \leq 2000$ ГэВ в рамках моделей 60-х годов существенно усложнил теоретическую интерпретацию полученных результатов (см. разд. 2.4). Поэтому сейчас интенсивно разрабатываются новые модели, основанные на кварк-партоном представлении о структуре адронов, которые правильно отражают основные особенности поведения сечений в области больших энергий.

В настоящее время универсальный характер роста сечений в изучаемом интервале энергий не вызывает сомнений. Более того, имеются серьезные основания ожидать, что сечения растут до $E=40$ ТэВ (см. разд. 2.4). При этом радиус взаимодействия адронов также растет, а их прозрачность практически не меняется (см. разд. 2.5). Дифференциальные сечения упругого рассеяния частиц при больших переданных импульсах $|t| \geq 1$ ГэВ² имеют сложный характер, вероятно, связанный с внутренней кварковой структурой адронов. Если это так, то здесь мы впервые сталкиваемся с новым явлением — проявлением кварковой структуры адронов в упругих процессах. Первые попытки описания этих сечений в рамках составной модели, возможно, дает метод учета этой структуры [13, 47]. Кроме того, это направление позволяет использовать информацию о составе адронов, полученную из электромагнитных и слабых взаимодействий частиц. Тем самым открывается заманчивая перспектива единого описания всех типов взаимодействий частиц, которая, как мы увидим в дальнейшем, будет проявляться при изучении различных характеристик множественного рождения частиц.

ГЛАВА 3

МНОЖЕСТВЕННОСТЬ ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ

Существенным отличием инклюзивного метода исследования от эксклюзивного является рассмотрение всей совокупности каналов реакции, в которой рождается хотя бы одна интересующая нас частица. В связи с этим появляется новая характеристика взаимодействий частиц — вероятность образования n -частиц — $P(n, s)$, которая определяет полные инклюзивные сечения и корреляционные параметры (см. разд. 1.1 и 1.2) [8]. Наряду с полными сечениями $\sigma_{\text{пол}}$, $\sigma_{\text{инкл}}$ распределения по множественности вторичных частиц $P(n, s)$ являются исходными пунктами построения теоретических моделей.

Экспериментальные данные получены при отдельных энергиях и в основном для вторичных заряженных частиц ($n_{\text{зар}} = \pi^\pm, K^\pm, \Sigma^\pm, p, \bar{p}$ и т. д.). Очень мало данных по множественности нейтральных и странных частиц, что связано с трудностями их регистрации и идентификации при высоких энергиях [70].

Эти и другие особенности методики измерения $P(n, s)$ на ускорителях различного типа обсуждаются в разд. 3.1.

Имеющиеся данные по топологическим сечениям $\sigma(n_{\text{зар}})$ и $P(n_{\text{зар}}, s)$ позволяют найти первые характерные особенности инклюзивных процессов при высоких энергиях (см. разд. 3.2 и 3.3). Обнаружено, что распределения по множественности вторичных частиц описываются одной функцией, не зависящей явно от энергии, что привело к появлению теоретических моделей, пытающихся объяснить это явление (см. разд. 3.4). Найдены корреляции по множественности между частицами различного типа, которые слабо зависят от природы первичных и вторичных частиц (см. разд. 3.5). В конце этого раздела дана качественная картина объяснения наблюдаемых закономерностей в рамках двухкомпонентной модели (см. разд. 3.6). При обсуждении экспериментальных данных рассматривается также и степень их достоверности, так как они широко используются в теоретических моделях.

3.1. МЕТОДИКА

Методика изучения $P(n, s)$ и точность имеющихся данных зависят от типа ускорителей, на которых проводились эксперименты. Поэтому мы рассмотрим отдельно эксперименты, выполненные на ускорителях обычного типа и со встречными пучками.

На ускорителях обычного типа постановка эксперимента по измерению $P(n, s)$ относительно проста [71—76]. Внутренний пучок протонов (или ядер) ускоряется до нужной энергии и сталкивается с мишенью внутри ускорителя*. Образующиеся вторичные адроны выводятся из вакуумной камеры ускорителя через тонкие окошки. Затем они формируются на большом пути (до 1 км при $E=100\div 400$ ГэВ) системой магнитных линз в пучки с определенными импульсами ($\Delta p/p = \pm 0,1\div 0,2\%$) и малым разбросом по углу ($\Delta\theta = \pm 0,25$ мрад). Интенсивность вторичных адронных пучков достигает 10^{10} частиц (π^-) на 10^{18} протонов внутреннего пучка ускорителя (США, Батейвия). Состав частиц в пучке и их направление полета определяются с помощью черенковских счетчиков и системы дрейфовых или пропорциональных камер, расположенных перед мишенью. Пучки отрицательных частиц состоят в основном из π^- -мезонов (около 96%) и небольшой примеси μ^- (около 2%), K^- (около 1,5%) и $\bar{p}$ (около 0,2%). Для создания чистых пучков $\pi^\pm$ -, $K^\pm$ -мезонов и антипротонов в области энергий $E \leq 100$ ГэВ используется различие их скоростей при фиксированном импульсе, $\Delta\beta \approx (m_1^2 - m_2^2)/2p^2$. Радиочастотные сепараторы разделяют частицы с разными скоростями в пространстве и тем самым дают возможность формировать чистые пучки каонов и антипротонов [76]. При более высоких энергиях $E \geq 100$ ГэВ значение $\Delta\beta \leq 10^{-6}$ и сепарация частиц практически невозможна. В этом случае используют так называемые гибридные системы, состоящие из пузырьковых (или стримерных) камер, систем пропорциональных (дрейфовых) камер и черенковских счетчиков, расположенных до и после мишени [71]. С помощью черенковских счетчиков определяется тип первичной частицы, а система пропорциональных камер

* Для создания внешнего пучка протонов обычно выводится часть внутреннего пучка, например с помощью специальных импульсных магнитов.

позволяет найти ее траекторию и взаимодействие в пузырьковой камере. Система черенковских счетчиков и пропорциональных камер после мишени служит для более точного измерения импульсов вторичных частиц и определения их типа. Гибридная система, в которой детектором — мишенью являлась 76-сантиметровая водородная пузырьковая камера, широко использовалась в ФНАЛ (Батейвиль) для получения данных о πp -, $K p$ - и $p p$ -взаимодействиях при $E=100\div 400$ ГэВ [71].

При высоких энергиях $E \geq 100$ ГэВ открываются новые пути создания чистых пучков, связанные с относительно большими сечениями рождения нейтральных антибарионов $\sigma(\bar{\Lambda}^0, \bar{\Sigma}^0) \approx 0,5$ мб, которые имеют уже большие пробеги до распадов ($\langle l \rangle \approx \gamma \sigma_0 \approx 10$ м). В этом случае схема формирования чистых вторичных пучков относительно проста. Пучок вторичных частиц очищается с помощью магнитных линз и коллиматоров от заряженных частиц на расстояниях $l \geq 10$ м, затем на большом расстоянии $l \approx 1$ км собираются продукты распадов антибарионов $\bar{\Lambda}^0, \bar{\Sigma}^0 \rightarrow \bar{p} \pi^+$. Основное преимущество этого метода заключается в том, что при распадах $\bar{\Lambda}^0, \bar{\Sigma}^0$ -частиц отношение $R = \bar{p}/\pi = 1$, в то время как в обычном пучке $R \approx 10^{-2} \div 10^{-3}$. Таким способом в ФНАЛ были получены интенсивные пучки антипротонов (10^7 частиц на 1 импульс ускорителя) при $E \approx 100$ ГэВ.

Итак, на ускорителях обычного типа имеются хорошо сфокусированные пучки адронов, которые выведены в экспериментальные павильоны, где расположены мишени и детекторы. Для определения множественности вторичных частиц при $E \leq 400$ ГэВ лучшими приборами оказались пузырьковые камеры, расположенные в магнитном поле с $H=15\div 30$ кГс. В этом случае мишень одновременно является и детектором вторичных частиц. Камеры регистрируют все вторичные заряженные частицы в полном телесном угле (так называемая 4π -геометрия установки). Высокое пространственное разрешение пузырьковых камер (около 50 мк) позволяет определять значение n_{ch} простым подсчетом числа треков частиц при визуальном просмотре стереоснимков, на которых зарегистрированы взаимодействия первичных адронов с ядрами водорода. Однако идентификация типа вторичных частиц возможна лишь в ограниченной области их импульсов по ионизации.

Например, идентификация протонов и K -мезонов возможна лишь при $p \leq 1,4$ ГэВ для протонов и $p \leq 0,5$ ГэВ для K -мезонов в л. с. к. Поэтому данные по положительно заряженным частицам с $p \geq 1$ ГэВ относятся к π^+ -мезонам с примесью протонов и K^+ -мезонов (около 10—20%). Отрицательно заряженные частицы в основном состоят из π^- -мезонов (примесь K^- и $\bar{p}$ не превышает 5%).

Использование пузырьковых камер с тяжелым наполнением (водород+неон, пропан, фреон) позволяет регистрировать γ -кванты по конверсионным электрон-позитронным парам с эффективностью от 20 до 80% в зависимости от типа наполнителя и размеров камеры. Так как при $E \leq 400$ ГэВ основным источником

γ -квантов являются π^0 -мезоны, то отсюда извлекаются данные о $\langle n(\pi^0) \rangle$ и $P(n(\pi^0), s)$. Эффективность регистрации нейтральных странных частиц $V^0 = \Lambda^0, \bar{\Lambda}^0, K_s^0$ по их распадам на заряженные определяется размерами камеры и $p(V^0)$. При энергии первичных частиц $E=40\div 60$ ГэВ и длине области наблюдения распадов V^0 -частиц в камере $l \approx 0,5$ м регистрируется около 80% $\Lambda(K_s^0)$ -частиц. Для более высоких энергий $E=200\div 400$ ГэВ эффективность регистрации уменьшается до 40—50% при $p \leq 0,3 p_0$. При больших значениях импульсов V^0 -частиц их распады трудно отличить от конверсии $\gamma \rightarrow e^+e^-$, так как углы между продуктами распада малы: $\phi \leq 1$ мрад [71—76].

Типичная статистика событий для пузырьковых камер составляет 10—50 тыс. звезд с регистрацией всех n_{ch} , 50—20 тыс. γ -квантов и 2—4 тыс. V^0 -частиц, из которых около 60% составляют K_s^0 -мезоны. С помощью пузырьковых камер с различным наполнением (водород, водород+неон, пропан) на ускорителях обычно-го типа были получены данные с $P(n_{ch}, s)$, $\langle n(\pi^0) \rangle$ и $\langle n(V^0) \rangle$.

Однако сейчас уже ясно, что при больших энергиях $E \geq 1$ ТэВ необходима новая методика. Это связано с двумя причинами: увеличением $\langle n_{ch} \rangle$ и уменьшением угла вылета вторичных частиц: $\phi \sim \langle p_{\perp} \rangle / p_0 / \langle n \rangle$. Действительно, при относительно небольшом числе вторичных частиц ($n_{ch} < 10$) их треки пространственно разделены в камере и нетрудно подсчитать их число. С увеличением n_{ch} и уменьшением ϕ это становится сложной задачей (рис. 3.1). Ярким примером в этом отношении является изучение $P(n_{ch}, s)$ при $E=100\div 400$ ГэВ с помощью 76-сантиметровой водородной пузырьковой камеры на ускорителе ФНАЛ [71—75]. Уже при этих энергиях много частиц вылетает вперед с $\phi \leq 10$ мрад. При $n_{ch} \geq 15$ ситуация осложняется еще тем обстоятельством, что вероятность вторичных взаимодействий вблизи звезды ($l \leq 5$ см) уже относительно велика (около или больше 10%). Поэтому необходимо внимательно изучать эту область, чтобы определить истинное число частиц в первичном столкновении. В результате уже при этих энергиях события с $n_{ch} \geq 15$ обрабатывались индивидуально, а не с помощью автоматов, как это было при $n_{ch} < 10$. Они анализировались физиками при увеличении натуральных размеров картины взаимодействия в 9 раз, когда была уже видна структура пузырьков и их распределение вдоль трека каждой частицы. И только после двукратного независимого просмотра было определено число вторичных заряженных частиц в таких событиях.

Поэтому на ускорителях нового поколения ($E \geq 1$ ТэВ) для исследования событий с $n_{ch} \geq 10$ необходимо использовать мишени с меньшей плотностью, чем жидкий водород: $\rho_H = 0,062$ г/см³, и установки, которые имеют угловое разрешение $\Delta\phi \leq (0,1 \div 1,0)$ мрад и 4π -геометрию. В принципе этим условиям удовлетворяет многометровая (3—5 м) стримерная камера в магнитном поле с газообразной мишенью. В этом случае уменьшение плотно-

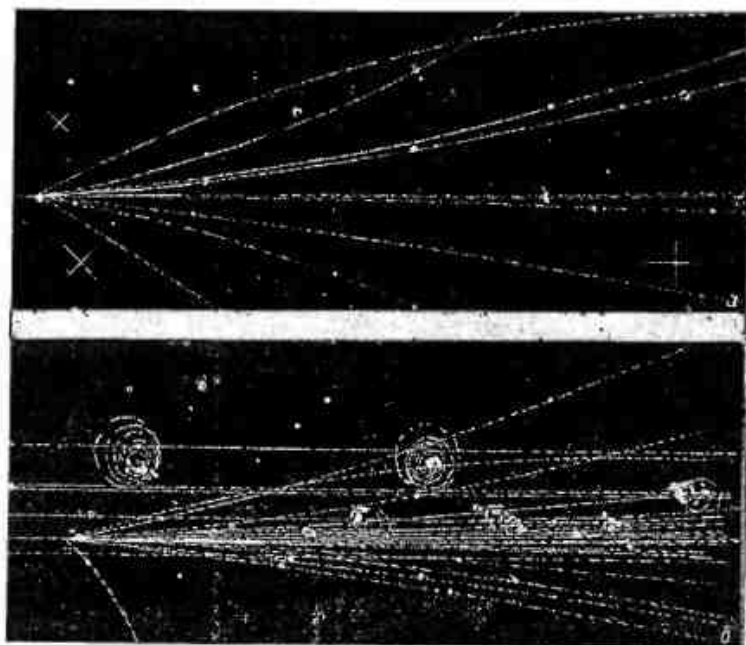


Рис. 3.1. Взаимодействие протона с $E=200$ ГэВ с ядром водорода в 76-сантиметровой водородной пузырьковой камере ($n_{\pm}=10$) (а) и с $E=300$ ГэВ ($n_{\pm}=24$) (б)

сти мишени компенсируется возможностью пропускать через нее до 10^6 частиц на импульс ускорителя (разрешающее время стримерной камеры — 2 мкс*). Управляемость стримерной камеры позволяет с помощью специальных триггеров исследовать события с большими множественностями ($n_{ch}=20\div 40$), свойства которых критичны для теоретических моделей. Несомненно также, что и гибридные системы с пузырьковыми камерами будут использоваться на новых ускорителях для изучения событий с малой множественностью $n_{ch} \ll \langle n_{ch} \rangle$. Совместное применение обеих методик позволит получить полную информацию о $P(n_{ch}, s)$ в новом интервале энергий.

Исследование множественности вторичных заряженных частиц на ускорителях со встречными пучками является сложной задачей. Взаимодействие частиц происходит внутри камеры ускорителя, а детекторы расположены вне ее. Поэтому часть вторичных частиц поглощается в стенках камеры ускорителя и в самих детекторах. В области малых углов по отношению к импульсам первичных пучков ($\phi \leq 40$ мрад) регистрация вторичных частиц практически невозможна, так как они находятся внутри камеры ускорителя.

В результате в полученные экспериментальные данные приходится вводить целый ряд поправок, которых не было в аналогичных экспериментах на ускорителях обычного типа. Поэтому статистические и систематические неопределенности в $P(n_{ch}, s)$ в интервале энергий ISR больше, чем при $E_p \leq 400$ ГэВ.

Первые прямые измерения множественности заряженных ча-

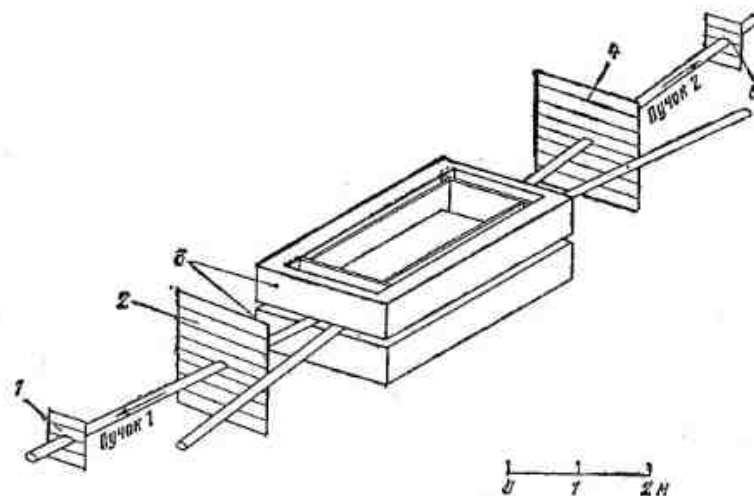


Рис. 3.2. Схема эксперимента по измерению $P(n_{\pm})$ на ISR:
1, 2, 4, 6 — годоскопы; 3 — стримерные камеры

стиц на ISR были выполнены только в 1977 г., спустя 6 лет после запуска ускорителя [77].

Схема эксперимента показана на рис. 3.2. Две большие стримерные камеры расположены над и под областью пересечения пучков протонов. Размеры каждой камеры составляют 50 см по высоте, 270 см по длине и 125 см по ширине. Расстояние между ними 8 см, что и приводит к пропуску частиц с $\phi \leq 40$ мрад. Геометрический аксептанс установки составляет 0,9 полного телесного угла, $\Omega_1=3,6$ л. Камеры обладают высокой эффективностью регистрации заряженных частиц ($n_{ch} \leq 30$). Отсутствие магнитного поля исключает идентификацию частиц и измерение их импульса, но позволяет точно восстановить происхождение из одного взаимодействия первичных протонов*. Последнее важно для исключения случайных наложений и фоновых событий. Два больших сцинтилляционных годоскопа, расположенных за областью взаимодействия (см. рис. 3.2) и включенных на совпадение, являются триггером установки. Его эффективность составляет около 92% полного неупругого сечения pp -взаимодействия. С помощью этой аппаратуры были измерены полные сечения и инклюзивные спек-

* Длина области взаимодействия $l_{ва} \approx 17$ см.

* В пузырьковых камерах число первичных частиц $n \leq 10$.

тры вторичных заряженных частиц в pp -соударениях на ISR, поэтому все ее методические характеристики были хорошо изучены. Для определения $P(n_{ch}, s)$ получено около 26 тыс. событий при стандартном наборе энергий ISR (табл. 3.1).

Таблица 3.1. Статистика событий

$\sqrt{s}$, ГэВ	P_{ch} , ГэВ	μ^* , мкс	N_{cob}
23,6	290	3,22	5903
30,8	500	3,50	3446
45,2	1070	3,87	2311
53,2	1500	4,74	7385
62,8	2109	4,21	5393

В эти экспериментальные данные вводились поправки, связанные с неполной 4π -геометрией установки, потерей частиц с $p_{\perp} \leq 45$ МэВ, ядерными взаимодействиями в стенках камер, электронами от Далиц-пар, K^0_s - и Λ^0 -распадами и т. д. Эта группа поправок дает небольшую разницу между истинным и наблюдаемым распределением $P(n_{ch}, s)$, при этом суммарная неопределенность их введения составляет приблизительно около 0,25 частицы на одно событие. Наиболее существенными являются погрешности, связанные с систематическими потерями частиц при $\theta \leq 40$ мрад и неэффективностью триггера (около 8%). Для оценки потери событий были проведены специальные эксперименты, в которых эффективность триггера была повышена до 95—98%. Поправки, связанные с потерей частиц с $\theta \leq 40$ мрад, оценивались из данных, полученных с помощью пузырьковых камер при $E_p \leq 400$ ГэВ. Значения этих поправок A и их отношение к статистическим погрешностям R для моментов распределения $p(n_{ch})$ при $\sqrt{s} = 62,8$ ГэВ приведены в табл. 3.2.

Таблица 3.2. Систематические поправки

Погрешность	$\langle n \rangle$	C_2	C_3	$\langle n^2 \rangle / \langle n \rangle^2$	$\langle n^3 \rangle / \langle n \rangle^3$	D	$\langle n \rangle / D$
$A(1)^*$	-0,44	+1,3	7,7	0,03	0,10	0,06	-0,08
$A(2)^{**}$	+0,21	-2,2	3,0	-0,02	-0,07	-0,14	+0,07
$R(1)$	-3,7	+1,1	0,7	2,7	3,0	0,7	-2,6
$R(2)$	1,8	-1,8	0,8	-2,2	-2,1	-1,6	+2,3

* Потери событий из-за неэффективности триггера.

** Потери частиц при $\theta \leq 40$ мрад.

Таким образом, уже при статистике около 5 тыс. событий (см. табл. 3.1) систематические поправки в 2—3 раза превышают ста-

тистические погрешности, что ограничивает возможность дальнейшего повышения точности в данном эксперименте*.

На ускорителях нового поколения с энергиями до 1000×1000 ГэВ отмеченные выше трудности по измерению $P(n_{ch}, s)$ становятся непреодолимыми в рамках описанной методики. Доля вторичных частиц, вылетающих под малыми углами ($\theta \leq 40$ мрад), увеличивается пропорционально $\sqrt{s}$, и поэтому необходима разработка новых методов регистрации частиц.

3.2. ТОПОЛОГИЧЕСКИЕ СЕЧЕНИЯ И МНОЖЕСТВЕННОСТЬ ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ

Основная экспериментальная информация по множественности получена для вторичных заряженных частиц (n_{ch}). Обычно определяется вероятность их образования $P(n_{ch}, s)$ при фиксированной энергии первичных частиц. Отсюда, используя данные о полных сечениях (см. гл. 2), определяют так называемые топологические сечения

$$\sigma(n_{ch}, s) = \sigma_{inel}(s) P(n_{ch}, s). \quad (3.1)$$

Их название связано с методикой пузырьковых камер, в которых

Таблица 3.3. Топологические сечения π^-p -взаимодействий при $p = 360$ ГэВ

n_{ch}	N_{cob} (наблюдаемое)	N_{cob} (с поправками)	$\sigma(n_{ch})$, мб
0	8	$10 \pm 3,3$	$0,012 \pm 0,004$
2	3193 Все	4253 ± 102	$5,11 \pm 0,12$
	Упругие	3003 ± 91	$3,61 \pm 0,11$
	Неупругие	1250 ± 45	$1,50 \pm 0,05$
4	2405	2647 ± 63	$3,18 \pm 0,08$
6	2684	2935 ± 69	$3,53 \pm 0,08$
8	3105	3271 ± 68	$3,93 \pm 0,08$
10	2880	2856 ± 65	$3,44 \pm 0,08$
12	2109	2128 ± 53	$2,56 \pm 0,06$
14	1428	1363 ± 42	$1,64 \pm 0,05$
16	874	806 ± 33	$0,972 \pm 0,040$
18	439	428 ± 24	$0,515 \pm 0,029$
20	204	177 ± 16	$0,213 \pm 0,019$
22	67	73 ± 10	$0,088 \pm 0,012$
24	36	$28 \pm 6,6$	$0,034 \pm 0,008$
26	15	$16 \pm 4,7$	$0,019 \pm 0,006$
28	4	$4 \pm 2,0$	$0,0048 \pm 0,0024$
30	2	$2 \pm 1,4$	$0,0024 \pm 0,0017$
$n_{ch} \geq 0$	19 453	$20 999 \pm 244$	$25,25 \pm 0,35$

* С уменьшением энергии значения поправок (1) и (2) уменьшаются, и при $\sqrt{s} = 23,6$ ГэВ их можно не учитывать.

топология событий определяется числом треков (лучей) вторичных заряженных частиц (см. рис. 3.1).

Представление о точности данных по $\sigma(n_{ch}, s)$ можно получить на примере изучения πp -взаимодействий при $p=360$ ГэВ с помощью 76-сантиметровой водородной пузырьковой камеры (табл. 3.3) [71]. Поправки для неупругих событий, связанные с эффективностью просмотра, вторичными взаимодействиями и нейтронными звездами вблизи звезды, Далиц-парами и т. п., не превышают 10% (см. табл. 3.3, третья колонка) и определяются из экспериментальных данных. Поэтому полные погрешности в сечениях малы (не превышают 3%), за исключением редких событий ($n_{ch} \geq 20$). Более сложной задачей является учет потерь событий с $n_{ch}=2$, в которых имеются протоны с $p \leq 100$ МэВ. Эти протоны не видны в камере (их пробег $l \leq 3$ мм), и поэтому такие события выглядят как первичные треки с углом излома $\theta \leq 1$ мрад, который невозможно заметить при просмотре. Для определения потерь двухлучевых звезд с протонами необходимо их измерение и выделение случаев упругого рассеяния по кинематике. Распределение этих событий по переданному импульсу известно из экспериментов, выполненных с помощью электронной методики (см. разд. 2.5). Сравнение полученного распределения с ожидаемым и позволяет найти эффективность регистрации протонов с небольшими импульсами. В результате такой процедуры определяются поправки для упругих и неупругих двухлучевых событий, которые в данном эксперименте составили $(22,6 \pm 0,9)$ и $(7,6 \pm 0,4)$ % соответственно.

Распределение событий по множественности вторичных заряженных частиц (см. табл. 3.3) обычно анализируют с помощью моментов, значения которых приведены в табл. 3.4. Отсюда видно,

Таблица 3.4. Моменты $P(n_{ch})$ для πp -взаимодействий при $p=360$ ГэВ

$\langle n \rangle$	$\langle n(n-1) \rangle$	$\langle n^2 \rangle$	C_2	D	$\langle n \rangle / D$
$8,73 \pm 0,04$	$86,0 \pm 0,8$	$94,7 \pm 0,8$	$9,8 \pm 0,2$	$4,31 \pm 0,03$	$2,03 \pm 0,01$
$\langle n^3 \rangle / \langle n \rangle^3$	$\langle n^2 \rangle / \langle n \rangle^2$	$\langle n^4 \rangle / \langle n \rangle^4$		$\langle n^5 \rangle / \langle n \rangle^5$	$\langle n^6 \rangle / \langle n \rangle^6$
$1,244 \pm 0,003$	$1,80 \pm 0,01$	$2,94 \pm 0,04$		$5,27 \pm 0,11$	$10,3 \pm 0,3$

что распределение $P(n_{ch})$ шире пуассоновского ($C_2 > 0$), что означает существование корреляций в образовании заряженных частиц.

В общем случае топологические сечения зависят от типа первичных частиц и их энергий. Они измерены для pp -взаимодействий при $E \leq 2000$ ГэВ; для πp -соударений и $E \leq 360$ ГэВ; для K^+p -соударений и $E \leq 147$ ГэВ; для $\bar{p}p$ -взаимодействий и $E \leq 100$ ГэВ [71—77].

На рис. 3.3 и 3.4 приведена зависимость $\sigma(n_{ch})$ от энергии для pp - и πp -соударений*. Как видно из рисунков, все сечения $\sigma(n_{ch} \geq 4)$ сначала быстро растут с увеличением энергии, что характерно для порогового поведения бинарных реакций, затем $\sigma(n_{ch}=2-6)$ начинают уменьшаться, а остальные сечения или не

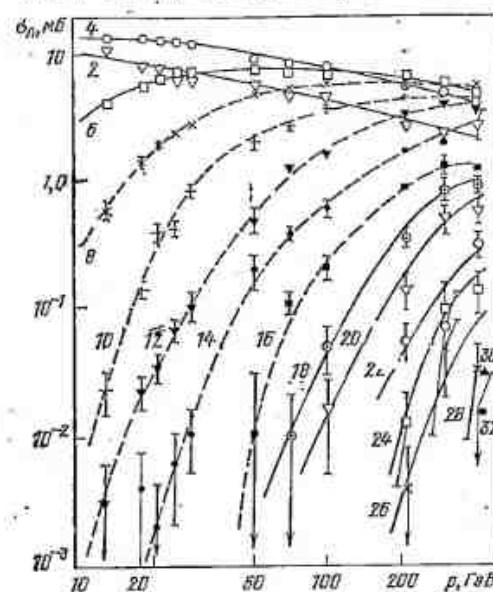


Рис. 3.3. Топологические сечения pp -взаимодействий. Числа у кривых — множественность заряженных частиц

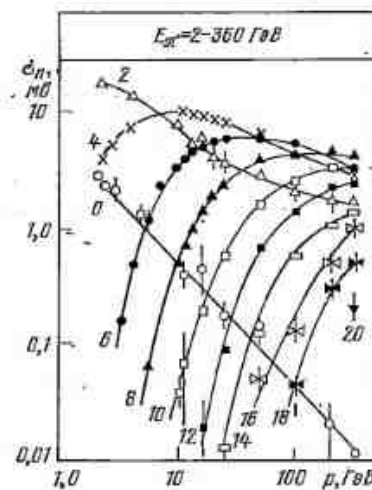


Рис. 3.4. Топологические сечения πp -взаимодействий

меняются: $\sigma(n_{ch}=8-12)$ или замедляют свой рост при $E=100-400$ ГэВ**. Таким образом, типичным поведением $\sigma(n_{ch})=f(n_{ch})$ является быстрый рост вблизи порога образования n_{ch} , затем широкий максимум при $n_{ch} \approx \langle n_{ch} \rangle$ и медленное падение, обусловленное открытием новых каналов.

Два типа процессов, дифракционные и зарядово-обменные, приводят к другой энергетической зависимости топологических сечений, в которые они дают большой вклад. Дифракционные процессы происходят при $n_{ch} \leq \langle n_{ch} \rangle$, и сечение их медленно растет (или остается постоянным) с увеличением энергии. Поэтому при $s \rightarrow \infty$, когда «вымирают» другие неупругие процессы, $\sigma(n_{ch} < \langle n_{ch} \rangle) \rightarrow \text{const}$. При современных ускорительных энергиях вклад дифракционных процессов в $\sigma_{\text{нелуп}}(n_{ch}=2)$ и $\sigma(n_{ch}=4)$ со-

* На рис. 3.3 и 3.4 энергетический интервал для pp -взаимодействий ограничен $E \leq 400$ ГэВ (данные с пузырьковой камеры). Результаты с ISR анализируются с помощью моментов $P(n, s)$, которые определяются с лучшей точностью, чем топологические сечения.

** В интервале 400—2000 ГэВ уменьшается и $\sigma(n_{ch}=8)$.

ставляет приблизительно 70 и 50%, соответственно [78]. Влияние этого вклада уже сказывается в замедлении падения $\sigma(n_{ch}=2)$ при $E \geq 50$ ГэВ (см. рис. 3.4).

Поведение инклюзивных сечений зарядово-обменных процессов можно видеть из зависимости $\sigma(n_{ch}=0)$ от энергии, в которую они дают 100%-ный вклад (см. рис. 3.4). Сечение нуль-лучевых звезд $\sigma(\pi^- p \rightarrow X^0)$ быстро падает и при $E_{\pi^-} = 360$ ГэВ составляет $(0,05 \pm 0,01)\%$ $\sigma_{полн}(\pi^- p)$. Аппроксимация этих данных зависимостью

$$\sigma(n_{ch}=0) \approx p^{-a} \quad (3.2)$$

дает значение $a = 1,40 \pm 0,15$, что не противоречит предсказаниям модели Редже (см. гл. 2). Такое поведение $\sigma(n_{ch}=0)$ позволяет считать, что процессы, связанные с обменами зарядов различного типа (Q, B, S и т. д.), быстро вымирают при $s \rightarrow \infty$. Это предположение широко используется в моделях множественного рождения частиц.

3.3. СРЕДНИЕ МНОЖЕСТВЕННОСТИ

Энергетическая зависимость $\langle n_{ch}(s) \rangle$ была первым пробным камнем для проверки теоретических моделей. В моделях статистического типа [10]

$$\langle n_{ch}(s) \rangle = Cs^d, \quad (3.3)$$

в мультипериферических —

$$\langle n_{ch}(s) \rangle = a + b \ln s. \quad (3.4)$$

Кроме того, популярная гипотеза масштабной инвариантности также предсказывает асимптотическую зависимость $\langle n_{ch}(s) \rangle$ [6]. Действительно, $\langle n_{ch} \rangle$ связано со структурной функцией одночастичного инклюзивного процесса (см. гл. 1 и 2)

$$\langle n_{ch}(s) \rangle = \frac{1}{\sigma_{неупр}} \left(\int f(s, p) dp/E \right). \quad (3.5)$$

Отсюда в переменных x и $p_{\perp}^2$ находим

$$\langle n_{ch}(s) \rangle = \frac{\pi}{\sigma_{неупр}} \int \frac{f(x, p_{\perp}^2) dx dp_{\perp}^2}{\sqrt{x^2 + 4m_{\perp}^2/s}}. \quad (3.6)$$

Из-за ограниченности распределения $f(x, p_{\perp}^2)$ по поперечным импульсам и при достаточно больших энергиях выражение (3.6) можно представить в виде

$$\langle n_{ch}(s) \rangle \xrightarrow{s \rightarrow \infty} \frac{\pi}{\sigma_{неупр}} \left[\int f(0, p_{\perp}^2) dp_{\perp}^2 \right] \ln s + \text{const}. \quad (3.7)$$

Таким образом, если интеграл в (3.7) не равен нулю при $x=0$, то гипотеза масштабной инвариантности приводит к логарифмическому росту полных инклюзивных сечений $\langle n_{ch} \rangle \sim \sigma_{неупр}$ и

$$\langle n_{ch}(s) \rangle = a(\infty) + b(\infty) \ln s, \quad (3.8)$$

где

$$b(\infty) = \frac{\pi}{\sigma_{неупр}(s)} \int f(0, p_{\perp}^2) dp_{\perp}^2. \quad (3.9)$$

Поэтому данные о $\langle n_{ch}(s) \rangle$ могут служить и для проверки выполнимости скейлинга в центральной области $x=0$.

На первый взгляд казалось, что отличить степенную зависимость (3.3) от логарифмической (3.4) не представит труда в интервале энергий от 10 до 2000 ГэВ. Поэтому на всех международных конференциях в 1969—1974 гг. интенсивно обсуждались данные по $\langle n_{ch}(s) \rangle$, которые были первыми характеристиками инклюзивных процессов, полученными на новых ускорителях. Одна-

Рис. 3.6. Зависимость средних множественностей частиц от s для pp -взаимодействий

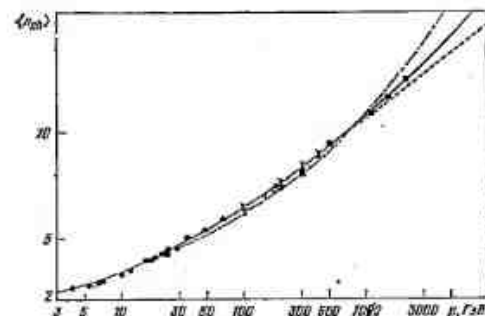
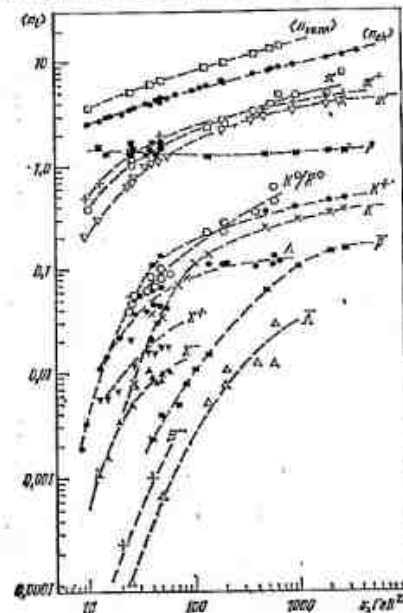


Рис. 3.5. Зависимость средней множественности заряженных частиц от импульса для pp -соударений.

Штриховая линия — логарифмическая зависимость (3.4); штрих-пунктирная — (3.3); сплошная кривая — (3.10)



ко ситуация оказалась более сложной. На рис. 3.5 приведена зависимость $\langle n_{ch}(s) \rangle$ для pp -взаимодействий от $p(s \approx 2mp)$ в л. с. к. вместе с результатами, полученными в космических лучах с помощью ядерных эмульсий ($E \leq 10^4$ ГэВ). Нанлучшее описание всех данных достигается параметризацией

$$\langle n_{ch}(s) \rangle = a_1 + b_1 \ln s + c_1 (\ln s)^2 \quad (3.10)$$

$$\text{с } a_1 = 0,88 \pm 0,10, \quad b_1 = 0,44 \pm 0,05 \text{ и } c_1 = 0,118 \pm 0,006.$$

Однако, если ограничиться энергиями $\sqrt{s} \geq 10$ ГэВ, то данные описываются логарифмической зависимостью (3.4) с $b \approx 1,8$ или формулой типа (3.3) с $d \approx 0,2$. Аналогичный результат получен и для πp -взаимодействий. Рост средней множественности заряженных частиц в интервале энергий от 40 до 360 ГэВ описывается выражением (3.4) с $a = -1,15 \pm 0,02$ и $b = 1,52 \pm 0,03$ или (3.3) с $d \approx$

$\approx 0,2$ [71]. Поэтому все модели не противоречат эксперименту. Кроме того, теоретические предсказания относятся к частицам определенного типа, например к π -мезонам, и не учитывается влияние законов сохранения энергии — импульса. Экспериментальные же данные по $\langle n_{ch}(s) \rangle = \sum_i \langle n_{ch}^i(s) \rangle$ получены для всей совокупности вторичных заряженных частиц (см. разд. 3.2), для которых энергетическое поведение $\langle n_{ch}^i(s) \rangle$ не одинаково (рис. 3.6). Из рисунка видно, что для K -мезонов, антипротонов, Σ -частиц при $s \leq 400$ ГэВ² еще существенны пороговые эффекты: их сечения быстро растут с увеличением энергии. В то же время поведение $\langle n_{ch}^i(s) \rangle$ для пионов приближается к логарифмическому уже при $s \geq 80$ ГэВ², и поэтому $\langle n_{ch}^i(s) \rangle$ и $\langle n_{ch}(s) \rangle$ в первом приближении описываются (3.4). Однако примесь тяжелых частиц меняется и может достигать приблизительно 20% $\langle n_{ch} \rangle$ при $s \geq 500$ ГэВ² (табл. 3.5). Поэтому при анализе $\langle n_{ch} \rangle = f(s)$ необходимо учесть особенности поведения средней множественности частиц разного типа или выделить $\langle n_{ch}^i(s) \rangle$.

Таблица 3.5. Средние множественности вторичных заряженных частиц в pp -взаимодействиях (в процентах по отношению к $\langle n_{ch} \rangle$)*

$\sqrt{s}$, ГэВ	$\langle n_{\pi^+} \rangle$	$\langle n_{\pi^-} \rangle$	$\langle n_{K^+} \rangle$	$\langle n_{K^-} \rangle$	$\langle n_p \rangle$	$\langle n_{\bar{p}} \rangle$	$\langle n_{ch} \rangle$
23,6	40	45	3,6	2,2	18	0,92	$8,12 \pm 0,08$
30,8	40	36	3,7	2,5	16	1,1	$9,54 \pm 0,12$
45,2	40	37	3,7	2,6	15	1,2	$11,01 \pm 0,17$
53,2	41	37	3,8	2,7	14	1,3	$11,77 \pm 0,10$

* Погрешность в определении $\langle n_i \rangle$ составляет $\pm 10\%$ для π -мезонов и $\pm 15\%$ для других частиц.

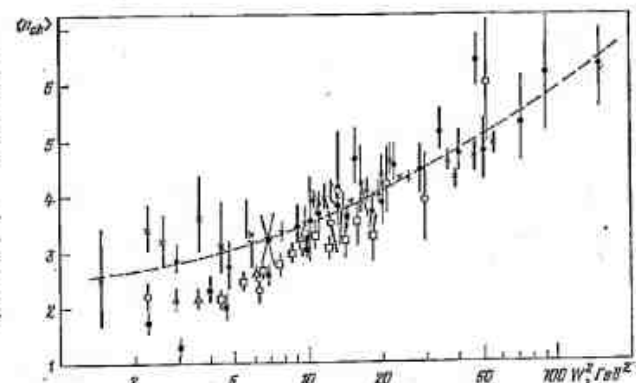
Таким образом, параметр $\langle n_{ch}(s) \rangle$ оказался не критичным для моделей множественного рождения частиц в интервале энергий от 10 до 10^4 ГэВ и только прямые измерения $f(0, s)$ позволили установить нарушение скейлинга при $x=0$ в pp -взаимодействиях вплоть до $E=2000$ ГэВ [8, 10]. Новые надежды связаны с проектируемыми ускорителями на энергии до 10^8 ТэВ. Ожидается, что в этой области можно будет определить характер роста $\langle n_{ch}(s) \rangle$. Однако методика измерения множественности представляет собой сложную проблему при этих энергиях (см. разд. 3.2), поэтому данные о $P(n_{ch}, s)$ вряд ли будут первыми результатами с нового поколения ускорителей. Кроме того, уже сейчас ясно, что асимптотический режим сильных взаимодействий начинается при энергиях, больших $10-10^2$ ТэВ, а учет особенностей предасимптотических членов, как мы видели на примере модели полюсов Редже (см. гл. 2), чрезвычайно усложняет картину взаимодействия частиц. Это обстоятельство существенно ограничивает интервал энергий ($E \geq 10^2 \div 10^3$ ТэВ) нового поколения ускорителей, в котором мы

надеемся наблюдать асимптотические зависимости $\langle n_{ch}^i(s) \rangle = f(s)$. Поэтому, по-видимому, и в этой энергетической области можно будет сделать вывод лишь о медленном росте множественности.

В заключение этого раздела сравним данные по $\langle n_{ch}(s) \rangle$ для сильных, электромагнитных и слабых взаимодействий (рис. 3.7). Как видно, значения $\langle n_{ch}(s) \rangle$ в пределах погрешностей измерений не зависят от типа взаимодействия частицы, а определяются полной энергией W , идущей на образование адронов. Этот результат, конечно, требует уточнения, так как погрешности пока еще велики, а энергетический интервал данных по слабым и электромагнитным взаимодействиям мал $E \leq 100$ ГэВ*. Однако нет сомнений в том, что все три типа взаимодействия ча-

Рис. 3.7. Зависимость средней множественности вторичных заряженных частиц по W^2 для различных инклюзивных процессов:

● и ○ — νp -и $\bar{\nu} p$ -взаимодействия; × — (e^+e^-) -аннигиляция; □ — μ^+p -взаимодействия; ▲ — e^+p -столкновения; △ — γp -столкновения. Штриховая кривая — pp -взаимодействия



стиц имеют близкие характеристики вторичных адронов [79]. Поэтому совместный анализ инклюзивных процессов в слабых, электромагнитных и сильных взаимодействиях по мере накопления экспериментальных данных становится главным источником информации о структуре адронов и их взаимодействиях.

3.4. СКЕЙЛИНГ ПО МНОЖЕСТВЕННОСТИ И МОМЕНТЫ

Распределения по множественности в переменных $P(n_{ch}, s)$ и n_{ch} представляют собой кривые с максимумами при $n_{ch} \approx \langle n_{ch} \rangle$ (см. табл. 3.4). С ростом энергии $\langle n_{ch} \rangle$ растет и максимумы $P(n_{ch}, s)$ смещаются в сторону больших значений n_{ch} : $\sum P(n_{ch}, s) = 1$. В этом случае оказывается, что, изменив масштаб по осям координат, можно совместить $P(n_{ch}, s)$ при разных энергиях. Так, при изменении масштаба по оси абсцисс имеем $n_{ch} \rightarrow n_{ch}/\langle n_{ch} \rangle$, а по оси ординат $P(n_{ch}, s) \rightarrow \langle n_{ch} \rangle P(n_{ch}, s)$. В первом случае мы совмещаем $P(\langle n_{ch} \rangle, s)$ при $z=1$, но площади под кривыми различаются ($z=n_{ch}/\langle n_{ch} \rangle$):

$$\sum P(n_{ch}, s) \Delta z = 1 / \langle n_{ch} \rangle. \quad (3.11)$$

* В e^+e^- -аннигиляции в интервале $\sqrt{s} = 7-32$ ГэВ обнаружен быстрый рост $\langle n_{ch}(s) \rangle$ Brandelik R. e. a. — Phys. Lett. B, 1980, v. 89, p. 418.

Изменением масштаба по оси ординат мы делаем их равными:

$$\langle n_{ch}(s) \rangle \Sigma P(n_{ch}, s) \Delta z = 1. \quad (3.12)$$

Итак, мы совместили только два параметра распределений по множественности для разных энергий при типичном числе точек 10—15 для каждого $P(n_{ch}, s)$. Оказалось, что в новых переменных

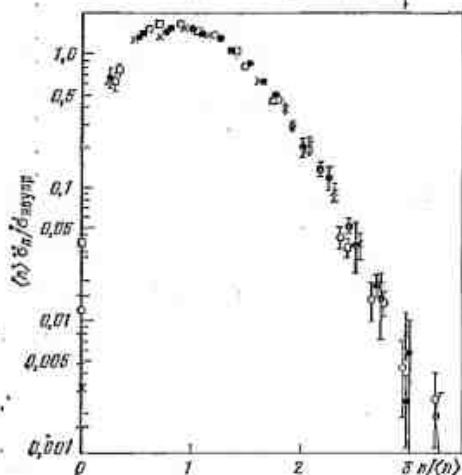


Рис. 3.8. Скейлинг по множественности для π - p -взаимодействий при $E=50-360$ ГэВ

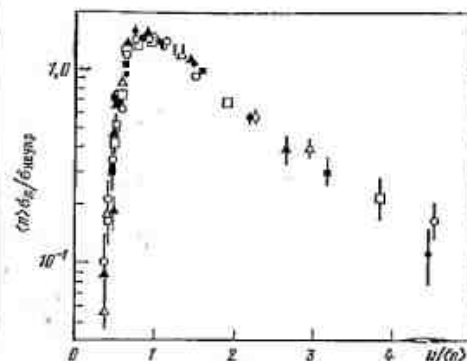


Рис. 3.9. КНО-скейлинг для pp -соударений при $E=50-400$ ГэВ

экспериментальные данные при $E \geq 40$ ГэВ описываются одной универсальной функцией (рис. 3.8—3.10) [80]

$$\langle n_{ch} \rangle P(n_{ch}, s) = \Psi(z), \quad (3.13)$$

где

$$\int \Psi(z) dz = \int z \Psi(z) dz = 2. \quad (3.14)$$

Функция $\Psi(z)$ слабо зависит от типа первичных частиц (πp , Kp , pp , $\bar{p}p$), и для ее аппроксимации в первом приближении можно использовать аналитические выражения [81, 82]

$$\Psi(z) = \pi z \exp(-\pi z^2/4) \quad (3.15)$$

или

$$\Psi(z) = (3,79z + 33,7z^3 - 6,64z^5 + 0,332z^7) \exp(-3,04z). \quad (3.15')$$

Таким образом, в новых переменных распределения по множественности не зависят от энергии в явном виде, и поэтому (3.13) называют скейлингом по множественности или КНО-скейлингом. Последнее название связано с работой [80], в которой впервые была получена формула (3.13). Интересно отметить, что при выводе (3.13) предполагалось выполнение масштабной инвариантности для всех инклюзивных процессов. Позже было установлено нарушение масштабной инвариантности даже для одно-

* Здесь $\int \Psi(z) dz = 2$, так как $\Psi(z)$ описывает распределения всех заряженных частиц ($n_{ch}=0, 2, 4, 6 \dots$), которые рождаются парами из-за закона сохранения заряда.

частичных процессов [8, 10]. Поэтому КНО-скейлинг сейчас рассматривают как феноменологическую закономерность, справедливую для ограниченного интервала энергий. В конкретных моделях скейлинг по множественности получается в результате сложения вкладов от различных механизмов множественного рождения частиц. С ростом энергии эти вклады в $P(n, s)$ меняются по разным законам, и при $E \geq 100$ ТэВ предсказывается сильное нарушение соотношения (3.13) [83].

Возвратимся к обсуждению точности выполнения скейлинга в исследуемом интервале энергий. Для этой цели более чувствительным критерием, чем поведение $P(n, s)$, является энергетиче-

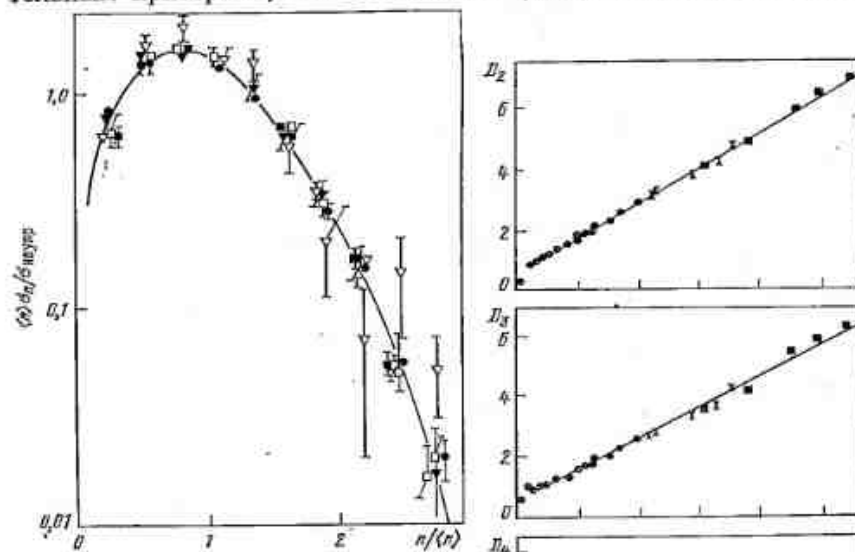


Рис. 3.10. КНО-скейлинг для различных реакций при $E=147$ ГэВ:
● — πp , ■ — $\pi^+ p$, ▼ — $K^+ p$, □ — $K^- p$, ▽ — $K^- p$ -взаимодействия

Рис. 3.11. Зависимость D_k от $\langle n \rangle$ для pp -взаимодействий.

Пунктир — результат аппроксимации по (3.17)

ская зависимость моментов распределений, так как они измеряются с хорошей точностью (погрешность 5—8% *). Из (3.13) легко видеть, что нормированные моменты

$$D_k / \langle n \rangle = \langle (n - \langle n \rangle)^k \rangle^{1/k} / \langle n \rangle \quad (3.16)$$

не зависят от энергии. Кроме того, экспериментальные данные по pp -взаимодействиям в интервале энергий от 4 до 2100 ГэВ хоро-

* В общем случае $\langle (n - \langle n \rangle)^k \rangle = \Sigma (n - \langle n \rangle)^k P(n, s)$, где $k=1, 2, 3 \dots$. Поэтому чем больше k , тем большую роль играют большие множественности, где систематические неопределенности относительно велики (см. разд. 3.1 и 3.2). Поэтому данные по $\langle n^k \rangle$, полученные на ISR, на наш взгляд, нуждаются в уточнении [77].

шо описываются выражением

$$D_k / \langle n \rangle = A_k (1 - a_k / \langle n \rangle), \quad (3.17)$$

где $a_2 = 0,97 \pm 0,02$; $a_3 = 1,00 \pm 0,07$ и $a_4 = 1,07 \pm 0,03$ (рис. 3.11) [84]. Здесь зависимость от энергии определяется членом $a_k / \langle n \rangle$, который и служит мерой отклонения (3.16) от (3.13) при конечных энергиях ($a_k / \langle n \rangle \approx 10\%$ при $E \geq 300$ ГэВ). Из (3.17) также видно, что спасти КНО-скейлинг можно заменой переменной z в (3.13) на

$$z' = (n - a) / \langle n - a \rangle, \quad (3.18)$$

так как значения a_k практически не зависят от k . В этом случае получаем, что соотношение

$$\langle n - a \rangle P(n, s) = \Psi((n - a) / \langle n - a \rangle) \quad (3.19)$$

выполняется в интервале энергий от 4 до 2000 ГэВ [84].

В табл. 3.6 приведены результаты аппроксимации $D_2 = f(\langle n \rangle)$ для различных типов первичных частиц [84].

Таблица 3.6. $D_2 = A(\langle n \rangle - a)$

Тип взаимодействия	ΔE , ГэВ	A	a
pp	4—2070	$0,57 \pm 0,01$	$0,97 \pm 0,02$
$\pi^+ p$	7—100	$0,56 \pm 0,02$	1,11
$K^+ p$	8—100	$0,53 \pm 0,01$	0,87
$\pi^- p$	20—367	$0,56 \pm 0,01$	1,04
$K^- p$	32—147	$0,53 \pm 0,09$	—
$h^\pm n$	5—300	$0,58 \pm 0,02$	0,46

Из таблицы видно, что наклоны прямых для всех взаимодействий практически одинаковы ($A \approx 0,56$), но значения a различны, особенно для $h^\pm n$ -взаимодействий. Этот результат можно объяснить тем, что величина $(\langle n \rangle - a)$ характеризует число рожденных частиц, а a — среднее число лидирующих частиц [77, 84].

Итак, модифицированный КНО-скейлинг (3.19) хорошо выполняется в интервале энергий от 4,0 до 2000 ГэВ и $z \leq 3$ для адронных взаимодействий.

Новая интерпретация отклонений данных от (3.13) при конечных энергиях приведена в работах [85]. В них обращено внимание на различие между непрерывной функцией $\Psi(z)$ при $n \rightarrow \infty$ [см., например, (3.15)] и дискретным распределением $P(n)$ при $\langle n \rangle \approx 1$. Если существует универсальная функция $\Psi(z)$, описывающая распределение по множественности при $s \rightarrow \infty$, то ее применение в форме (3.13) к $P(n, s)$ с $\langle n \rangle \approx 1$ внутренне противоречиво. В результате и возникают отклонения от КНО-скейлинга при низких энергиях. Анализ имеющихся данных с учетом этого обстоятельства приводит к выводу, что $\Psi(z)$ является универсаль-

ной во всем интервале энергий, в котором проводились экспериментальные исследования.

Подведем итоги обсуждения скейлинга по множественности. Теоретикам он не нравится, и они предсказывают нарушение (3.13) при $E \geq 100$ ТэВ*. Мы также знаем, что множественность адронов связана с различными механизмами их образования (пионизация, дифракция, фрагментация и т. п.), и трудно себе представить, чтобы все они складывались определенным образом в широком интервале энергий, давая КНО-скейлинг.

Однако возможна и другая интерпретация происхождения скейлинга по множественности. Она связана с тем обстоятельством, что скейлинг типа (3.15) не является привилегией только физики частиц. Действительно, в ядерной и атомной физике формула типа (3.15) удовлетворительно описывает спектры возбужденных уровней тяжелых атомов и ядер $z = E^* / \langle E^* \rangle$ ($\langle E^* \rangle$ — средняя энергия возбуждения) [86]. В этом случае вывод ее скорее основан на статистическом характере явления, чем на специфической форме взаимодействия электронов и нуклонов. Поэтому и при соударении адронов скейлинг по множественности может также иметь статистическую природу, связанную, например, с многократными взаимодействиями партонов.

Обсуждение различных интерпретаций КНО-скейлинга показывает, что для выяснения его природы необходимы данные в новом интервале энергий от 10 до 10^3 ТэВ в различных областях фазового пространства. При таких энергиях можно ожидать, что разные механизмы образования частиц будут более четко выделяться экспериментально, и это позволит найти область применимости (3.13).

3.5. КОРРЕЛЯЦИИ ПО МНОЖЕСТВЕННОСТИ

Зависимость средней множественности заряженных частиц от энергии и КНО-скейлинг (3.19) полностью определяют поведение $P(n_{ch}, s)$. Однако характер корреляций в образовании вторичных частиц лучше изучать с помощью функций $C_k(p_1, p_2, \dots, p_k, s)$, которые служат мерой отклонения наблюдаемых характеристик от ожидаемых для независимого образования частиц без учета законов сохранения энергии — импульса (см. разд. 1.2). Из данных о $P(n_{ch}, s)$ можно получить первую информацию по этому вопросу — корреляционные параметры $C_k(s)$. Напомним, что

$$C_2(s) = \langle n(n-1) \rangle - \langle n \rangle^2 = D^2 - \langle n \rangle; \quad (3.20)$$

$$C_3(s) = \langle n(n-1)(n-2) \rangle - 3\langle n(n-1) \rangle \langle n \rangle + 2\langle n \rangle^3 \quad (3.21)$$

для тождественных частиц. При независимом образовании частиц $P(n, s)$ — распределение Пуассона, $C_2 = C_3 = 0$ **.

* Напомним, что первоначальный вывод (3.13) оказался необоснованным [80].

** Если $P(n, s)$ шире (уже) распределения Пуассона, то $C_2(s) \geq 0$.

Энергетическую зависимость $C_k(s)$ можно получить, используя эмпирические зависимости моментов $P(n_{ch}, s)$ от энергии (3.10) и (3.17). Например, из (3.17) следует, что

$$C_2(s) = D^2 - \langle n_{ch} \rangle = A^2 \langle n_{ch} \rangle^2 - (1 + 2A^2\alpha) \langle n_{ch} \rangle + A^2\alpha^2 \approx 0,31 \langle n_{ch} \rangle (\langle n_{ch} \rangle - 5,2) + 0,31, \quad (3.22)$$

где мы положили $\alpha_2 = \alpha = 1$ и $A_2 = A = 0,56$ (см. табл. 3.6).

Таким образом, как и следовало ожидать из (3.19), поведение $C_2(s)$ полностью определяется $\langle n_{ch}(s) \rangle$. При низких энергиях ($E \leq 40 \div 50$ ГэВ) значения $\langle n_{ch} \rangle \leq 5,2$ и $C_2(s) < 0$. Область отрицательных значений $C_2(s)$ связана с влиянием законов сохранения энергии — импульса, которые не учитываются в (3.20). При энергиях от 40 до 60 ГэВ значения $C_2(s) \approx 0$ и распределения $P(n_{ch}, s)$ не отличаются от пуассоновского. При более высоких энергиях $C_2(s) \approx \langle n_{ch} \rangle^2$ (3.10)*. Корреляция вторичных заряженных частиц частично связана с законом сохранения полного заряда Q первичных частиц, из которого следует, что

$$n_- = \frac{n_{ch} - Q}{2}, \quad (3.23)$$

где n_- — число отрицательно заряженных частиц. Чтобы исключить эту тривиальную корреляцию, обычно рассматривают распределения по множественности n_- (или по числу (h^+h^-) -пар). В этом случае из (3.20) и (3.23) получим, что корреляционный параметр

$$C_2^{--}(s) = D_-^2 - \langle n_- \rangle = \frac{C_2^{ch}(s) + 2Q - \langle n_{ch}(s) \rangle}{4}. \quad (3.24)$$

Он имеет меньшие значения, чем $C_2^{ch}(s)$, при одинаковых энергиях. На рис. 3.12 приведены значения $C_2^{--}(s)$ для различных типов первичных частиц ($Q=0,2$). При $E \leq 200$ ГэВ отрицательные значения корреляционного параметра связаны с влиянием законов сохранения энергии — импульса. При более высокой энергии C_2^{--} растет пропорционально $\langle n_{ch} \rangle^2$ и достигает значений $6,4 \pm 0,25$ для pp -взаимодействия при $E=2100$ ГэВ. Как видно из рис. 3.12, корреляции вторичных частиц практически не зависят от природы первичных частиц πp , Kp , pp , $\bar{p}p$, но существенно различаются при разных значениях Q ($Q=0$ и

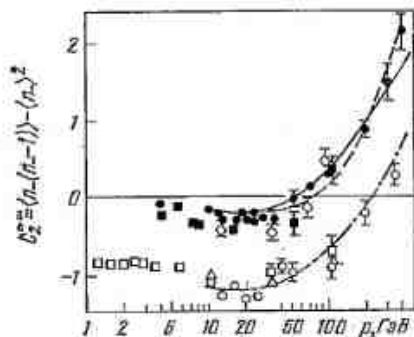


Рис. 3.12. Зависимость корреляционного параметра C_2^{--} от p в л. с. к.:

● — pp , ○ — πp , △ — $K p$, □ — $p\bar{p}$, ■ — $\pi^+ p^-$, ○ — $K^+ p^-$ взаимодействия. Кривые: сплошная — $\alpha + \beta \ln s + \gamma \ln^2 s$; пунктир — $d + e \ln s + f s$ и штрихпунктир — $C_2^{--}(pp) - 1$

* При $E_p=2100$ ГэВ значение $C_2^{ch}=35 \pm 1$ и $C_2^{--}=138 \pm 10$ [77].

2). При более высоких энергиях следует ожидать исчезновения и этой зависимости, так как $C_2^{ch}(s) - \langle n_{ch}(s) \rangle \gg 2Q$ [см. формулу (3.24)].

Итак, наблюдаются существенные корреляции в образовании вторичных заряженных частиц и в рождении пар адронов h^+h^- . Они усиливаются с увеличением энергии и $E \geq 100 \div 200$ ГэВ $C_2(s) \sim \langle n(s) \rangle^2$. Происхождение этих корреляций связано с кластеризацией частиц и с разными механизмами их образования [8, 10]. Простейшие мультипериферические и статистические модели предсказывают рост $C_2(s) \sim (\ln s)^2$ и s^α соответственно. Однако и в этом случае, как и при обсуждении теоретической ин-

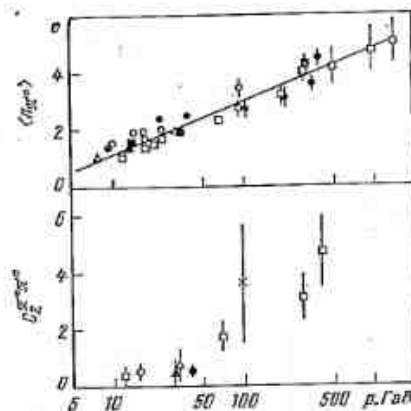


Рис. 3.13. Зависимость поведения $\langle n(\pi^0) \rangle$ и $C_2^{\pi^0 \pi^0}(s)$ от p в л. с. к. для $K^+ p^-$, $\pi^+ p^-$ и $p\bar{p}$ -взаимодействий

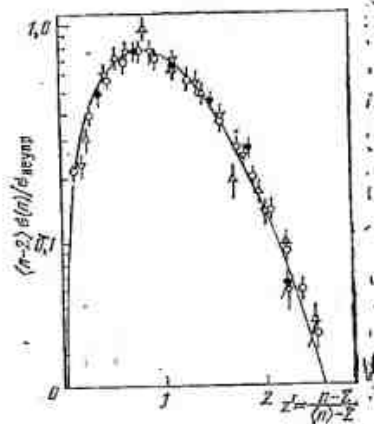


Рис. 3.14. КНО-скейлинг для всех вторичных частиц ($\pi^- p \rightarrow N + h\pi$) при следующих значениях энергии: ● — 5 ГэВ; △ — 10 ГэВ; ▽ — 15 ГэВ и ○ — 40 ГэВ. Сплошная кривая — $W(z') = n/2z' \exp[-n/2(z')^2]$

терпретации зависимости $\langle n(s) \rangle = f(s)$, энергетическая область, в которой сравниваются результаты теории и эксперимента, еще невелика, и поэтому трудно сделать какие-либо определенные заключения о предпочтительности той или иной модели.

Новая информация о корреляциях по множественности получена при изучении совместного рождения нейтральных и заряженных пионов в адронных взаимодействиях с помощью пузырьковых камер с тяжелым наполнением (пропан, неон + водород), в которых с большой эффективностью регистрируются γ -кванты от распадов $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ [87—89]. Было обнаружено, что среднее число π^0 -мезонов увеличивается с ростом числа отрицательно заряженных частиц

$$\langle n(\pi^0) \rangle_{n_-} = \alpha(s) n_- + \beta(s). \quad (3.25)$$

Значение $\alpha(s)$ меняется от $-0,16 \pm 0,05$ до $0,89 \pm 0,16$ при изменении импульса первичных частиц от 10 до 300 ГэВ, а значение $\beta(s)$

уменьшается от 2,0 до $1,2 \pm 0,2$ в том же энергетическом интервале. Отрицательные значения $\alpha(s)$ при низких энергиях связаны с законами сохранения энергии — импульса. Эти корреляции, как и другие характеристики $P(n, s)$, практически не зависят от природы первичных частиц (πp , Kp , pp , $\bar{p}p$, $\pi^{12}C$). Более того, они обнаружены и в слабых взаимодействиях (νp).

При высоких энергиях $E_p = 300$ ГэВ найдены аналогичные корреляции в образовании K^0_s -мезонов: $\alpha(K^0_s) = 0,057 \pm 0,004$ [89]. Из (3.25) можно получить значения корреляционного параметра

$$C_2^0(s) = \langle n_0 n_- \rangle - \langle n_- \rangle \langle n_0 \rangle \approx \approx \alpha (\langle n^2 \rangle - \langle n \rangle^2). \quad (3.26)$$

Отсюда видно, что корреляции между нейтральными и заряженными пионами так же растут с энергией, как и $C_2^{--}(s)$ (см. рис. 3.12). По-видимому, зависимость типа (3.25) имеет универсальный характер и $\alpha(s) \approx \langle n_+ \rangle / \langle n \rangle$.

Теоретическая интерпретация этого явления обычно связывается или с образованием нейтральных кластеров $\sigma \rightarrow \pi^+ \pi^-$, $\pi^0 \pi^0$, $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ или с ветвлениями в мультипериферической модели [90, 91]. В обоих случаях корреляции типа (3.25) объясняются особенностями сильных взаимодействий при высоких энергиях. [Соотношение (3.25) нарушается при $n_- \gg 2 \langle n \rangle$ из-за ограниченности фазового объема.]

Информация о $P(n(\pi^0))$ ограничивается отдельными работами, выполненными с помощью пропановых пузырьковых камер, в которых было зарегистрировано 10—30 тыс. γ -квантов от распадов π^0 -мезонов [92]. Имеющиеся данные по $\langle n(\pi^0) \rangle$ и C_2^{00} приведены на рис. 3.13. При $E = 40$ ГэВ оказалось, что распределение по множественности мезонов при фиксированном числе вторичных отрицательно заряженных частиц $P(n(\pi^0), n_-)$ удовлетворительно описывается распределением Пуассона [92]. Так как $\langle n(\pi^0) \rangle \sim n_-$ растет с увеличением n_- (3.25), то $P(n(\pi^0))$ значительно шире пуассоновского распределения.

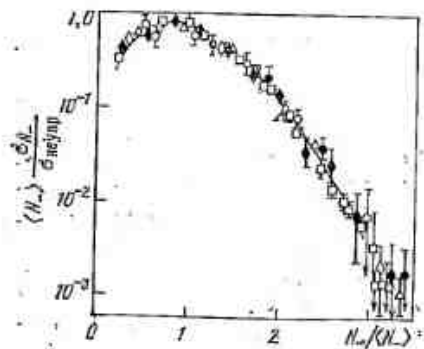


Рис. 3.15. КНО-распределение для взаимодействий нейтрино и пионов с легкими ядрами C, Ne:

③ — ν_μ -Ne; ○ — ν_μ -Ne-взаимодействия с $W = 3 \div 5$ ГэВ; △ — π^+ -Ne; и ○ — π^- -Ne-взаимодействия при $p = 25$ и 60 ГэВ; □ — π^+ -C-взаимодействия при $p = 40$ ГэВ; сплошная кривая — π^- -p-взаимодействия при $p = 50$ ГэВ

На основании данных о $P(n(\pi^0), n_-)$ в работах [92] получены распределения по множественности всех вторичных частиц, которые удовлетворительно описываются функцией типа (3.15) с $z' = (n-2)/\langle n \rangle - 2$ (рис. 3.14).

Из приведенных данных видно, что характер корреляций между любыми парами пионов практически одинаков. Распределения по множественности пионов подчиняются КНО-скейлингу и не зависят от типа первичных частиц при высоких энергиях. Более того, первые данные о взаимодействиях адронов и нейтрино с легкими ядрами показывают, что и в этом случае распределения $P(n, s)$ удовлетворяют КНО-скейлингу (рис. 3.15) [93]. Итак, общие характеристики распределений по множественности в инклюзивных процессах в пределах погрешностей измерений не зависят от типа первичных частиц, они одинаковы для пионов разных знаков и в первом приближении определяются полной энергией, идущей на образование адронов.

3.6. ДВУХКОМПОНЕНТНАЯ КАРТИНА АДРОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

Множественное рождение частиц при высоких энергиях представляет собой совокупность различных механизмов их образования. Поэтому модельное описание этих процессов обычно является многокомпонентным (см. обзоры [10, 28, 94]). Однако для качественного понимания их поведения и особенно поведения $P(n, s)$ достаточно рассмотреть две экстремальные картины: фрагментационную и мультипериферическую в их простейшей форме.

Фрагментационные модели (ФМ) предполагают, что неупругое взаимодействие частиц приводит к переходу одной из них (или обеих) в некоторые возбужденные состояния, которые распадаются на n частиц ($n=1, 2, 3$). При взаимодействии передается лишь энергия и момент, все остальные квантовые числа возбужденной системы совпадают с характеристиками первичной частицы (см. рис. 1.3). Если первичные адроны обмениваются полюсом Померанчука, то говорят о дифракционной фрагментации (ДФ) или диссоциации (ДД) частиц [53]. Как мы видели, в упругих процессах обмен полюсом Померанчука играет доминирующую роль при высоких энергиях (см. рис. 2.5). Оказывается, что и в неупругих взаимодействиях адронов сечение ДД велико: [например, $\sigma(ДД) \approx \sigma_{уп} \approx (3,60 \pm 0,18)$ мб при $E_s = 100 \div 360$ ГэВ] [78]. Однако эти процессы дают вклад в события с малой множественностью ($n_{\pm} \leq 6$).

В конкретных реализациях ФМ обычно предполагается, что возбужденные состояния распадаются изотропно в своей системе покоя на n частиц, число которых $n(M)$ пропорционально массе этого состояния M , т. е. распад описывается статистической моделью [10]. Вероятность возбуждения $\rho(M)$ выбирается пропорциональной M^{-2} , и поэтому $\langle n \rangle$ логарифмически растет с энер-

гней:

$$\langle n \rangle \sim \int_{\sqrt{s}}^{\sqrt{s}} \rho(M) n(M) dM \sim \int_{\sqrt{s}}^{\sqrt{s}} M^{-2} M dM \sim \ln s. \quad (3.27)$$

Соотношение (3.27) при постоянном полном сечении ($\sigma_{\text{полн}}$) можно получить, если

$$\sigma(n) = C/n^2. \quad (3.28)$$

Отсюда или из (3.27) следует, что

$$C_2(s) = \langle n(n-1) \rangle - \langle n \rangle^2 \sim \int_{\sqrt{s}}^{\sqrt{s}} \rho(M) n^2(M) dM \sim \sqrt{s}, \quad (3.29)$$

т. е. корреляционный параметр быстро растет с энергией. Следовательно, конкретные предсказания ФМ заключаются в соотноше-

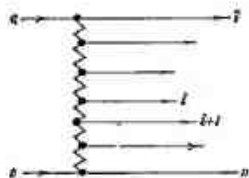


Рис. 3.16. Типичная диаграмма мультипериферической модели («лесенка»). Здесь i обозначает частицу, резонанс или возбужденный кластер

ниях (3.27)–(3.29). Кинематическая область применения ФМ (см. рис. 1.8) связана с лидирующими частицами.

Мультипериферическая схема сильных взаимодействий охватывает практически все процессы при высоких энергиях и рассматривает множественное рождение частиц как результат образования и распада многих возбужденных центров [10, 28, 94] (рис. 3.16). Это является следствием предположения об ограниченности и независимости от энергии квадрата массы любых двух соседних частиц $s_{i,i+1} = M_{i,i+1}^2 = (P_i + P_{i+1})^2$. Оно позволяет связать взаимодействие при высоких энергиях с процессами при низких, о которых нам кое-что известно, и получить некоторые простые следствия, которые подтверждаются экспериментально [88].

Например, в этой схеме поперечные импульсы вторичных частиц $p_{\perp}$ должны быть ограничены. Если это не так, то парные энергии будут велики. Действительно, пусть $p_{\perp}^i = -p_{\perp}^{i+1}$ и $|p_{\perp}^i|$ велико: $|p_{\perp}^i| \gg p_{\parallel}$, тогда

$$s_{i,i+1} = \sqrt{m_i^2 + (p_{\parallel}^i)^2 + (p_{\perp}^i)^2} + \sqrt{m_{i+1}^2 + (p_{\parallel}^{i+1})^2 + (p_{\perp}^{i+1})^2} - (p_{\parallel}^i + p_{\parallel}^{i+1})^2 \sim (p_{\perp}^i)^2, \quad (3.30)$$

т. е. велика.

Относительно продольных импульсов такую можно утверждать, что продольный импульс каждой последующей частицы на диаграмме рис. 3.16 в несколько раз (λ_{i+1}) меньше импульса преды-

дущей. Действительно, рассмотрим $s_{i,i+1}$ при условии $p_{\parallel}^i \gg p_{\perp}^i$ и $p_{\parallel}^{i+1} \gg p_{\perp}^{i+1}$:

$$\begin{aligned} s_{i,i+1} &= [(E_i + E_{i+1})^2 - (p_{\parallel}^i + p_{\parallel}^{i+1})^2 - (p_{\perp}^i + p_{\perp}^{i+1})^2] = \\ &= m_i^2 + m_{i+1}^2 + 2 \left(p_{\parallel}^i + \frac{(m_i^2)^2}{2p_{\parallel}^i} \right) \left(p_{\parallel}^{i+1} + \frac{(m_{i+1}^2)^2}{2p_{\parallel}^{i+1}} \right) - \\ &\quad - 2(p_{\parallel}^i + p_{\perp}^i)(p_{\parallel}^{i+1} + p_{\perp}^{i+1}) = \\ &= m_i^2 + m_{i+1}^2 + (m_i^2)^2 \lambda_{i+1} + \frac{(m_{i+1}^2)^2}{\lambda_{i+1}} - (p_{\perp}^i p_{\perp}^{i+1}) + O(1/s), \end{aligned} \quad (3.31)$$

где $(m_i^2)^2 = m_i^2 + (p_{\perp}^i)^2$; $\lambda_{i+1} = p_{\parallel}^{i+1}/p_{\parallel}^i$. Из (3.31) следует, что ограниченность $s_{i,i+1}$ означает конечность λ_{i+1} . Поэтому можно записать, что

$$\begin{aligned} p_1 &= \lambda_1 p_a; \quad p_2 = \lambda_2 p_1 = \lambda_1 \lambda_2 p_a, \dots; \quad p_n = \\ &= \lambda_n p_{n-1} = \lambda_n \lambda_{n-1} \dots \lambda_1 p_a. \end{aligned} \quad (3.32)$$

Для сечений со средним числом частиц $\langle n \rangle$ все λ_i равны и $p_n = \lambda^{\langle n \rangle} p_a$, где $p_n \sim m$ в л. с. к., где частица ϕ покоится. Отсюда находим, что

$$\langle n \rangle = - \frac{\ln(\rho_n/m)}{\ln \lambda} = a \ln s + b. \quad (3.33)$$

Логарифмический рост множественности является наиболее характерным предсказанием ММ и основным отличием их от моделей статистического типа. Однако при низких энергиях $E \ll 50$ ГэВ значения $\langle p_{\parallel} \rangle \gg \langle p_{\perp} \rangle$, и поэтому для правильного вычисления $\langle n(s) \rangle$ необходимо учитывать близость продольных и поперечных импульсов. Парциальные сечения σ_n в ММ падают с ростом энергии, а постоянство полных сечений достигается суммированием многих σ_n ($n \rightarrow \infty$). Обычно утверждается, что при данной энергии

$$P(n) = \langle n \rangle^n / n! \exp(-\langle n \rangle), \quad (3.34)$$

т. е. все частицы в лесенке излучаются независимо, и

$$C_2 = \langle n(n-1) \rangle - \langle n \rangle^2 = 0. \quad (3.35)$$

Однако учет образования резонансов, взаимодействий частиц в конечном состоянии и законов сохранения приводит к нарушению (3.34) [94] и

$$C_2(s) \sim \ln s. \quad (3.36)$$

В рамках конкретных ММ с учетом ветвлений (образование нескольких лесенок) и кинематических ограничений получено удовлетворительное описание распределений по множественности и корреляций в исследованном интервале энергий [10, 95]. Мультипериферическая схема дает описание и процессов фрагментации

частиц. Однако для обсуждения данных по множественности проще рассматривать эти процессы отдельно как реакции с малой множественностью. В табл. 3.7 суммированы предсказания ММ и ФМ.

Таблица 3.7. Предсказания ММ и ФМ

Величина	ММ	ФМ
$\sigma_{\text{полн}}(s)$	const	const
$\langle n(s) \rangle$	$a + b \ln s$	$a + b \ln s$
$\sigma(n, s) = f(s)$	$\sigma(n, s) \rightarrow 0$ $s \rightarrow \infty$	$\sigma(n, s) \rightarrow \sigma(n) = \text{const}$ $s \rightarrow \infty$
$\sigma(n, s) = f(n)$	Типа Пуассона	$\sim 1/n^2$
$D^2(s)$	$\sim \ln s$	$\sim \sqrt{s}$
$C_2(s)$	$\sim \ln s$	$\sim \sqrt{s}$

Эти две картины множественного рождения частиц являются экстремальными, и ни одна из них в отдельности не может описать экспериментальные данные. Однако в рамках двухкомпонентной модели, в которой оба механизма дают вклад в образование частиц, можно объяснить основные особенности поведения $P(n, s)$. В этом случае

$$\sigma_n(s) = \sigma_n^{\Phi}(s) + \sigma_n^M(s); \quad (3.37)$$

$$\sigma_{\text{полн}}(s) = \sum_n \sigma_n(s) = \Phi \sigma_{\text{полн}}^{\Phi} + M \sigma_{\text{полн}}^M, \quad (3.38)$$

где

$$\Phi = \frac{\sigma_{\text{полн}}^{\Phi}}{\sigma_{\text{полн}}} = \frac{1}{\sigma_{\text{полн}}} \sum \sigma_n^{\Phi}, \quad (3.39)$$

$$M = \frac{\sigma_{\text{полн}}^M}{\sigma_{\text{полн}}} = \frac{\sum \sigma_n^M}{\sigma_{\text{полн}}} \quad (3.39')$$

и

$$\Phi + M = 1.$$

Отсюда получим выражения для $\langle n \rangle$, D и C_2 :

$$\langle n \rangle = \Phi \langle n^{\Phi} \rangle + M \langle n^M \rangle; \quad (3.40)$$

$$D^2 = \Phi D_{\Phi}^2 + M D_M^2 + \Phi M (\langle n^{\Phi} \rangle - \langle n^M \rangle)^2; \quad (3.41)$$

$$C_2 = D^2 - \langle n^2 \rangle = \Phi C_{2\Phi} + M C_{2M} + \Phi M (\langle n^{\Phi} \rangle - \langle n^M \rangle)^2, \quad (3.42)$$

где

$$C_{2\Phi} = D_{\Phi}^2 - \langle n^{\Phi} \rangle; \quad C_{2M} = D_M^2 - \langle n^M \rangle. \quad (3.43)$$

Эти выражения использовались для описания данных в следующих предположениях [96]:

1) Φ и M не зависят от энергии;

2) ширины распределений $D_{\Phi}(D_M)$ малы по сравнению с $\langle n_{\Phi} \rangle (\langle n_M \rangle)$;

3) $\langle n_{\Phi} \rangle \ll \langle n_M \rangle$,

которые не противоречат эксперименту. В этом случае из (3.37) — (3.43) находим

$$\langle n(s) \rangle \approx a + b \ln s; \quad (3.44)$$

$$D \approx a_1 \langle n \rangle - b_1; \quad (3.45)$$

$$C_2 \approx a_2 (\ln s)^2 + b_2 \ln s + C, \quad (3.46)$$

где $a_1 = \sqrt{F/M}$. Кроме того, сечения образования событий с $n_{ch} \leq 6$ будут стремиться к постоянным значениям σ_n^{Φ} , сечения событий с $n_{ch} \gg \langle n_{ch} \rangle$ будут определяться поведением $\sigma_n^M(s)$. Из обсуждения имеющихся экспериментальных данных видно, что полученные результаты правильно отражают характерные особенности поведения $P(n, s)$, особенно при $E \geq 100$ ГэВ [96]. Более того, из (3.45) можно оценить вклад фрагментационной компоненты, используя эмпирические значения a и b (см. табл. 3.6). Он оказывается равным $\Phi \approx 0,25$ ($M \approx 0,75$), что соответствует $\sigma_{\text{полн}}^{\Phi} \approx \sigma_{\text{упр}}$ и согласуется с экспериментом. Для более детального описания данных по множественности надо вводить новые механизмы образования частиц и рассматривать многокомпонентные модели [97].

*
*
*

Экспериментальное изучение $P(n, s)$ в адронных взаимодействиях на существующих ускорителях далеко от завершения. Необходимы новые, более точные данные по $P(n_{ch}, s)$ в интервале энергий от 10 до 2000 ГэВ. Желательно исследовать поведение $P(n, s)$ для разных типов вторичных частиц, особенно для $\pi^{\pm}$, π^0 и π^- -мезонов. Отсутствуют данные по множественности при $n_{ch} \gg 3 \langle n_{ch} \rangle$, которые могут оказаться чувствительными для выбора теоретических моделей. Кроме того, при этих энергиях обнаружено, что сечения образования резонансов велики. Около 60—80% всех пионов образуются в результате их распада. Поэтому для получения первичной информации о множественности адронов, рождающихся во взаимодействиях частиц, необходимо научиться выделять резонансы, что является сложной задачей.

Методика изучения $P(n, s)$ на ускорителе со встречными пучками совершенствуется, поэтому следует ожидать получения новых данных с лучшей статистикой и меньшими систематическими погрешностями. Однако для ускорителей нового поколения сейчас уже ясно, что необходима разработка новых методов регистрации вторичных частиц.

Основной характерной чертой поведения множественности вторичных частиц является отсутствие заметной зависимости от природы первичных частиц и типа их взаимодействий (слабые, элек-

ромагнитные и сильные). Характеристики распределений $P(n, s)$ в основном определяются энергией, затраченной на образование адронов. Поэтому естественно предположить, что эти характеристики: $\langle n(s) \rangle$, $D^2(s)$, $C_2(s)$ и т. д. в значительной степени связаны со структурой адронов, а не с конкретным типом взаимодействия частиц. Эти же черты будут проявляться более отчетливо при изучении импульсных спектров вторичных адронов, образованных во взаимодействиях частиц при высоких энергиях. Таким образом, изучение множественности явилось первым шагом на пути понимания структуры адронов.

Большинство теоретических моделей, пытающихся описать $P(n, s)$, используют данные о структуре адронов, полученные в глубоко неупругих электромагнитных и слабых взаимодействиях. Однако для понимания основных особенностей поведения $P(n, s)$ пока достаточно представления о двух механизмах образования частиц: фрагментационного и мультипериферического.

Энергетический интервал существующих ускорителей еще недостаточен, чтобы далеко уйти от пороговых явлений $E \lesssim 200$ ГэВ. Поэтому ожидается, что новое поколение ускорителей позволит получить более определенные ответы на вопросы о механизмах образования вторичных частиц.

ГЛАВА 4

ОДНОЧАСТИЧНЫЕ ИНКЛЮЗИВНЫЕ ПРОЦЕССЫ $ab \rightarrow cX$

Инклюзивные процессы типа

$$a+b \rightarrow c+X \quad (4.1)$$

интенсивно изучаются уже более 10 лет на всех крупнейших ускорителях мира. Методика их исследования аналогична той, которая используется при измерении сечений бинарных реакций и множественности вторичных частиц (см. гл. 2 и 3). Наиболее полные данные о реакциях (4.1) для разного сорта первичных частиц получены на ускорителях обычного типа с помощью пузырьковых камер и электронных установок при $E \leq 400$ ГэВ. При более высоких энергиях ($E = 400-2100$ ГэВ) изучены характеристики вторичных частиц в pp -взаимодействиях на ускорителе со встречными пучками протонов (ISR). Наконец, при $E \geq 1$ ТэВ имеются отдельные результаты, полученные при исследовании космических лучей.

Для описания экспериментальных данных используется широкий спектр моделей от классических до квантополевых [8—10, 28, 63, 98—101]*. Обилие различных подходов показывает, что в настоящее время мы далеки от создания единой картины множественных процессов. Однако описание отдельных характеристик черт инклюзивных процессов с помощью этих моделей позволяет в той или иной степени найти фрагменты этой картины, что уже является продвижением вперед на пути построения теории сильных взаимодействий. Поэтому рассмотрим сначала основные предсказания теории множественных процессов

* Простейшие варианты фрагментационных и мультипериферических моделей уже рассматривались при обсуждении множественности вторичных частиц (см. разд. 3.6).

(разд. 4.1 и 4.2), а затем обсудим экспериментальные результаты в трех физически выделенных областях фазового пространства: центральной и фрагментационных (разд. 4.3—4.5). Отдельно приведены распределения вторичных частиц по поперечному импульсу, которые широко используются для построения теоретических моделей (разд. 4.6). Здесь мы будем обсуждать так называемые мягкие соударения адронов, в которых вторичные частицы имеют $p_{\perp} \lesssim 1$ ГэВ. Жесткие столкновения, в которых образуются частицы с $p_{\perp} \gtrsim 1$ ГэВ, по-видимому, имеют другую природу, и их лучше рассматривать после введения основных понятий кварк-партоновой картины сильных взаимодействий (см. гл. 6).

4.1. МОДЕЛИ И ГИПОТЕЗЫ

Многочисленные модели множественного рождения частиц весьма условно можно разделить на статистические и мультипериферические.

Первая группа моделей исходит из представлений классической физики с учетом некоторых квантовых эффектов. Предполагается, что сталкивающиеся адроны образуют возбужденную систему, которая распадается по статистическим законам. Сюда относятся гидродинамические, статистические (термодинамические, фрагментационные модели, статистический бутстреп) и модели тормозного излучения [98—100].

Вторая группа моделей основана на квантовой теории поля. Процесс рождения частиц здесь рассматривается как результат образования многих возбужденных центров (резонансов, кластеров, частиц) [10]. Ярким представителем этой группы является мультипериферическая модель [94]. Ее развитие связано с инклюзивным реджеским подходом и партоновым описанием множественных процессов.

Кроме этих двух классов моделей существует еще целый ряд промежуточных подходов и большое количество гипотез, связанных с отдельными чертами множественных процессов [6, 28, 29]. Наиболее популярны гипотезы масштабной инвариантности и предельной фрагментации [6, 34]. Они стимулировали интенсивное исследование инклюзивных процессов при высоких энергиях.

Итак, только перечисление названий основных моделей и гипотез показывает, насколько сложна и многообразна природа множественных процессов. Поэтому мы остановимся только на общих физических основах этих моделей и их предсказаниях о поведении инклюзивных процессов при $s \rightarrow \infty$, оставляя в стороне те или иные конкретные схемы описания множественных процессов.

1. Статистические модели (СМ). Взаимодействие адронов при высоких энергиях прежде всего характеризуется большим числом вторичных частиц и сильным взаимодействием их между собой. Так, уже при $E \geq 2$ ТэВ среднее число вторичных адронов достигает 20 и растет логарифмически (или быстрее) с увеличением энергии. Поэтому описание всех свойств множественных процессов, как это было при низких энергиях, практически невозможно, и естественно перейти к изучению характеристик выделенных вторичных частиц, усредненных по всем открытым каналам реакции.

Аналогичная ситуация уже встречалась в классической физике, когда с увеличением числа элементарных объектов (молекул, атомов) перешли от методов классической механики к статистической физике. Однако в этом случае рассматриваются макроскопические системы, в то время как соударения частиц и обра-

зование новых адронов происходит на малых расстояниях, приблизительно равных 10^{-13} см. И все-таки большая множественность частиц и их перемешивание из-за сильного взаимодействия позволяют надеяться, что иногда и здесь возможно установление статистического равновесия. На этом предположении и основаны все модели статистического типа для описания множественных процессов. Конечно, они не могут отражать всю сложность обсуждаемых явлений, но позволяют выделить те стороны квантовой теории поля, которые допускают статистическую трактовку [102].

Рассмотрим необходимые условия статистического равновесия в классической физике. Вероятность W_n осуществления равновесного состояния системы n одинаковых частиц пропорциональна объему, который эта система занимает в фазовом пространстве:

$$W_n^{(1)} = \frac{C_n}{n!} [V]^{n-1} \rho_E, \quad (4.2)$$

где V — объем системы в координатном пространстве;

$$\rho_E = \int \delta^4(P_0 - \sum P_i) \prod_{i=1}^n d^3 p_i / E_i \quad (4.3)$$

— объем, занимаемый системой в импульсном пространстве; C_n — множитель, зависящий от множественности и квантовых чисел адронов (но не от их 4-импульсов). Кроме того, общее квантовомеханическое выражение для вероятности образования n -частиц

$$W_n^{(2)} = \frac{1}{n!} \int |M_H|^2 \delta^4(P_0 - \sum P_i) \prod \frac{d^3 p_i}{E_i} \quad (4.4)$$

Сравнивая (4.2) и (4.4), получим, что статистическое выражение (4.2) и квантовая формула (4.4) эквивалентны, если

$$|M_H|^2 = C_n V^{n-1}, \quad (4.5)$$

где, вообще говоря,

$$V = V_0 f(s, P_1, P_2, \dots, P_n). \quad (4.6)$$

Итак, в статистических моделях существенным элементом является предположение о величине и форме объема, в котором устанавливается равновесие, и о его зависимости от полной энергии, импульсов вторичных частиц и их квантовых чисел. Кроме того, при большом числе вторичных частиц вычисление статистического веса в р.я. является сложной задачей. Поэтому обычно используют термодинамическое приближение $n \gg 1$ для нахождения средних величин [98]. В статистических моделях, как правило, предполагается, что процесс взаимодействия адронов имеет три стадии:

- 1) начальную, в которой адронная система образуется в момент столкновения первичных частиц;
- 2) вторую — расширение системы;
- 3) конечную, на которой система распадается на реальные вторичные частицы.

Рассмотрим теперь конкретные СМ, которые обычно используются для описания некоторых характеристик множественных процессов [103—105].

Начальная стадия во всех моделях одинакова, а в модели Ферми она является единственной [103].

В с. п. н. из-за лоренцева сокращения оба нуклона в продольном направлении сжимаются в $2m_N/\sqrt{s}$ раз. В момент столкновения они сливаются в один диск с

$$V_0 = V_0 \cdot 2m_N/\sqrt{s}. \quad (4.7)$$

Приравняв этот объем двух оставшихся нуклонов объему одного нуклона до столкновения, Ферми фактически учитывает дополнительное сжатие нуклонов, происходящее в процессе столкновения [100]. Объем покоящегося

нуклона V_0 был принят равным объему шара:

$$V_0 = \frac{4}{3} \pi r_\pi^3 \approx \frac{4}{3} \pi m_\pi^{-3}, \quad (4.8)$$

где $r_\pi \approx 1/m_\pi$. В модели Ферми статистическое равновесие устанавливается в этом тонком диске и

$$T_\Phi \approx m_\pi (s/m_N^2)^{1/4}. \quad (4.9)$$

Отсюда в термодинамическом приближении ($n \gg 1$) [98]

$$\langle n_\Phi \rangle \approx 2,7 (s/m_N^2)^{1/4}, \quad (4.10)$$

что не противоречит экспериментальным данным (см. гл. 3). С другой стороны, при высоких энергиях, когда $T_\Phi \approx m_N$ [см. формулу (4.9)], в рамках этой модели следует ожидать преобладания нуклон-антинуклонных пар, что не согласуется с экспериментом. Более того, исходные положения этого подхода внутренне противоречивы: предполагается установление равновесия в системе, размеры которой при высоких энергиях много меньше размеров реальных частиц ($V_\Phi \rightarrow 0$ при $s \rightarrow \infty$).

Учет этого обстоятельства приводит к необходимости рассматривать вторую стадию процесса — расширение системы. Эта стадия изучается в двух вариантах [104, 105]. В модели Померанчука происходит изотропное расширение системы, во время которого из-за сильного взаимодействия рождаются новые частицы, и термодинамическое равновесие устанавливается в достаточно большом объеме, когда энергии частиц уже малы:

$$V_\Pi = nV_0 \approx \frac{4\pi}{3} n m_\pi^{-3}. \quad (4.11)$$

Поэтому излучение адронов (третья стадия) происходит при низкой температуре системы:

$$T_\Pi \approx m_\pi; \quad (4.12)$$

$$\langle n \rangle \approx 2,8 (s/m_N^2)^{1/2}. \quad (4.13)$$

В этом случае получается правильное соотношение между вероятностями излучения легких и тяжелых частиц, но множественность очень быстро растет с энергией $\langle n \rangle \sim \sqrt{s}$. Феноменологический учет периферичности соударений адронов путем введения коэффициента неупругости ($K \approx 0,4$) позволяет согласовать предсказания модели с экспериментом при $E = 5-100$ ГэВ ($n \lesssim 10$) [98]. Однако предположение об изотропном расширении тонкого диска противоречит общим представлениям [100].

Действительно, энергия в объеме тонкого диска вряд ли может перейти в хаотическое движение частиц, так как в начальном объеме невозможно разместить и одну частицу, движущуюся в произвольном направлении. Поэтому существенный вклад должно вносить одномерное расширение системы вдоль оси соударения.

Учет его был сделан в рамках классической релятивистской гидродинамики (гидродинамическая модель Ландау [105]). В принципе свойства вторичных частиц — большие скорости и их сильное взаимодействие между собой указывают на возможный гидродинамический характер процессов.

В гидродинамической модели предполагается, что уже на первой стадии устанавливается термодинамическое равновесие, которое и определяет множественность вторичных частиц $\langle n \rangle \sim s^{1/4}$. Гидродинамическое расширение системы происходит вдоль оси соударения первичных частиц, и оно обуславливает распределение по скоростям реальных адронов. На гидродинамическое расширение накладывается тепловое движение в собственной системе элемента жидкости, которое описывается формулой Бозе или Ферми в зависимости от типа статистики вторичных частиц. В процессе расширения температура элемента жидкости уменьшается, и при $T \approx T_\pi \approx m_\pi$ наступает распад системы на реальные частицы. Таким образом, в гидродинамической модели Ландау соедине-

ны вместе те стороны моделей Ферми и Померанчука, которые согласуются с экспериментом ($\langle n \rangle \sim s^{1/4}$ и $T \approx m_\pi$). Однако квантовый характер столкновения частиц требует выполнения условий квазиклассического описания системы на всех стадиях процесса. Это требование, как показал Д. И. Блохинцев [106], налагает ограничение на допустимое число слоев, на которые можно разбить тонкий диск:

$$n_{cl} \ll \sqrt{m_N/m_\pi} \approx 2,6, \quad (4.14)$$

что делает невозможным применение классической гидродинамики к начальной стадии. Поэтому вывод $0 \langle n \rangle \sim s^{1/4}$ в этой модели является необоснованным. Релятивистскую гидродинамику можно привлечь к описанию только на более поздней стадии расширения системы, когда выполняются условия квазиклассичности. Оставляя в стороне более детальный разбор постулатов статистической теории и ее модификаций, сформулируем основные предсказания СМ для множественных процессов.

1) $\langle n \rangle \sim s^\alpha$, где $\alpha = 1/3 - 1/2$.

2) Спектр частиц по быстротам определяется гидродинамической скоростью расширения системы и имеет гауссову форму с шириной L :

$$dn/n dy = \exp(-y^2/2L)/\sqrt{2\pi L}, \quad (4.15)$$

где

$$L \approx 0,56 \ln(E_s/m_N) + 1,6. \quad (4.16)$$

3) Из (4.15) следует, что в центральной области ($x \rightarrow 0$) плотность частиц растет с энергией, тогда как при конечных значениях x она практически не меняется.

4) В первом приближении

$$f(p_\perp, p_\parallel, s) = f_1(p_\perp) f_2(p_\parallel, s), \quad (4.17)$$

так как продольные составляющие импульсов вторичных адронов определяются одномерным гидродинамическим расширением, а перпендикулярные — тепловым движением ($T \approx m_\pi$).

5) Существенным предсказанием СМ является ограниченность распределения частиц по поперечным импульсам, которая естественно вытекает из низкой температуры распада системы на реальные адроны. Поэтому спектры вторичных частиц быстро падают с ростом поперечных импульсов [98] для пионов с $p_\perp \gg T_\Pi$

$$\frac{dn}{dp_\perp^2} \approx \frac{8}{3\sqrt{\pi}} \left(\frac{p_\perp^{1/2}}{T_\Pi^{5/2}} \right) \exp(-p_\perp^2/T_\Pi), \quad (4.18)$$

для тяжелых частиц с $m_i \gg m_\pi$

$$\frac{dn}{dp_\perp^2} \approx \frac{2}{m_i T_\Pi} \exp(-p_\perp^2/2m_i T_\Pi). \quad (4.19)$$

6) Средние поперечные импульсы невелики и составляют для пионов

$$\langle p_\perp \rangle \approx 2,37 T_\Pi \approx 0,33 \text{ ГэВ}, \quad (4.20)$$

для более тяжелых частиц

$$\langle p_\perp \rangle = \sqrt{\pi/2} m_i T_\Pi. \quad (4.21)$$

Из (4.20) и (4.21) получим, что

$$\frac{\langle p_\perp \rangle m_i}{\langle p_\perp \rangle m_\pi} \approx 0,50 \sqrt{m_i T_\Pi}, \quad (4.22)$$

т. е. $\langle p_\perp \rangle$ растет с массой частиц.

Учет бокового гидродинамического движения приводит к слабой зависимости $dn/dp_\perp^2$ от s и

$$\langle p_\perp \rangle \sim s^\beta, \quad (4.23)$$

где $\beta \approx 1/15$ при $E = 1-10^3$ ТэВ.

7) Распределения бозонов и фермионов по импульсам в собственной системе элемента описываются функциями Бозе и Ферми

$$\frac{dn(p)}{dp} = \frac{g_i}{(2\pi)^3} V \frac{1}{\exp\left(\frac{m_i}{T_\Pi} \sqrt{1 + \frac{p^2}{m_i^2}}\right) \pm 1}, \quad (4.24)$$

где g_i — статистический вес частицы*. Из (4.24) видно, что распад системы на адроны происходит изотропно.

8) Состав вторичных частиц определяется температурой распада системы $T \approx m_\pi$. Для $m_i > m_\pi$ и $n > 1$ справедливо соотношение

$$\frac{\langle n_i \rangle}{\langle n_\pi \rangle} \sim \frac{g_i}{g_\pi} \left(\frac{m_i}{m_\pi} \right)^{3/2} \exp(-m_i/m_\pi). \quad (4.25)$$

Экспоненциальный множитель в (4.25) и подавляет вероятность образования тяжелых частиц.

Итак, статистические модели дают целый ряд количественных предсказаний о характеристиках инклюзивных процессов при высоких энергиях (см. также обзоры [98—100]). Привлекательной чертой этих предсказаний является естественная ограниченность поперечных импульсов вторичных адронов, которая в квантовополевых моделях вводится как дополнительный постулат теории, основанный на экспериментальных данных. Однако сличение СМ с экспериментом представляет собой сложную проблему, связанную, как правило, с образованием многих возбужденных центров при соударениях адронов (мультипериферизм сильных взаимодействий), а не единой статистической системы, как предполагается в теории. Поэтому СМ могут претендовать на описание только части взаимодействий или таких систем вторичных адронов, характеристики которых не противоречат их образованию в результате распада статистической системы [98, 107]. Для отбора таких взаимодействий или группы вторичных адронов используют различные феноменологические параметры, которые определяются коэффициентами неупругости, распределениями частиц по переданным импульсам, углам и т. п. Это обстоятельство существенно ограничивает область применимости СМ, но некоторые черты множественных процессов удовлетворительно описываются формулами статистической теории. Является ли это случайным совпадением или связано со статистическими элементами квантовой теории поля, которые начинают играть заметную роль при $n \approx 10$, покажет сравнение теории с экспериментом в широком энергетическом интервале после вступления в строй нового поколения ускорителей ($E \lesssim 10^3$ ТэВ).

2. Мультипериферические модели (ММ). Мультипериферическая схема сильных взаимодействий единым образом охватывает все процессы при высоких энергиях. Ее развитие связано с кварк-партоновыми представлениями о структуре адронов, которые возникли в результате исследований жестких процессов (см. гл. 6—8) [6]. В последние годы кварковые модели успешно применяются и для описания обычных (мягких) взаимодействий (см. гл. 7).

Мы уже кратко касались ММ при обсуждении множественности вторичных частиц в адронных соударениях (см. разд. 3.6). Здесь же мы рассмотрим их предсказания для инклюзивных процессов типа (4.1).

Многие черты сильных взаимодействий при высоких энергиях можно понять, если использовать фундаментальный экспериментальный факт об ограниченности поперечных импульсов вторичных частиц. В широком интервале энергий (10—1000 ГэВ) поперечные импульсы адронов ограничены значением 0,3—0,4 ГэВ и практически не растут с увеличением начальной энергии (см. гл. 4)

* $g_i = (2T_i + 1)(2S_i + 1)$, где T_i и S_i — изотопический и обычный спины частиц.

Это ограничение и свойства простейшей мультипериферической диаграммы (см. рис. 3.16) позволяют получить основные характеристики инклюзивных процессов в рамках ММ [108].

Для этого рассмотрим поведение полных переданных импульсов t_i группе частиц при $s \rightarrow \infty$, используя экспериментальный факт ограничения $p_{i\perp}$. Общее выражение для t_i имеет вид

$$t_i = (p_a - p_1 - p_2 - \dots - p_i)^2, \quad (4.26)$$

где $i=1, 2, \dots, n$. В силу ограниченности $p_{i\perp}$ энергия i -й частицы

$$E_i \approx p_{i\parallel} + m_{i\perp}^2/2p_{i\parallel}. \quad (4.27)$$

Подставляя (4.27) в (4.26), получаем

$$t_i \approx (p_a - p_{1\parallel} - p_{2\parallel} - \dots - p_{i\parallel})^2 \left(\frac{m_a^2}{p_a} - \frac{m_{1\perp}^2}{p_{1\parallel}} - \dots - \frac{m_{i\perp}^2}{p_{i\parallel}} \right) - (p_{1\perp} + \dots + p_{i\perp})^2 = (1 - \lambda_1 - \lambda_1 \lambda_2 - \dots - \lambda_1 \lambda_2 \dots \lambda_i) \left[m_a^2 - \frac{m_{1\perp}^2}{\lambda_1} - \dots - \frac{m_{i\perp}^2}{\lambda_1 \dots \lambda_i} \right] - (p_{1\perp} + \dots + p_{i\perp})^2. \quad (4.28)$$

Таким образом, t_i зависит от поперечных импульсов и отношения продольных импульсов.

Основным предположением ММ является конечность t_i при $s \rightarrow \infty$. В этом случае из (4.28) можно получить два основных вида кинематики. В первом случае продольные импульсы уменьшаются от частицы к частице в некоторое конечное число раз, причем парные энергии $s_{i,i+1}$ остаются конечными. Этот случай мы уже рассматривали в гл. 3. Такая кинематика называется мультипериферической. Во втором варианте одно или несколько значений λ_i стремятся к нулю, а это означает, что одна или несколько полных энергий растут с ростом начальной энергии [см. формулу (3.31)]. Например, при $\lambda_{i+1} \rightarrow 0$ большими могут оказаться t_{i+1} , t_{i+2} , ... (t_{i+1} , ... t_i вообще не зависят от λ_{i+1}). Из (4.28) видно, что, для того чтобы t_{i+1} осталась конечной, необходимо (и достаточно), чтобы комбинация

$$1 - \lambda_1 - \lambda_1 \lambda_2 - \dots - \lambda_1 \lambda_2 \dots \lambda_i \approx \lambda_{i+1} \rightarrow 0. \quad (4.29)$$

В этом случае t_{i+2} , t_{i+3} , ... также будут конечными, откуда следует, что для t_i остается лишь член с перпендикулярными импульсами

$$t_i = -(p_{1\perp} + \dots + p_{i\perp})^2. \quad (4.30)$$

В этом варианте частицы в конечном состоянии распадаются на группы частиц (рис. 4.1) таким образом, что в каждой из них кинематика частиц оказывается мультипериферической. Поскольку парные энергии $s_{i,i+1}$, $s_{j,j+1}$ велики, между этими группами происходит обмен реджеонами. Уравнение (4.30) показывает, что переданный импульс, текущий по реджеону, связан лишь с поперечными компонентами импульса частиц. В этом случае говорят обычно о мультиреджеонной кинематике. Переход от мультипериферической кинематики к мультиреджеонной происходит при увеличении передачи импульса. Эксперты утверждают, что при современных энергиях, достигнутых на ускорителях, на долю мультипериферической кинематики приходится примерно 80% событий. Поэтому предметом нашего рассмотрения

* Здесь мы будем следовать работе [108].

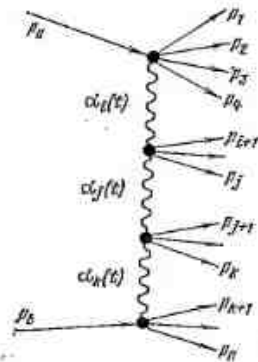


Рис. 4.1. Мультиреджеонная кинематика множественных процессов

в основном будет кинематика образования частиц с конечными значениями парных энергий $s_{i,i+1}$.

Рассмотрим импульсные характеристики инклюзивных процессов в ММ. Поскольку сами импульсы p_i отличаются один от другого в определенное число раз, их логарифмы должны отличаться друг от друга на величину, не зависящую от энергии, и значение

$$\ln y_i = y_i - y_{i-1} = \ln \frac{p_{i\parallel} m_{i-1\perp}}{p_{i-1\parallel} m_{i\perp}} = \ln \left(\lambda_i \frac{m_{i-1\perp}}{m_{i\perp}} \right) \quad (4.31)$$

остается приблизительно постоянным. Так как $\overline{\Delta y_i}$ не зависит от энергии, то

$$\text{удобно ввести понятие плотности } \rho(y) = \frac{f(y)}{c_{\text{полн}}} \text{ частиц в интервале } \Delta y \text{ и} \quad dn(y) = \rho(y) dy. \quad (4.32)$$

Обычная гипотеза в ММ состоит в том, что в центральной области $\rho(y) = \text{const}$. Это означает, что, допуская возможность флуктуаций λ_i , мы предполагаем, что они не меняются с i систематически. Такая однородность возникает в любой конкретной ММ, например в модели с лестничными диаграммами. При большом числе вторичных частиц модель, в которой $\rho(y)$ постоянна в центральной части и падает к краям, напоминает модель жидкости, имеющую постоянную плотность внутри сосуда и падающую около его стенок. Поэтому часто говорят о жидкостной модели или о модели фейнмановской жидкости [6].

Рассмотрим основные следствия мультипериферической модели, которые обычно сравниваются с экспериментальными данными.

1. Зависимость поведения полной множественности и корреляционных коэффициентов от энергии мы уже обсуждали в гл. 3 ($\langle n \rangle \sim \ln s$, $C_2(s) \sim \ln s$).

2. Распределение $\rho(y)$ зависит от области значений y ($Y = y_{\text{макс}} - y_{\text{мин}} = \ln s/m_{1\perp}^2$). Условно все распределение по y делится на три области: центральную и фрагментационные (см. рис. 1.8). Размеры этих областей оцениваются из конкретных ММ. В лестничной кинематике испускание двух частиц i, k происходит независимо друг от друга, если $|y_{ik}| = |y_i - y_k| > L$, где $L = 2-3$ [94]*. Поэтому примерные границы областей в л. с. следующие:

$$0 \leq y \leq L \text{ (область фрагментации мишени);} \quad (4.33)$$

$$L \leq y \leq Y - L \text{ (центральная область);} \quad (4.34)$$

$$Y - L \leq y \leq Y \text{ (область фрагментации падающей частицы).} \quad (4.35)$$

3. В центральной области $\rho(y) = \text{const}$, значение $\rho(y)$ не зависит от энергии и сорта первичных частиц, от продольных компонент импульсов частицы c , а зависит только от ее квантовых чисел и $p_{\perp}^2$:

$$F_{ab}(Y - y, y, p_{\perp}^2) \xrightarrow{s \rightarrow \infty} f^c(p_{\perp}^2) \quad (4.36)$$

при $Y - y \gg L$, $y \gg L$ и $y \gg 2L$. Поэтому в распределении по y должно наблюдаться плато, размеры которого логарифмически увеличиваются с ростом s (см. рис. 1.5). Современные ускорители позволяют иметь $Y \leq 8,4$ (см. табл. 3.1), и только при энергиях ISR возможно кинематическое разделение областей (4.33)–(4.35).

Из соотношения (4.36) вытекают большие число следствий, которые и сравниваются с экспериментом. Перечислим некоторые из них:

а) множественность рождаемых частиц растет логарифмически, причем коэффициент при логарифме не зависит от типа первичных частиц, а определяется только видом частиц c [см. (3.9)];

б) в центральной области отношения числа частиц различного типа должны быть во всех реакциях одинаковыми и теми же при различных энергиях, поскольку они определяются $f^c(p_{\perp}^2)$;

* Величина L является корреляционной длиной, которая характеризует так называемые ближние корреляции частиц в процессах $a+b \rightarrow c_1+c_2+X$.

в) в силу независимости $\rho^c(p_\perp^2)$ от квантовых чисел начальных частиц среднее число частиц, являющихся компонентами изомультиплета, должно быть одинаковым. Например, $\langle n_{\pi^0} \rangle = \langle n_{\pi^-} \rangle = \langle n_{\pi^+} \rangle$; $\langle n_{K^0} \rangle = \langle n_{K^+} \rangle$; $\langle n_{\rho^0} \rangle = \langle n_{\rho^+} \rangle$ и т. д. Из-за сохранения странности, барионного числа — $\langle n_{K^+} \rangle = \langle n_{K^-} \rangle$; $\langle n_{\rho^+} \rangle = \langle n_{\rho^-} \rangle$

и т. п. Для того чтобы эти следствия имели место, требуются высокие энергии. Тогда усреднение характеристик рожденных частиц будет происходить на достаточно большом участке плато ($\Delta y \gg L$). По-видимому, выполнение этих следствий для пионов превосходит при меньших энергиях ($E \gtrsim 0,1$ ТэВ).

4. Распределения частиц по y во фрагментационных областях (см. рис. 1.8) определяются квантовыми числами соответствующих первичных частиц, но также не зависят от энергии. Действительно, так как $\bar{\lambda}_i$ и Δy_i не меняются с энергией, то с ростом s будет изменяться лишь длина центрального плато, а вид функции $\rho(y)$ должен оставаться неизменным:

$$\rho_{ab}(s, y, p_\perp^2) \xrightarrow{s \rightarrow \infty} \rho_{ab}(y, p_\perp^2) = \rho_{ab}(p) \quad (4.37)$$

для $y < L$, $y \gg L$ и

$$\rho_{ab}(s, y, p_\perp^2) \xrightarrow{s \rightarrow \infty} \rho_a(Y - y, p_\perp^2) = \rho_a(p) \quad (4.38)$$

для $y > Y - L$ и $y \gg L$.

Итак, излучение медленных (быстрых) частиц в л. с. к. не зависит от s и квантовых чисел падающей (исходящей) частицы. В результате при $s \rightarrow \infty$ возникают некоторые предельные распределения фрагментов мишени ($\rho_{ab}(p)$) и падающей частицы ($\rho_a(p)$).

Этот же результат был получен в [34] при рассмотрении адронов как протяженных объектов со многими внутренними степенями свободы, которые состоят, например, из кварков или партоннов. В этом случае взаимодействие происходит между составными частями адронов и с. ц. и. теряет свое выделенное значение (см. рис. 1.4). Поэтому распределения частиц по импульсам p_a анализируются в л. с. к. и в с. к. (см. гл. 1). При больших энергиях адроны пролетают, возбуждая друг друга, и их распад уже не связан с природой возбуждения. В результате при $s \rightarrow \infty$ справедливы формулы (4.37) и (4.38). Эта гипотеза предельной фрагментации была сформулирована в 1969 г. [34]. В настоящее время созданы более полные модели сильных взаимодействий, которые основаны на кварк-партонных представлениях о взаимодействиях частиц (см. гл. 6).

Таким образом, в рамках ММ и других представлений при $s \rightarrow \infty$ функции $\rho(y, p_\perp^2)$ не зависят от энергии во всем интервале изменения y .

Переменная y удобна при исследовании центральной области, а для изучения областей фрагментации обычно используют фейнмановскую переменную

— $x = 2p_\parallel / \sqrt{s}$ (см. гл. 1). В этом случае

$$\rho(x, p_\perp^2, s) \xrightarrow{s \rightarrow \infty} \rho(x, p_\perp^2). \quad (4.39)$$

Независимость распределения (4.39) по x и $p_\perp^2$ от полной энергии при $s \rightarrow \infty$ носят название фейнмановского скейлинга (или просто скейлинга). Она была получена в рамках партонной картины сильных взаимодействий [6]. Отличие скейлинга от гипотезы предельной фрагментации связано с включением центральной области ($x \rightarrow 0$) в (4.39).

Зависимость $\rho(x, p_\perp^2)$ от поперечных импульсов определяется уже конкретными ММ и теми переданными импульсами, которые существенны в лесенке (см. рис. 3.16). И хотя ограниченность значений $p_\perp$ в ММ фактически берется

из эксперимента, отметим предсказание большого сечения образования ρ -мезонов при высоких энергиях (1973 г.), основанное на поведении $\rho(p_\perp^2)$ [94]. В 1976 г. этот результат был получен в экспериментах (см. гл. 7).

Итак, из ММ и других аналогичных схем следует целый ряд общих закономерностей (см. наст. главу), которые практически не зависят от конкретизации типа диаграмм. Именно такие закономерности и являются целью нашего рассмотрения, так как они позволяют проверить основы ММ, а не произвольный выбор наиболее существенных диаграмм. Поэтому мы и не касались вопросов вычисления мультипериферических диаграмм, которые читатель может найти в обзорах [28, 63, 94, 101]. Кроме того, современный уровень экспериментальных данных адекватен именно такому подходу, так как в основном имеются данные не о первичных адронах, а об их продуктах распада, что существенно усложняет сравнение конкретных ММ с экспериментом.

Кроме того, мультипериферическое направление является квантовополевым описанием процессов взаимодействия частиц, и для него существует уже готовый аппарат фейнмановских диаграмм. В принципе он позволяет описать все процессы (от упругих до множественных) с помощью набора соответствующих мультипериферических диаграмм. Однако выбор этого набора в настоящее время является в значительной степени произвольным, что и заставляет искать новые пути построения теории сильных взаимодействий.

Предсказания ММ существенно отличаются от СМ, особенно при $s \rightarrow \infty$ (табл. 4.1).

Таблица 4.1. Сравнение выводов статистических и мультипериферических моделей для инклюзивных процессов

Характеристика ($s \rightarrow \infty$)	СМ	ММ
$\langle n(s) \rangle$	$\sim (s/m^2)^a$; $a = 1/s + 1/s$	$\sim \ln(s/m^2)$
dn/dy	$\sim \exp[-y^2/\ln(s/m^2)]$	const
Ширина плато	$\sim \sqrt{\ln(s/m^2)}$	$\sim \ln(s/m^2)$
Характерные массы	$m_\pi, m_N, \sqrt{s}$	m_π, m_N
Состав частиц	$n(\pi) \gg n(\rho)$	$n(\pi) \approx n(\rho)$
Число взаимодействующих частиц	n	Конечно

Однако при современных значениях энергий, достигнутых на ускорителях, отличие не столь драматично, как при $s \rightarrow \infty$. В этом мы уже убедились, анализируя зависимость $\langle n \rangle$ от энергии (см. гл. 3). Аналогичная ситуация имеет место и для некоторых других характеристик процессов (4.1). Поэтому определение области применимости СМ является задачей будущих экспериментов на новых ускорителях.

В теории элементы статистических моделей включаются в мультипериферическую схему сильных взаимодействий [10]. Например, предполагается, что в узлах диаграмм (см. рис. 3.16) возможно образование кластеров статистического типа. Для описания их распада используется теория Померанчука [104]. Эта модель хорошо разработана и доведена до экспериментального уровня. Результаты вычислений представлены в виде набора искусственных событий, что позволяет проводить наиболее полное сравнение с экспериментом (см. гл. 5). Теоретические попытки искать возможное образование статистических систем

в основном связаны с учетом взаимодействий частиц в конечном состоянии, что может приводить к термализации системы. В этом случае мультипериферия определяет лишь начальную стадию процесса, а основную роль играют термодинамические процессы.

Обсуждение основ и главных следствий двух классов моделей, которые широко используются для описания экспериментов по множественным процессам, показывает, насколько сложны и необычны рассматриваемые процессы. Практически впервые при описании соударений частиц предприняты попытки понять их с точки зрения классической физики (СМ). Основы квантового полевого описания инклюзивных процессов связаны с разработкой мультипериферических схем, нахождением их связи с инклюзивным реджевским подходом и с партонной картиной сильных взаимодействий (см. гл. 6).

4.2. ЗАКОНОМЕРНОСТИ ПОДХОДА К СКЕЙЛИНГУ. ОБОБЩЕННАЯ ОПТИЧЕСКАЯ ТЕОРЕМА

Дальнейшее развитие мультипериферической схемы связано с инклюзивным реджевским подходом. Связь этих моделей особенно ярко демонстрируется на примере двухчастичных процессов [10, 28, 108]

$$a(P_a) + b(P_b) \rightarrow a(P'_a) + b(P'_b). \quad (4.40)$$

Не будем проводить конкретных вычислений, а укажем только общую схему получения соотношений. Мнимая часть амплитуды процесса (4.40) связана со множественными процессами $ab \rightarrow n$ условием унитарности

$$\text{Im} f(ab \rightarrow a'b') = \sum_n \int M_n M_n^* \frac{d^2 p_1}{E_1} \dots \frac{d^2 p_n}{E_n} \delta^4(P_a + P_b - \sum p_i). \quad (4.41)$$

Графически это условие изображено на рис. 4.2. Произведение амплитуды перехода $ab \rightarrow n$ и амплитуды перехода $a'b' \rightarrow n$ интегрируется по инвариантному фазовому объему и суммируется по всем возможным значениям n . Используя мультипериферическую кинематику диаграмм лестничного типа, нетрудно оценить правую часть уравнения (4.41) [108]. В результате получаем

$$\text{Im} f(ab \rightarrow a'b') = f_i(t) s^{\alpha_i(t)-1}, \quad (4.42)$$

т. е. реджевское поведение амплитуды реакции (4.40) [см. формулу (2.43)]. Таким образом, множественное рождение частиц в мультипериферической кинематике приводит к тому, что асимптотика двухчастичных процессов определяется обменом подходящего полюса Редже (см. рис. 4.2).

Итак, мультипериферическая схема и реджевская модель бинарных реакций (см. гл. 2) представляют собой единое описание сильных взаимодействий при $s \rightarrow \infty$. Общая связь между ними позволяет использовать все сведения о свойствах реджеонов, которые получены из бинарных реакций и адронной спектроскопии, для описания множественных процессов [111]. В результате мы имеем большой фрагмент картины сильных взаимодействий, объединяющий наши знания о статических свойствах адронов и

динамических характеристиках их соударений при высоких энергиях.

В гл. 2 мы уже обсуждали применение реджевского описания для простейших инклюзивных процессов типа

$$a+b \rightarrow X, \quad (4.43)$$

которые определяют полные сечения $\sigma_{\text{полн}}$ взаимодействия адронов. В этом случае условие унитарности (4.42) при $t=0$ дает связь между $\sigma_{\text{полн}}(s)$ и амплитудой реакции (4.40) *:

$$\text{Im} f(s, t=0) = \sigma_{\text{полн}}(s)/4\sqrt{\pi}. \quad (4.44)$$

Для инклюзивных одночастичных процессов (4.1) существует

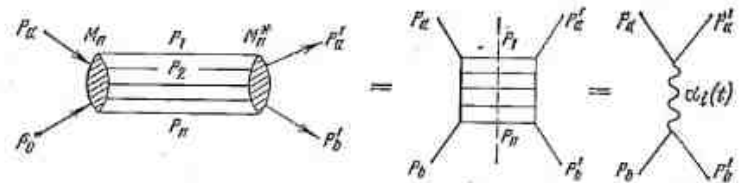


Рис. 4.2. Простейшая диаграммная интерпретация обмена реджеоном для бинарных реакций

аналогичное соотношение, которое связывает $f(p_a, s)$ реакции $ab \rightarrow cX$ со скачком шеститочечной амплитуды процесса, $ab\bar{c} \rightarrow ab\bar{c}$ (4.45):

в M_X^2 канале (обобщенная оптическая теорема) [112, 113].

Из самой записи инклюзивных процессов видно, что их сечения могут быть связаны с характеристиками упругих многочастичных процессов. Действительно, воспользуемся правилами переноса частиц из одной части уравнения (4.1) в другую, получим реакцию

$$a+b+\bar{c} \rightarrow X, \quad (4.46)$$

которая описывается той же амплитудой, что и (4.1), но в другой области значений кинематических переменных. Кроме того, реакция (4.46) аналогична процессу (4.43), и, следовательно, сечения инклюзивных процессов (4.1) могут быть связаны с мнимой частью амплитуды упругого рассеяния трех частиц ($3 \rightarrow 3$):

$$a+b+\bar{c} \rightarrow a+b+\bar{c}. \quad (4.45')$$

Обобщенная оптическая теорема (аналогично оптической теореме) дает связь между инвариантными сечениями одночастичных (многочастичных) инклюзивных процессов и мнимой частью амплитуды трехчастичного (или многочастичного) рассеяния на нулевые углы (все $t_i=0$). На рис. 4.3 представлены диаграммы, которые помогают понять содержание обобщенной оптической

* Оптическая теорема [см. формулу (2.4)].

теоремы. Сечение инклюзивного процесса (4.1) изображено на рис. 4.3,а. Оно соответствует диаграмме 4.3,б, где проводится суммирование по всем возможным каналам X (все промежуточные частицы реальные). Следовательно, диаграмма 4.3,б представляет собой мнимую часть (или скачок на разрезе) по переменной M_X^2 от амплитуды, изображенной на рис. 4.3,в. Кроме того, рис. 4.3,в соответствует процессу трехчастичного рассеяния (4.44) (рис. 4.3,г), но при нефизических значениях переменных

$$M_X^2 \leq (\sqrt{s} - m_c)^2. \quad (4.47)$$

В результате получается выражение для инклюзивного сечения реакции (4.1)

$$f(s, p_c) \approx \frac{1}{s} \operatorname{Im} M_{abc \rightarrow ab\bar{c}}(s, p_c, \text{ все } t_{ii}=0), \quad (4.48)$$

которое и называется обобщенной оптической теоремой [112, 113]. Эта формула является аналогом оптической теоремы для двухчастичных процессов (4.44). Однако если в последнем случае она

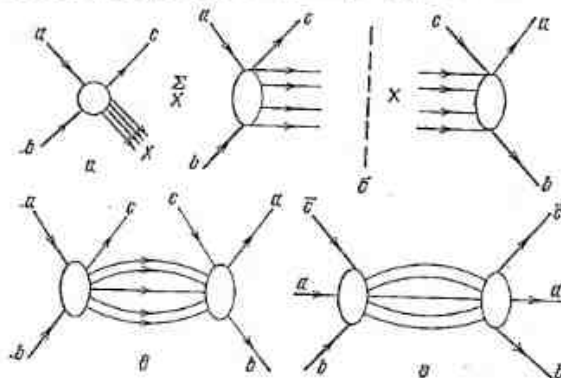


Рис. 4.3. Диаграммное представление обобщенной оптической теоремы

была строгой и все величины в ней могли быть измерены экспериментально (см. гл. 2), то для нахождения правой части уравнения (4.48) необходимо аналитическое продолжение амплитуды процесса (4.45) в нефизическую область значений переменных. Кроме того, измерение процесса трехчастичного рассеяния (3→3) невозможно. Поэтому без дополнительных предположений о поведении амплитуды трехчастичного упругого рассеяния мы не можем получить новых сведений об инклюзивных процессах.

Как мы видели (см. гл. 2), бинарные реакции при высоких энергиях неплохо описываются полюсной моделью Редже. На этом основании и делается дополнительная гипотеза о том, что асимптотическое поведение (3→3) амплитуды определяется теми же ведущими особенностями, что и асимптотика упругого рассеяния двух частиц (2→2) [114, 115]. Это означает, что если некоторые квадраты эффективных масс частиц в реакции (4.45) велики, на-

пример

$$s_{ab} = (P_a + P_b)^2 \gg (m_a + m_b)^2; \quad (4.49)$$

$$s_{ac} = (P_a + P_c)^2 \gg (m_a + m_c)^2; \quad (4.50)$$

$$s_{abc} = (P_a + P_b + P_c)^2 \gg (m_a + m_b + m_c)^2, \quad (4.51)$$

то по этим переменным амплитуда процесса имеет степенное реджевское поведение (4.42). Эта гипотеза приводит к трем предельным случаям, показанным на рис. 4.4:

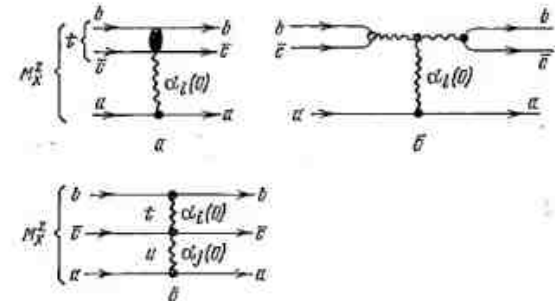


Рис. 4.4. Диаграммы для амплитуд рассеяния 3→3 в области фрагментации (а), трехреджеонной (б) и центральной (в)

1) область фрагментации (рис. 4.4,а) пучка или мишени ($s_{bc} \rightarrow \infty$ или $s_{ac} \rightarrow \infty$), соответствующая фиксированным значениям

M_X^2/s и t при $s \rightarrow \infty$ и $M_X^2 \rightarrow \infty$;

2) трехреджеонная область (рис. 4.4,б), соответствующая фиксированному значению t при $s \rightarrow \infty$, $M_X^2 \rightarrow \infty$ и $s/M_X^2 \gg 1$;

3) центральная область (рис. 4.4,в): $s_{ac} \rightarrow \infty$ и $s_{bc} \rightarrow \infty$, соответствующая фиксированному значению y при $s \rightarrow \infty$, $t \rightarrow \infty$, $u \rightarrow \infty$ ($tu \approx s, m_1^2$).

Обобщенная оптическая теорема и гипотеза факторизации ведущих полюсов Редже дают следующие выражения для инклюзивных сечений в области фрагментации частиц a и b соответственно [см. формулу (4.42)]:

$$\rho\left(\frac{M_X^2}{s}, p_{\perp}^2, s\right) \approx \sum_i \beta_i^{ac} \left(\frac{M_X^2}{s}, p_{\perp}^2\right) s^{a_i(0)-1}; \quad (4.52)$$

$$\rho(M_X^2/s, p_{\perp}^2, s) \approx \sum_i \beta_i^{bc} \left(\frac{M_X^2}{s}, p_{\perp}^2\right) s^{a_i(0)-1}, \quad (4.53)$$

где $\rho = f(p, s)/\sigma_{\text{полн}}$, $a_i(0)$ — пересечения соответствующих реджевских траекторий, β_i — их вычеты. При значениях $a(0) = 1/2$ для ρ , ω , f , A_2 -траекторий, $a(0) = 0$ для φ , f' -траекторий и $a_p(0) = 1$ энергетическая зависимость инклюзивных сечений определяется

выражением

$$\rho(M_X^2/s, p_\perp^2, s) = \beta_P(M_X^2/s, p_\perp^2) + s^{-1/2} \sum_{l=q, w, \dots} \beta_l(M_X^2/s, p_\perp^2) + s^{-1} \sum_{l=q, f} \beta_l(M_X^2/s, p_\perp^2). \quad (4.54)$$

Фиксированные значения M_X^2/s соответствуют фиксированным значениям p^c или y^c в л. с. к., поэтому (4.54) справедливо и для $\rho(p^c, s)$ или $\rho(y^c, p_\perp^2, s)$. Значение β_P не зависит от типа частицы пучка (мишени) в силу факторизации реджеполюсных амплитуд, т. е. $\rho(s) \xrightarrow{s \rightarrow \infty} \text{const}$. Этот результат мы уже получали в рамках ММ и в гипотезе предельной фрагментации. Новыми моментами здесь

в рамках ММ и в гипотезе скейлинга [см. (4.1)]. При фиксированных значениях переменных $y, m_\perp$ и конечных энергиях приближение к скейлингу в центральной области более медленное (пропорционально $s^{-1/4}$), чем в областях фрагментации (пропорционально $s^{-1/2}$). На рис. 4.5 схематически показаны различные области образования частиц в инклюзивных процессах и соответствующие им диаграммы трехчастичного рассеяния.

Из (4.54) и (4.57) также следуют общие выражения для зависимости полных инклюзивных сечений (или средних множественностей частиц) от энергии:

$$\sigma_{\Phi}(ab \rightarrow cX) = \sigma_{\text{полн}}^{(s)} \langle n \rangle_{\Phi} \approx (A_{\Phi} + B_{\Phi} s^{-1/2} + C_{\Phi} s^{-1}) \sigma_{\text{полн}}(s) \quad (4.58)$$

и

$$\begin{aligned} \sigma_{\Pi}(ab \rightarrow cX) &= \sigma_{\text{полн}}(s) \langle n_{\Pi} \rangle \approx \\ &\approx [A_{\Pi} + B_{\Pi} \ln s + C_{\Pi} s^{-1/2} + F_{\Pi} \ln s (s^{-1/2})] \sigma_{\text{полн}}(s), \end{aligned} \quad (4.59)$$

где σ_{Φ} и σ_{Π} — полные инклюзивные сечения во фрагментационной и центральной областях. Так как $\langle n_{\Pi} \rangle \gg \langle n_{\Phi} \rangle$, то рост полной множественности вторичных частиц определяется выражением (4.59), которое обычно и используется при анализе экспериментальных данных (см. гл. 3).

Таким образом, инклюзивный реджевский подход в первом приближении (учет только диаграмм полюсного типа см. рис. 4.4) дает простые энергетические зависимости инклюзивных сечений при конечных энергиях. Поправочные члены возникают за счет процессов с обменом двумя или большим числом реджеонов, а также в результате учета их взаимодействия между собой [118]. Эти члены могут оказаться существенными при изучаемых энергиях, но учет их является сложной и нерешенной проблемой [10]. Поэтому для сравнения с экспериментом обычно используют соотношения типа (4.54), (4.57) — (4.59) [9].

Итак, мы рассмотрели физические основы и предсказания статистических, мультипериферических моделей и инклюзивного реджевского подхода для описания множественных процессов. Каждый шаг в развитии этих теоретических представлений был связан с включением все большего количества экспериментальной информации о сильных взаимодействиях.

В результате вся совокупность данных от статических свойств адронов до их характеристик в инклюзивных процессах при высоких энергиях используется для интерпретации множественных процессов. Следующий этап связан уже с новыми данными о структуре самих адронов (кварк-партоновые модели, см. гл. 6), и мы будем его обсуждать после анализа общих характеристик поведения инклюзивных одночастичных и двухчастичных процессов (см. гл. 4, 5).

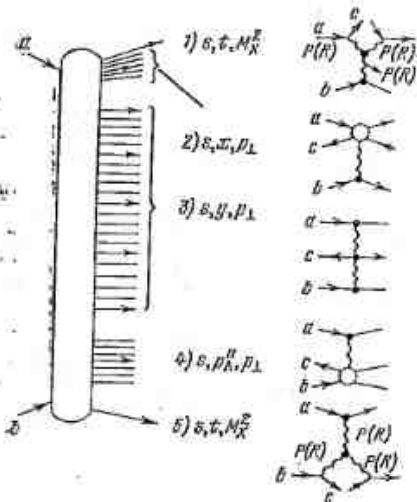


Рис. 4.5. Схематическое изображение различных областей множественного рождения частиц, соответствующих им реджеонным диаграммам трехчастичного рассеяния и переменных, используемых для их описания

является конкретизация этой константы β_P и энергетическая зависимость $\rho(s)$ при конечных энергиях

$$\rho(s) \approx \beta_P + (\text{const}) s^{-1/2}. \quad (4.55)$$

Для центральной области (рис. 4.4, 2)

$$\rho(p^c, s) \approx \frac{1}{s} \sum_{i,j} \Phi_{ij}(m_\perp) |t|^{a_i(t)} |u|^{a_j(u)}, \quad (4.56)$$

где $t = (P_a - P_c)^2$, $u = (P_b - P_c)^2$ и $\Phi_{ij}(m_\perp)$ — двухреджеонные вершинные функции, зависящие только от типа инклюзивной частицы c .

Из (4.56) следует, что

$$\rho(y, m_\perp, s) = \Phi_{pp}(m_\perp) + a(y, m_\perp) s^{-1/4} + \beta(y, m_\perp) s^{-1/2}. \quad (4.57)$$

Таким образом, в рамках этого подхода предсказывается существование асимптотического плато по быстротам с высотой $\Phi_{pp}(m_\perp)$, не зависящей от типа первичных частиц и одинаковой для частиц c и античастиц $\bar{c}$. Этот результат получается также и

4.3. ПОЛНЫЕ ИНКЛЮЗИВНЫЕ СЕЧЕНИЯ

Обсудим экспериментальные данные по реакциям (4.1). Рассмотрим сначала их полные сечения $\sigma(c)$. Они зависят от типов первичных и вторичных частиц, полной энергии взаимодействия и определяются поведением $\langle n_c(s) \rangle$ и $\sigma_{\text{неупр}}(s)$:

$$\sigma(c, s) = \langle n_c(s) \rangle \sigma_{\text{неупр}}(s),$$

энергетические зависимости которых рассмотрены выше (см. гл. 2 и 3). Поэтому здесь для полноты картины приведем только неко-

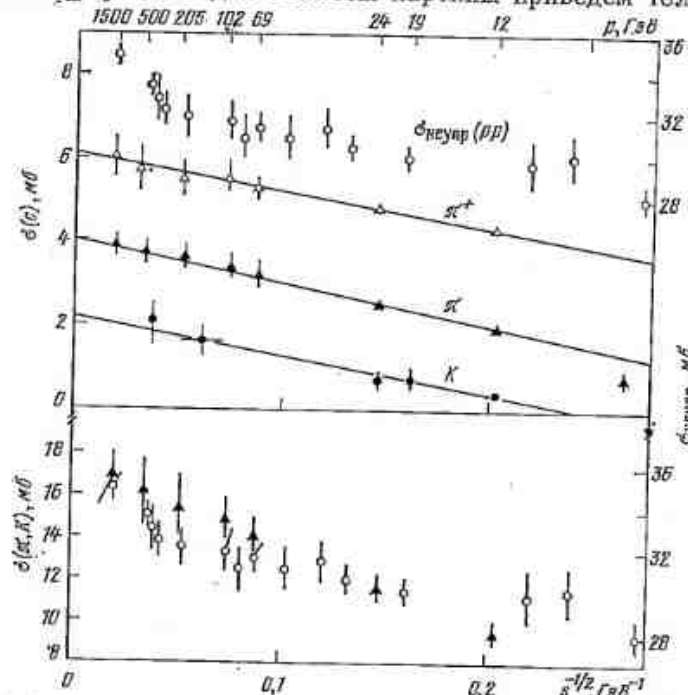


Рис. 4.6. Энергетические зависимости полного неупругого сечения (○) (шкала справа) и вкладов в $\sigma_{\text{неупр}}(pp)$ от $\sigma_{\text{неупр}}(\pi^+)$, $\sigma_{\text{неупр}}(\pi^-)$, $\sigma_{\text{неупр}}(K^+, K^-, K^0)$ (шкала слева) в л. с. к.

Внизу $\sigma_{\text{неупр}}(pp)$ и зависимость суммарного вклада от пионов и каонов всех типов (▲) в $\sigma_{\text{неупр}}(pp)$ от энергии (шкала слева)

торые дополнительные результаты и оценим вклад $\sigma(c, s)$ в полные сечения при высоких энергиях.

Сумма всех инклюзивных сечений связана с $\sigma_{\text{неупр}}(s)$ правилом сумм (1.26)

$$\pi/2 \sum_c \int f(x, p_{\perp}^2, s) dx_c dp_{\perp c}^2 = \sigma_{\text{неупр}}(s). \quad (4.60)$$

Это соотношение позволяет понять, за счет каких процессов (4.1) происходит рост полных сечений, открытие которого вызвало бур-

ное развитие новых теоретических представлений о природе сильных взаимодействий (см. гл. 2 и 4) [9, 10]. Для этого были найдены полные сечения процессов

$$p+p \rightarrow \pi+X; \quad (4.61)$$

$$p+p \rightarrow K+X \quad (4.62)$$

в интервале импульсов от 12 до 1500 ГэВ [9]. Значения их вкладов в $\sigma_{\text{неупр}}(s)$ приведены на рис. 4.6. Отсюда видно, что абсолютный рост сечений удовлетворительно объясняется ростом суммарного вклада от $\sigma(\pi)$ и $\sigma(K)$, обусловленного увеличением инклю-



Рис. 4.7. Зависимость инклюзивных сечений образования пионов от первичного импульса падающей частицы $p(\bullet)$, $\bar{p}(\square)$, $\pi^+(\bullet)$, $\pi^-(\square)$ и $K^-(\triangle)$

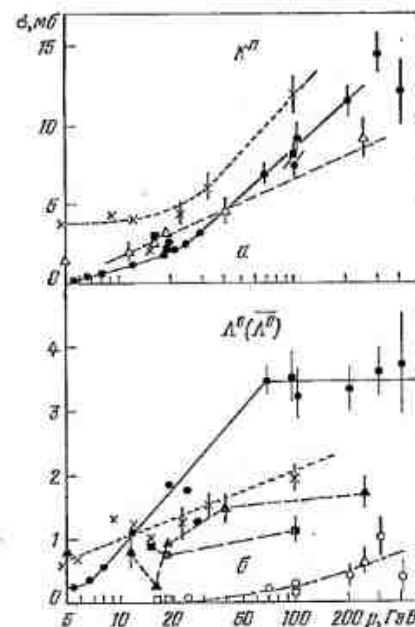


Рис. 4.8. Зависимость инклюзивных сечений образования нейтральных каонов $K^0 = (K^0, \bar{K}^0)$ от p в л. с. к. для $pp(\bullet)$ -, $\pi^+p(\square)$ -, $\pi^-p(\triangle)$ - и $\bar{p}p(\times)$ -взаимодействий (а); Λ^0 -частиц для $pp(\bullet)$ -, $\pi^+p(\square)$ -, $\pi^-p(\triangle)$ -, $\bar{p}p(\times)$ -взаимодействий и $\bar{\Lambda}^0$ -частиц для $pp(\circ)$ -, $\pi^+p(\square)$ -, $\pi^-p(\triangle)$ -взаимодействий (б) от p в л. с. к.

зивных сечений образования π - и K -мезонов в центральной области (см. разд. 4.4). Несомненно, что и другие инклюзивные процессы $\sigma(\bar{p})$, $\sigma(\Lambda^0)$ и т. п. также дают вклад в этот эффект, но их абсолютные значения еще малы при этих энергиях. Таким образом, рост полных сечений в основном объясняется ростом инклюзивных сечений образования легких частиц π , K при $x \approx 0$.

Энергетическая зависимость полных инклюзивных сечений, как и средняя множественность вторичных частиц, является первой проверкой гипотезы масштабной инвариантности (скейлинга) и предсказаний мультипериферических моделей [см. формулы (3.6)–(3.7)]. В этих моделях

$$\sigma(c) = A_c + B_c \ln s, \quad (4.63)$$

где

$$B_c = \pi \int f(0, p_\perp^2) dp_\perp^2. \quad (4.64)$$

На рис. 4.7, 4.8 приведены данные по инклюзивным сечениям образования пионов, каонов и $\Lambda(\bar{\Lambda})$ -частиц [9]. Рост сечений $\sigma(\pi)$ не противоречит логарифмической зависимости (4.63) при высоких энергиях $p \geq 100$ ГэВ. Однако вклад фрагментационной компоненты все еще существен, даже при $E \approx 300$ ГэВ, что проявляется в заметном отличии сечений выхода частиц и античастиц (табл. 4.2). Например, отношение $\sigma(\pi^-)/\sigma(\pi^+) = 0,80 \pm 0,08$ при $E_p = 303$ ГэВ.

Таблица 4.2. Полные инклюзивные сечения σ , мб, для π^+ -, π^- - и π^0 -мезонов в pp -взаимодействиях

p , ГэВ	$\sigma(\pi^+)$	$\sigma(\pi^-)$	$\sigma(\pi^0)$
69	$78,5 \pm 1,3$	$57,5 \pm 0,6$	$74,0 \pm 1,5$
100	$91,8 \pm 9,2$	$66,9 \pm 1,3$	85 ± 8
205	108 ± 11	86 ± 2	107 ± 7
303	126 ± 13	$99,5 \pm 3,0$	126 ± 9

Поэтому уже из приведенных данных видно, что энергетический порог для применения формулы (4.63) отодвигается в область более высоких энергий $E \geq 300$ ГэВ. В связи с этим при анализе экспериментальных данных по $\langle n(s) \rangle$ и $\sigma(c, s)$ используют более общие выражения, чем (4.63), с учетом обменов различными полюсами Редже в диаграмме трехчастичного рассеяния [см. формулы (4.58), (4.59)] [9]. Такой анализ при относительной узости ускорительного интервала энергий вряд ли может прояснить ситуацию, но он полезен для феноменологического описания имеющихся экспериментальных данных. Более четкие заключения получаются из изучения поведения инклюзивных сечений в центральной и фрагментационных областях.

4.4. ЦЕНТРАЛЬНАЯ ОБЛАСТЬ

При современных энергиях, достигнутых на ускорителях, кинематически разрешенная область по быстроте Y невелика и составляет $Y \leq 8,4$ при $E_p \leq 2$ ТэВ. По грубым оценкам (см. разд. 4.1) размеры области фрагментации $L = 2 \div 3$, поэтому величина центральной области $\Delta y \leq 2 \div 4$. В связи с этим при относительно низ-

ких энергиях $E \leq 100$ ГэВ происходит существенное перекрытие всех областей, и изучение поведения $\sigma(y, s, p_\perp^2)$ в центральной области возможно лишь при энергиях ISR.

Основные предсказания ММ для центральной области относятся к энергетическому поведению инклюзивных процессов типа (4.1) и независимости их от значения быстроты [см. (4.39) и (4.57)]. В статистических моделях плато в $\sigma(y, p_\perp^2, s)$ отсутствует и сечение растет с увеличением энергии (см. разд. 4.1 и табл. 4.1).

Исследования одночастичных инклюзивных процессов продолжают уже более 10 лет на всех ускорителях, по ним накоплена

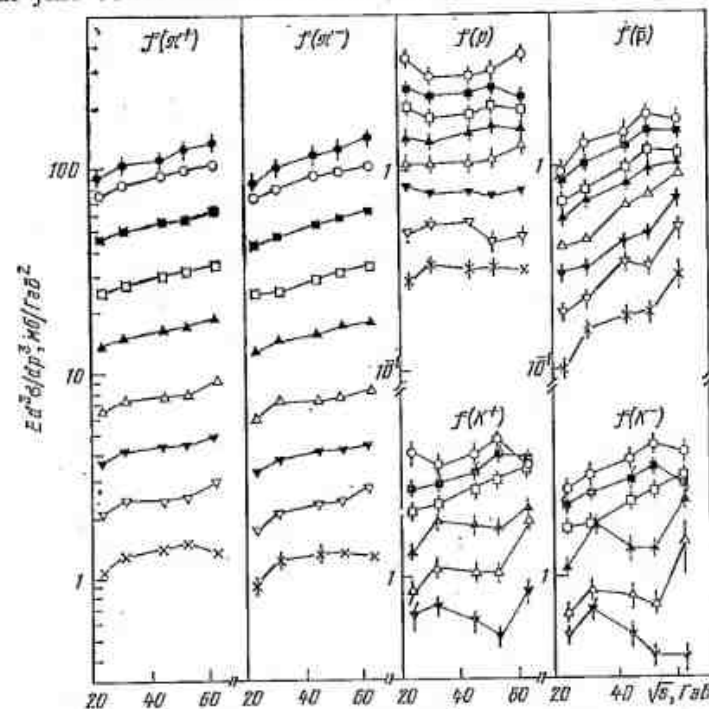


Рис. 4.9. Энергетическая зависимость $f(y^* = 0, s)$ при $\phi^* = 90^\circ$ в с. п. н. для разных значений $p_\perp$, ГэВ, при энергиях ISR ($\sqrt{s} = 23, 31, 45$ и 63 ГэВ).

$\pi^+ \pi^-$, p , $\bar{p}$, $K^\pm$; $p_\perp = 0,045$ (●); $p_\perp = 0,1$ (○) и $0,123$ (K, p) — (○); $p_\perp = 0,2$ (■); $p_\perp = 0,235$ (▲) и $0,28$ (K, p) — (□); $p_\perp = 0,337$ (■); $0,4$ (K) и $0,375$ (p) — (▲); $p_\perp = 0,5$ (■, K) и $0,474$ (p) — (△); $p_\perp = 0,6$ (▼), $0,7$ (▽) и $p_\perp = 0,8$ ГэВ (×).

обширная экспериментальная информация в интервале энергий от 5 до 2000 ГэВ. Наиболее интересный вопрос о выполнимости скейлинга при высоких энергиях был окончательно решен только в 1976 г. В начале было получено, что сечения не меняются в пределах погрешностей эксперимента: $\Delta\sigma(x=0)/\sigma(x=0) = (8 \pm 7)\%$

в интервале энергий от 400 до 1400 ГэВ и при $p_{\perp} \geq 100$ МэВ [8]. Дальнейшее развитие методики эксперимента позволяло снизить систематические погрешности до 2% и измерять вторичные пионы с $p_{\perp} \geq 40$ МэВ [119].

В результате было обнаружено сильное нарушение скейлинга вплоть до $E=2$ ТэВ при $x=0$. На рис. 4.9 приведена энергетиче-

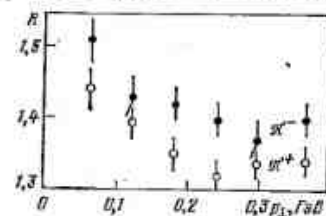


Рис. 4.10. Зависимость отношения инклюзивных сечений образования $\pi^{\pm}$ -мезонов при $\sqrt{s}=63$ и 23 ГэВ от $p_{\perp}$

ская зависимость сечений реакций (4.61), (4.62) и

$$p+p \rightarrow p+X; \quad (4.65)$$

$$p+p \rightarrow \bar{p}+X \quad (4.66)$$

при энергиях ISR: $\sqrt{s}=23, 31, 45$ и 63 ГэВ для разных значений $p_{\perp}$ и $\phi^*=90^\circ$ (см. также рис. 4.10). Как видно из рисунков, рост сечений зависит от $p_{\perp}$. Для интервала $p_{\perp}=40 \div 400$ МэВ и $x=0$ значения отношений сечений при $\sqrt{s}=63$ и 23 ГэВ составляют

$$R(\pi^+) = \sigma(63)/\sigma(23) = 1,36 \pm 0,02; \quad (4.67)$$

$$R(\pi^-) = \sigma(63)/\sigma(23) = 1,41 \pm 0,02. \quad (4.68)$$

Еще более быстро растет выход K -мезонов:

$$R(K^+) = 1,52 \pm 0,08; \quad (4.69)$$

$$R(K^-) = 1,69 \pm 0,08 \quad (4.70)$$

для $p_{\perp}=0,1 \div 0,3$ ГэВ. Аналогичные отношения для сечений реакций (4.65), (4.66) равны соответственно

$$R(\bar{p}) = 1,84 \pm 0,06; \quad (4.71)$$

$$R(p) = 1,08 \pm 0,05 \quad (4.72)$$

для $p_{\perp}=0,1 \div 0,5$ ГэВ.

Быстрый рост выхода K -мезонов и антипротонов с энергией при $x=0$ не является удивительным. Он в основном связан с пороговыми эффектами образования тяжелых частиц. Доля их невелика и составляет примерно 10% всех вторичных частиц при $\sqrt{s}=63$ ГэВ. Постоянство выхода протонов (4.72), вероятно, объясняется тем, что при низких энергиях $\sqrt{s} \approx 23$ ГэВ большая часть первичных протонов в результате процессов фрагментации

$p \rightarrow p$ (пп) из-за узости разрешенной области Y попадает в центральную область $x \approx 0^*$. С ростом энергии этот эффект уменьшается и компенсирует увеличение $\sigma(p)$ при $x=0$. Для оценки роста $\sigma(p)$ обычно используют соотношение $R(\bar{p}) \approx R(p)$.

Экспериментальные данные по инклюзивным процессам (4.61), (4.62) и (4.66) удовлетворительно описываются формулой

$$\sigma(s, p_{\perp}^2, x=0) = As^{\alpha} \exp(-Bm_{\perp}), \quad (4.73)$$

а для реакции (4.65) — выражением

$$\sigma(s, p_{\perp}^2, x=0) = As^{\alpha} \exp(-Bp_{\perp}). \quad (4.74)$$

Значения соответствующих параметров приведены в табл. 4.3

Таблица 4.3. Аппроксимация инвариантных сечений $\pi^{\pm}$ -мезонов при $x=0$ в интервалах $0,04 \leq p_{\perp} \leq 0,40$ ГэВ и $23 \leq \sqrt{s} \leq 63$ ГэВ

Тип зависимости	Частичка	$A, \text{мб/ГэВ}^2$	α	$B, \text{ГэВ}^{-1}$	$C, \text{ГэВ}^{-2}$	χ^2/N
$As^{\alpha} \exp(-Bp_{\perp})$	π^+	$51,2 \pm 0,1$	$0,1551 \pm 0,0002$	$5,73 \pm 0,01$	—	260/87
	π^-	$43,4 \pm 0,1$	$0,1752 \pm 0,0003$	$5,82 \pm 0,01$	—	206/87
$As^{\alpha} \exp(-Bp_{\perp}^2)$	π^+	$30,0 \pm 0,1$	$0,1546 \pm 0,0001$	$12,55 \pm 0,02$	—	741/87
	π^-	$25,2 \pm 0,1$	$0,1746 \pm 0,0001$	$13,13 \pm 0,02$	—	741/87
$As^{\alpha} \exp(-Bm_{\perp})$	π^+	$65,7 \pm 0,2$	$0,1547 \pm 0,0002$	$7,10 \pm 0,01$	—	69/87
	π^-	$81,4 \pm 0,1$	$0,1751 \pm 0,0002$	$7,19 \pm 0,01$	—	64/87
$As^{\alpha} \exp(-Bp_{\perp} - Cp_{\perp}^2)$	π^+	$43,1 \pm 0,1$	$0,1550 \pm 0,0001$	$3,81 \pm 0,01$	$4,45 \pm 0,03$	60/86
	π^-	$37,1 \pm 0,1$	$0,1752 \pm 0,0001$	$4,07 \pm 0,01$	$4,05 \pm 0,03$	42/86

и 4.4. Интересно отметить, что значение B практически не меняется в интервале 12—2000 ГэВ для пионов и каонов [9]. Рост сечений образования π - и K -мезонов в центральной области и обеспечивает увеличение полных сечений взаимодействия адронов с энергией (см. формулу (4.60) и разд. 4.3).

Таблица 4.4. Аппроксимация инвариантных сечений $K^{\pm}$ -мезонов, протонов и антипротонов при $x=0$ в интервале энергий $\sqrt{s}=23 \div 63$ ГэВ

Тип зависимости	Частичка	Интервал по $p_{\perp}, \text{ГэВ}$	$A, \text{мб/ГэВ}^2$	α	$B, \text{ГэВ}^{-1}$	χ^2/N
$As^{\alpha} \exp(-Bm_{\perp})$	K^+	0,1—0,3	$23,9 \pm 0,3$	$0,212 \pm 0,002$	$6,66 \pm 0,02$	22/22
	K^-	0,1—0,3	$17,4 \pm 0,2$	$0,264 \pm 0,002$	$7,09 \pm 0,03$	22/22
	$\bar{p}$	0,1—0,5	284 ± 94	$0,307 \pm 0,015$	$8,09 \pm 0,25$	53/42
	p	0,1—0,5	13083 ± 110	$0,035 \pm 0,001$	$9,24 \pm 0,01$	79/42
$As^{\alpha} \exp(-Bp_{\perp})$	$\{p\}$	0,1—0,5	$3,21 \pm 0,03$	$0,038 \pm 0,001$	$2,85 \pm 0,03$	43/42

* Кинематический переброс частиц из одной области в другую существенно затрудняет анализ поведения сечений в разных областях по быстроте при энергиях $E \leq 2$ ТэВ. К этому вопросу мы вернемся при обсуждении рождения резонансов (см. гл. 7).

Итак, установлено сильное нарушение фейнмановского скейлинга $\sigma(s, x=0) = \text{const}$ вплоть до $E=2$ ТэВ [119, 120]. В связи с этим естественны попытки спасти эту красивую гипотезу, учитывая ограничения доступных энергий. В рамках инклюзивного реджеонного подхода (см. рис. 4.4,2) обмен реджеонами дает энергетическую зависимость сечений, пропорциональную $s^{-1/2}$ и $s^{-1/4}$, которая и может объяснить наблюдаемый рост сечений. На рис. 4.11 приведены данные по реакциям

$$a+b \rightarrow \pi + X \quad (4.75)$$

во всем ускорительном интервале энергий и их описание с помощью двухреджеонной модели (4.56) [9]. Параметры этой мо-

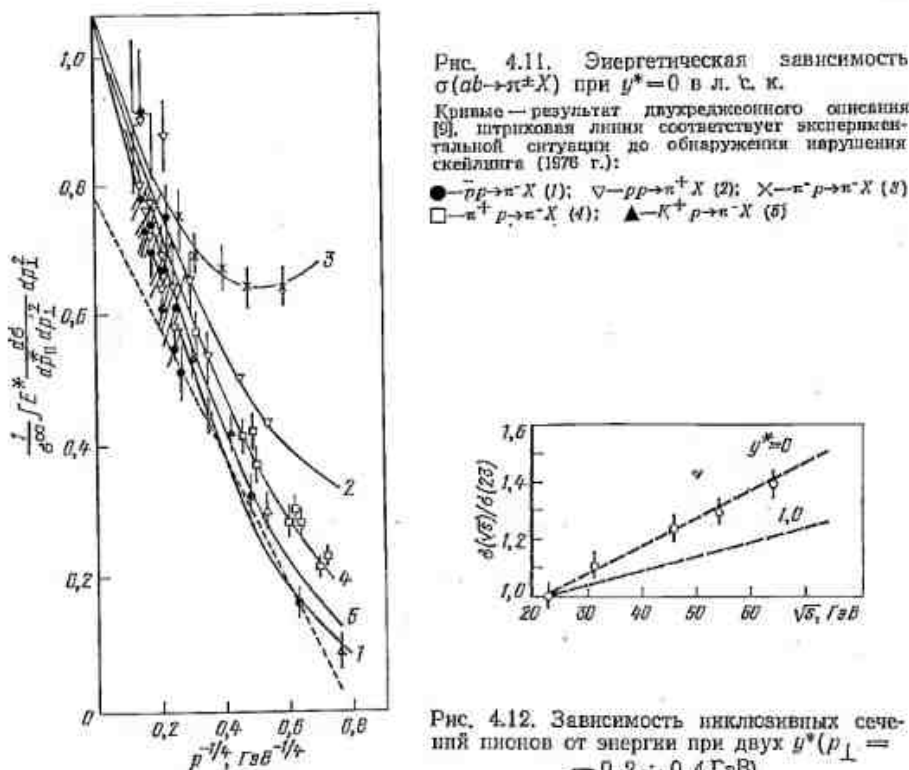
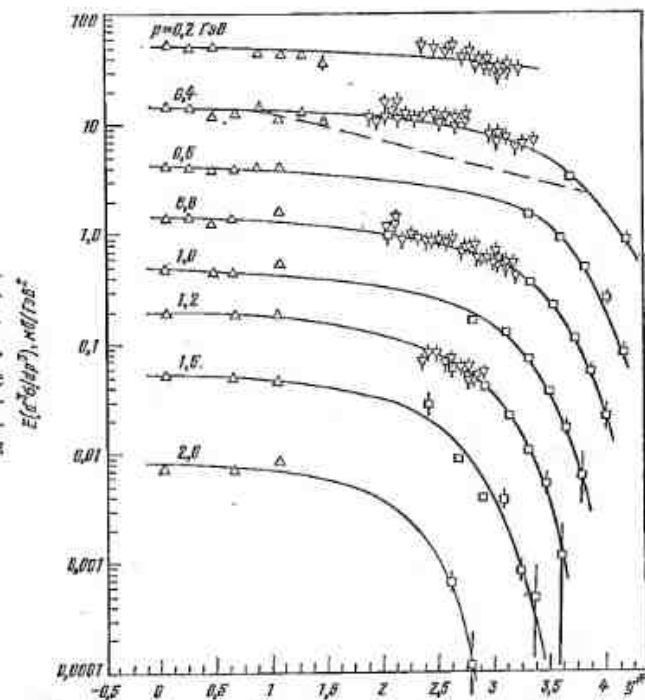


Рис. 4.12. Зависимость инклюзивных сечений пионов от энергии при двух $y^*(p_\perp = 0,2 \div 0,4 \text{ ГэВ})$

дели Φ_{ij} определены из анализа реакций (4.75) при низких энергиях (12 и 24 ТэВ). Значения вершинных функций Φ_{RR} , Φ_{RP} и Φ_{PP} оказались одного порядка, поэтому при низких энергиях существенны все члены в (4.57). Как видно из рисунка, экспериментальные данные удовлетворительно описываются двухреджеонной моделью. Они не противоречат существованию масштабного предела при более высоких энергиях $E \geq 2$ ТэВ, не зависящего от типа пер-

вичных частиц. Конечно, это описание является слишком грубым, чтобы предсказать существование скейлинга, но все-таки оно показывает непротиворечивость таких представлений с имеющимися экспериментальными данными. Кроме того, сильное нарушение скейлинга для пионов может быть связано с кинематикой рождения и распада резонансов при $E < 2$ ТэВ, продуктами которых они

Рис. 4.13. Зависимость $\sigma(pp \rightarrow \pi^\pm X)$ от скорости при различных $p_\perp$ и $\sqrt{s} = 53 \text{ ГэВ}$. Сплошные кривые проведены произвольно, штриховая кривая — по (4.76) при $y^* \geq 15$



являются (см. гл. 7) [121]. Поэтому для установления истинных масштабов нарушения скейлинга необходимо измерить сечения образования резонансов в центральной области.

Отсутствие скейлинга (по Фейнману) при $s \rightarrow \infty$ предсказывается в целом ряде моделей [9, 10, 122]. В частности, в гидродинамической модели $\sigma(x=0, s)$ медленно растет из-за логарифмического увеличения ширины спектра вторичных частиц (4.16). Инклюзивные сечения пионов удовлетворительно описываются этой моделью с температурой распада адронной жидкости $T(\pi^+) = 131,2 \pm 0,1$ и $T(\pi^-) = 129,4 \pm 0,1$ МэВ при скорости звука в ней 0,65с для π^+ - и 0,62с для π^- -мезонов [119].

Нарушение скейлинга уменьшается с увеличением y^* . На рис. 4.12 приведены значения $R(\pi)$ для $y^*=0$ и 1 при $p_\perp = 0,2 \div 0,4 \text{ ГэВ}$. Эта тенденция сохраняется и при больших y^* , что согласуется со скейлингом в области фрагментации первичных частиц (см. разд. 4.5).

Зависимость формы спектров пионов от y^* описывается выражением [123]

$$\sigma(y^*, p_{\perp}^2, s) = A(s) (1 + \beta y^*) \exp[-(b p_{\perp} + c p_{\perp}^2)] \quad (4.76)$$

при $|y^*| \leq 1,5$ и $p_{\perp} \geq 0,2$ ГэВ (рис. 4.13). При больших значениях y^* (область фрагментации) эта кривая идет ниже экспериментальных данных (см. рис. 4.13, штриховая кривая). Значения параметров в (4.76) приведены в табл. 4.5*.

Таблица 4.5. Значения параметров для описания реакций $pp \rightarrow \pi X$ по формуле (4.76)

Тип частицы	$\sqrt{s}$, ГэВ	b , ГэВ ⁻¹	c , ГэВ ⁻²	β	χ^2/N
π^+	30,6	$6,8 \pm 0,1$	$0,9 \pm 0,1$	$-0,15 \pm 0,01$	94/33
π^-	30,6	$7,1 \pm 0,1$	$0,8 \pm 0,1$	$-0,18 \pm 0,01$	201/33
π^+	52,8	$7,0 \pm 0,1$	$0,9 \pm 0,1$	$-0,12 \pm 0,01$	104/33
π^-	52,8	$7,2 \pm 0,1$	$1,1 \pm 0,1$	$-0,13 \pm 0,01$	92/33

Таким образом, сечения пионов падают на 12—15% при изменении значения быстроты на единицу. Поэтому о плато в центральной области можно говорить лишь в первом приближении. С увеличением массы вторичных частиц растет и отклонение от $\sigma(y^*) = \text{const}$. Например, для антипротонов значение $\beta(\bar{p}) = 0,5 \pm 0,1$ при $\sqrt{s} = 52,8$ [123]. Все эти данные, полученные при $E \leq 2$ ТэВ, показывают, что мы находимся еще далеко от асимптотического режима в центральной области, даже для образования самых легких частиц π . Поэтому для описания их характеристик по продольным переменным x, y необходимо учитывать вклад диаграмм с обменом реджеонами и кинематические ограничения, связанные с законами сохранения энергии—импульса [124]. С другой стороны, спектры вторичных частиц по поперечным импульсам оказались удивительно стабильными: они практически не зависят от энергии и сорта первичных частиц, от продольных переменных вторичных адронов и удовлетворительно описываются формулами (4.73) или (4.76)**.

Этот замечательный экспериментальный результат, который является основой всех современных представлений о природе множественных процессов, ярко проявился при изучении инклюзивных процессов на ускорителях (см. разд. 4.6). Впервые это было замечено при исследовании космических лучей [29].

* Удовлетворительное описание этих спектров получается и в рамках гидродинамической модели по формуле (4.15) с логарифмическим ростом $L(E_n)$.

** При $p_{\perp} > m - m_{\perp} = \sqrt{p_{\perp}^2 + m^2} \approx p_{\perp}$ и $B \approx b$ (см. табл. 4.3 и 4.5).

В заключение рассмотрим опять область энергий ускорителей обычного типа $E \leq 400$ ГэВ, на которых с помощью пузырьковых камер получены данные по инклюзивным процессам во всей области изменения быстроты [125]. На рис. 4.14 приведены распределения π^- -мезонов по y в л. с. к. для реакций

$$pp \rightarrow \pi^- + X \quad (4.77)$$

при $E_p = 28,5$; 200 и 300 ГэВ. Они дают наглядное представление о форме спектров и их зависимости от энергии в разных областях значений y в л. с. к. В центральной области (максимумы в распределениях) сечения увеличиваются в 2 раза в интервале 28—

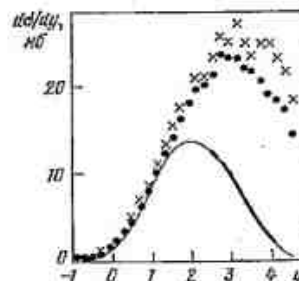


Рис. 4.14. Зависимость сечения реакции $pp \rightarrow \pi^- X$ от быстроты при разных E_p .
— 28,5 ГэВ; ● — 200 ГэВ; × — 300 ГэВ

300 ГэВ, что значительно больше, чем $R(\pi) \approx 1,4$ для интервала 300—2100 ГэВ/см [см. (4.67), (4.68)]. Поэтому можно считать, что рост $\sigma(y^* = 0, s)$ замедляется с увеличением энергии. При $E = 28,5$ ГэВ плато отсутствует, и только при $E_p = 300$ ГэВ оно появляется в узкой области по y ($|\Delta y| < 1$).

Таким образом, о центральной области, по-видимому, можно говорить лишь при $E \geq 300$ ГэВ. С увеличением энергии значение β уменьшается, и при $E_p = 1400$ ГэВ центральная область занимает $|\Delta y| \approx 2 \div 3$ с отклонением от $\sigma(y) = \text{const}$ на уровне 10% (см. табл. 4.5). Такая картина и ожидалась в мультипериферическом подходе с учетом грубых оценок размеров области фрагментации $L = 2 \div 3$ и кинематически разрешенной области $Y \leq 8$. Неожиданным оказалось только сильное нарушение скейлинга вплоть до $E_p = 2000$ ГэВ, что и привело к учету диаграмм, дающих сильные энергетические зависимости инклюзивных сечений от энергии*.

Кроме того, в области фрагментации протонов $y \leq 1$ в л. с. к. скейлинг наступает уже при довольно низких энергиях (см. рис. 4.14). Поэтому развиваемые представления о поведении инклюзивных сечений при $s \rightarrow \infty$ оказались применимыми для современных ускорительных энергий в областях фрагментации адронов.

* В связи с этим интересно отметить, что данные по множественности не противоречат скейлингу при $E \geq 100$ ГэВ (см. гл. 3). Они оказались нечувствительными к его нарушению из-за относительно больших погрешностей, связанных с отсутствием 4π-геометрии в экспериментах, проводимых на ISR.

4.5. ФРАГМЕНТАЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ

Фрагментационные процессы охватывают широкую область физических явлений, связанных со структурой первичных адронов. К ним относятся реакции дифракционной диссоциации $x \leq 1$, сечение которых соизмеримо с сечением упругого рассеяния адронов, и процессы фрагментации первичных частиц на несколько адронов ($0 < x < 1$) [10, 28, 53, 101]. Мы не будем обсуждать конкретные мультипериферические схемы, с помощью которых описывают эти реакции и извлекают важную информацию о структуре адронов, константах взаимодействия реджеонов и т. п., а остановимся лишь на общих закономерностях, связанных со скейлингом при $s \rightarrow \infty$.*

В мультипериферическом подходе для нормированных инклюзивных сечений $\rho(p, s) = f(p, s)/\sigma_{\text{полн}}(s)$ в области фрагментации предсказываются их быстрое приближение к предельному значению [см. (4.54)] и независимость от типа частицы, вызвавшей эту реакцию (свойство факторизации сечений)** . Размеры области фрагментации определяются теми расстояниями между первичными и вторичными частицами по продольным переменным $x, y, p_{\parallel}$, при которых еще существенны корреляции между ними. Оценки и прямые измерения этой корреляционной длины показывают, что $L \approx 2-3$ по быстрой.

Таким образом, изучение свойств фрагментационных процессов обычно проводится на расстояниях порядка L от быстрой первичных частиц или при $x > 0$ в с. ц. и. (см. разд. 1.5). Очень часто используют также переменные $p_{\parallel}^c$ в лабораторной или антилабораторной системах, что связано с гипотезой предельной фрагментации, которая оказалась справедливой при относительно низких энергиях [34, 126, 127]. Из рис. 4.14 видно, что область выполнения скейлинга $\Delta y_L \approx 2$ в реакциях $pp \rightarrow \pi X$ соответствует ожидаемому значению L в ММ. Общая ситуация с подходом к скейлингу для различных процессов при фрагментации протонов в $\pi^{\pm}$ -мезоны приведена на рис. 4.15. Эти данные получены в экспериментах, выполненных с помощью пузырьковых камер, где регистрируются все заряженные пионы с $p \geq 40$ МэВ ($E \leq 300$ ГэВ). Данные при максимальных энергиях указывают на то, что масштабный предел, по-видимому, существует и факторизация выполняется при $s \rightarrow \infty$.

Как видно из рисунка, поведение инклюзивных процессов в области фрагментации протона зависит от типа первичных и вторичных частиц. Например, сечения реакций $\pi^- p \rightarrow \pi^- X$ и $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ X$ быстро уменьшаются с увеличением энергии, в то время как сечения реакций $pp \rightarrow \pi^{\pm} X$ и $\pi^{\pm} p \rightarrow \pi^{\mp} X$ практически постоянны. Это различие обычно объясняется в рамках дуального подхода [128].

* Подробное описание фрагментационных процессов и теоретических моделей можно найти в обзорах [10, 28, 53, 63, 94, 101].

** В статистических моделях фрагментационные процессы не имеют ясной интерпретации [28, 98-100].

В этом случае особенности амплитуды рассеяния $3 \rightarrow 3$ (4.46) в t -канале определяются квантовыми числами состояний $abc, ab, a\bar{c}$ и $b\bar{c}$. Если ни одно из квантовых чисел этих состояний не является экзотическим, т. е. они могут быть построены в обычной трехкварковой модели, то возможны обмены различными реджеонами и должна наблюдаться сильная энергетическая зависимость типа (4.54)*. К таким реакциям и относятся процессы $\pi^{\pm} p \rightarrow \pi^{\pm} X$. Для тех же процессов, в которых по крайней мере одно из состояний является экзотическим, быстро начинает доминировать обмен помероном, т. е. наступает ранний скейлинг (табл. 4.6). С точки зре-

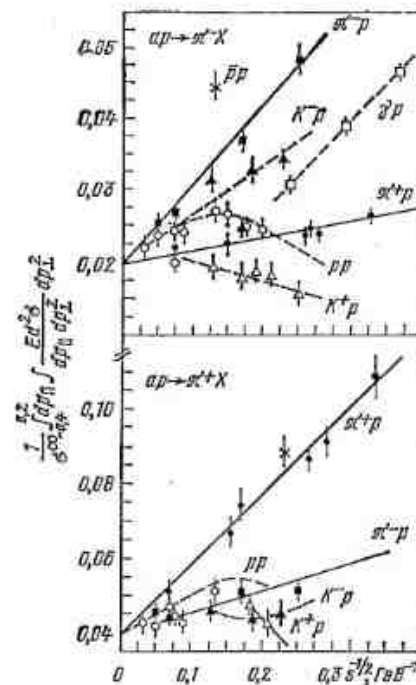


Рис. 4.15. Приближение к скейлингу в области фрагментации протонов для инклюзивного образования пионов.

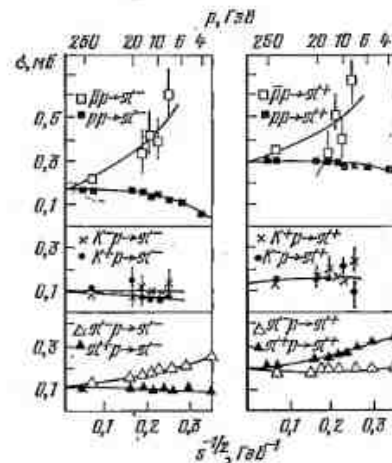


Рис. 4.16. Энергетическая зависимость инвариантных сечений образования π^- -мезонов и π^+ -мезонов в $p^{\pm}p$, $K^{\pm}p$ - и $\pi^{\pm}p$ -взаимодействиях. Сечения проинтегрированы по кинематической области:

$0,0 \leq p_{\parallel}^c \leq 0,6$ ГэВ; $60,75^{\circ} \leq \theta^c \leq 83,25^{\circ}$. Кривые — аппроксимации данных по формуле (4.54)

ния (4.54) это обстоятельство связано с полным или частичным сокращением вкладов вторичных полюсов Редже. К таким процессам относится, например, $pp \rightarrow \pi^{\pm} X$, в котором барионное число начального состояния, равное двум, не может быть получено из трех кварков. Аналогичное поведение сечений наблюдается и в области фрагментации пионов [129].

* Так как в кварковой модели (или в схеме $SU(3)$) находят свое место все обнаруженные частицы, то экзотичность состояния означает отсутствие соответствующей частицы или резонанса в природе.

Таблица 4.6. Экзотичность различных состояний для реакций $ab \rightarrow cX$

Реакция	ab	abc	ac	bc
$pp \rightarrow \pi^- X$	Экзотическое	Экзотическое	—	—
$\pi^+ p \rightarrow \pi^- X$	—	Экзотическое	Экзотическое	—
$K^+ p \rightarrow \pi^- X$	Экзотическое	Экзотическое	Экзотическое	—
$pp \rightarrow \pi^+ X$	Экзотическое	Экзотическое	—	—
$\pi^- p \rightarrow \pi^+ X$	—	—	Экзотическое	—
$K^+ p \rightarrow \pi^+ X$	Экзотическое	Экзотическое	—	—
$K^- p \rightarrow \pi^+ X$	—	—	Экзотическое	—

Камерные данные (см. рис. 4.15) из-за небольшой статистики проинтегрированы по поперечным импульсам вторичных частиц. На рис. 4.16 приведены данные по сечениям инклюзивных процессов в области фрагментации протона при $p_{\perp} \approx 0,3$ ГэВ и $y \approx 0,6$ в л. с. к. в интервале первичных импульсов от 4 до 250 ГэВ, полученные с помощью электронной методики [130]. Они также указывают на существование асимптотического предела и удовлетворительно описываются зависимостью (4.54). Различие в приближении к пределу для реакций $pp \rightarrow \pi^+ X$ (см. рис. 4.15 и 4.16), вероятно, связано с разными областями изменения переменных, в которых определялись сечения. Поэтому для понимания природы раннего скейлинга в области фрагментации и для определения вкладов предасимптотических членов в (4.54) необходимы новые, более полные данные в широкой области изменения продольных и поперечных переменных вторичных частиц.

Для полноты картины приведем данные (рис. 4.17) по экзотическим реакциям $pp \rightarrow cX$ при $p_{\perp} = 0,4$ ГэВ в широком интервале энергий $\sqrt{s} = 6,8 \div 53$ ГэВ. Для всех типов вторичных частиц скейлинг в области фрагментации наступает рано (см. рис. 4.17, а) и форма распределений по быстротам в л. с. к. практически не зависит от типа вторичных частиц (рис. 4.17, б).

В ряде экспериментов [9] проводилась специальная проверка факторизуемости траектории Померанчука, которая приводит при $s \rightarrow \infty$ к соотношениям [см. (4.54)]

$$\frac{\sigma(pp \rightarrow c)}{\sigma(p'p \rightarrow c)} = \sigma_{\text{полн}}(ap) / \sigma_{\text{полн}}(a'p). \quad (4.78)$$

Соотношения между полными сечениями определялись по аддитивной кварковой модели (см. гл. 7), а отношения инклюзивных сечений — по экспериментальным данным при экстраполяции их энергетических зависимостей к $s \rightarrow \infty$ по формуле (4.54) [130, 131]. Результаты такого сравнения находятся в разумном согласии с (4.78) (табл. 4.7).

Эксперименты, проведенные на ISR в дифракционной области $x \rightarrow 1$, показали, что факторизация сечений выполняется с точностью не более 5% при $|t| \leq 0,5$ ГэВ² и нарушается при больших

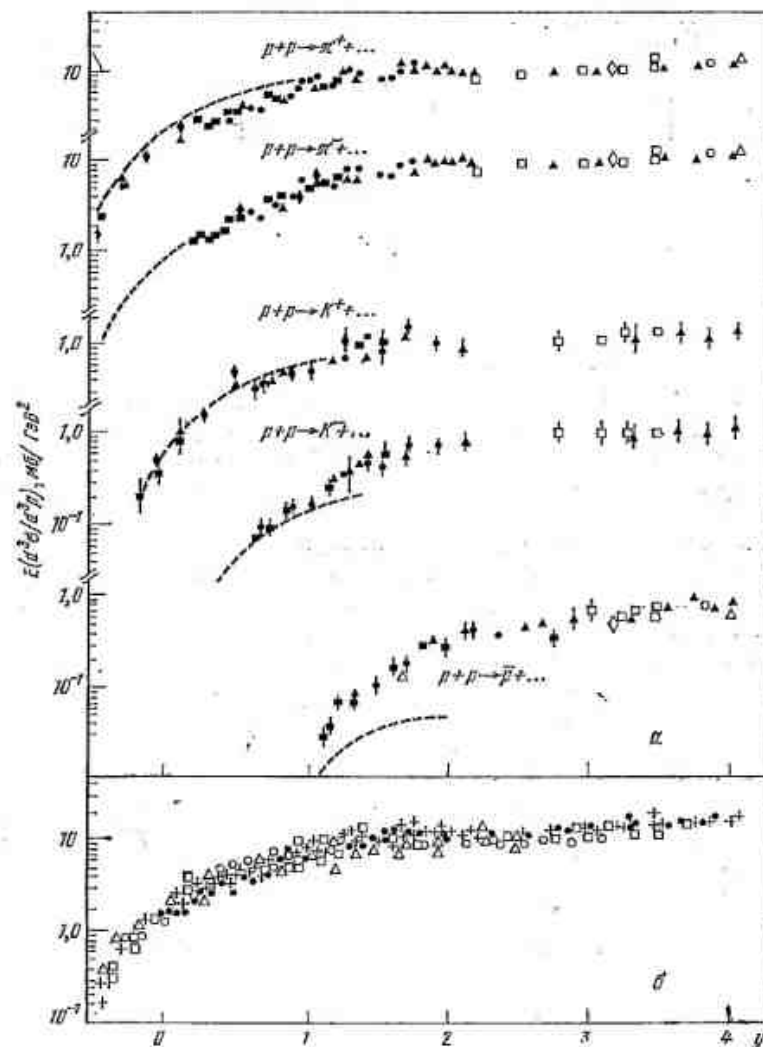


Рис. 4.17. Инвариантные сечения процессов $pp \rightarrow cX$ при $p_{\perp} = 0,4$ ГэВ и $c = \pi^{\pm}, K^{\pm}, \bar{p}$ в интервале энергий $\sqrt{s} = 6,8 \div 53$ ГэВ (а) и те же распределения, полученные простым сдвигом по быстротам и перенормировкой спектров разных частиц [131] (б)

значениях t . Это, по-видимому, связано со значительным вкладом реджевских ветвлений при больших переданных импульсах [9]. Суммируя результаты изучения инклюзивных процессов во фрагментационной области протонов, можно утверждать, что для экзотических реакций скейлинг наступает рано ($E \geq 10$ ГэВ), нормированные инклюзивные сечения различных процессов, вероятно, стремятся к одному асимптотическому пределу и факторизуемость

Таблица 4.7. Проверка факторизуемости траектории Померанчука при $p_{\perp}(c) \approx 0,3$ ГэВ

R	$c = \pi^-$	$c = \pi^+$	$c = K^+$	$c = p$	Кларковская модель
$\frac{\pi p \rightarrow c}{pp \rightarrow c}$	$0,63 \pm 0,03$	$0,62 \pm 0,03$	$0,25 \pm 0,18$	$0,62 \pm 0,03$	0,67
$\frac{Kp \rightarrow c}{pp \rightarrow c}$	$0,60 \pm 0,06$	$0,45 \pm 0,04$	—	$0,61 \pm 0,06$	0,67

ведущих реджевских траекторий выполняется с точностью не хуже 5—10% при небольших переданных импульсах. Таким образом, в этой области предсказания ММ и инклюзивного реджевского подхода оказались справедливыми уже при относительно низких энергиях.

В заключение обсуждения характеристик одночастичных инклюзивных процессов по продольным переменным отметим, что в инклюзивных лептон-адронных взаимодействиях поведение адронной компоненты в первом приближении такое же, как и в адронных столкновениях [79]. Хотя данных по лептон-адронным взаимодействиям еще мало и полная энергия W адронной компоненты невелика ($W \leq 20$ ГэВ), но уже сейчас видно, что в этих соударениях появляются те же характерные области (центральная и фрагментационная), как и в адронных взаимодействиях. Более того, даже такие относительно детальные характеристики инклюзивных процессов, как, например, значение отношений $N(\pi^+)/N(\pi^-)$ в центральной области, одинаковы для сильных и слабых взаимодействий. Поэтому по мере накопления экспериментальных данных все большую информацию о природе адронов будет давать совместный анализ инклюзивных процессов всех типов взаимодействий.

4.6. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ ПО ПОПЕРЕЧНОМУ ИМПУЛЬСУ ($p_{\perp} \leq 1$ ГэВ)

Первые результаты по этому вопросу были получены в 1950—1965 гг. в экспериментах с космическими лучами [98, 29]. Было обнаружено, что поперечные импульсы вторичных адронов ограничены ($\langle p_{\perp} \rangle = 0,3 \pm 0,4$ ГэВ) в широком интервале энергий $E \leq 10^8$ ТэВ. После запуска больших ускорителей свойства $\sigma(p_{\perp}^2, s)$ были детально изучены для широкого класса адронных

столкновений и для различных типов вторичных частиц при $E \leq 2$ ТэВ. В последние годы были получены первые данные $\sigma(p_{\perp}^2, s)$ для лептон-адронных столкновений при $E \leq 100$ ГэВ

[79]. Вся совокупность результатов показывает, что спектры вторичных адронов по $p_{\perp}$ ограничены и практически не зависят от типа взаимодействий и энергии первичных частиц. Этот фундаментальный факт является исходным пунктом построения мультипериферических модулей. Кроме того, он естественным образом получается в статистических моделях из-за низкой температуры распада возбужденной системы (см. разд. 4.1). Малость $\langle p_{\perp} \rangle$ по сравнению с $p_{\parallel}^* \sim \sqrt{s}$ и определяет квазиодномерный характер вылета вторичных частиц, что приводит к близости целого ряда предсказаний для $\sigma(x, p_{\perp}^2, s)$ в этих различных моделях.

До 1975 г. в обзорах обсуждались свойства спектров вторичных долгоживущих частиц π, K, Λ, p и т. д. с $\tau_0 \geq 10^{-10}$ с, которые имеют пробеги $\langle l \rangle = \gamma \tau_0$ до распадов больше нескольких санти-

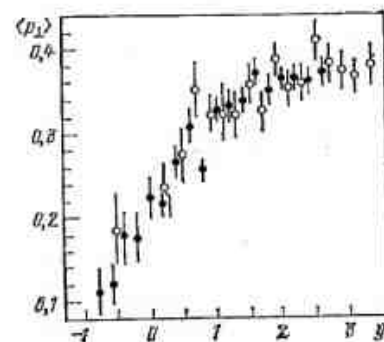


Рис. 4.18. Зависимость среднего поперечного импульса $\langle p_{\perp} \rangle$ от быстроты для инклюзивных реакций $pp \rightarrow \pi^- X$: $\bullet$ — $\sqrt{s} = 100$ ГэВ; $\circ$ — 400 ГэВ.

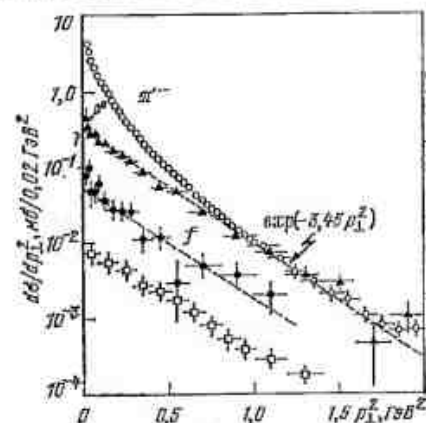


Рис. 4.19. Распределения резонансов ρ^0, f^0 и π^- -мезонов по $p_{\perp}^2$ в реакциях $\pi^+ p \rightarrow R^0 X \rightarrow \pi^- X$ при $p = 16$ ГэВ. Сечения образования ρ^0 -мезонов в области $|y^*| \leq 0,5$ ($\square$) уменьшены в 10 раз

метров и хорошо регистрируются в пузырьковых камерах и электронных установках. В последние годы обнаружено, что большинство долгоживущих частиц являются продуктами распадов короткоживущих частиц — резонансов R [8, 9]. Они имеют малое время жизни $\tau_0 \approx 10^{-22} \pm 10^{-23}$ с и распадаются на долгоживущие адроны на расстояниях $\langle l \rangle \approx 10^{-10} \pm 10^{-11}$ см ($\gamma \approx 10 \pm 30$). Такие расстояния нельзя измерить современными приборами, лучшее разрешение которых составляет 10^{-5} см (ядерная эмульсия). Поэтому о рождении резонансов в инклюзивных процессах типа

$$a + b \rightarrow R + X \rightarrow \Sigma c_l(R) + X \quad (4.79)$$

судят по косвенным данным, в основном по наличию соответствующих пиков в спектрах эффективных масс частиц $M(\Sigma c_l)$. Для

их выделения при высоких энергиях необходимы большая статистика событий и точные измерения импульсов и углов вылета вторичных адронов, что стало возможным в экспериментах, выполненных на ускорителях (1974—1978 гг.).

Открытие обильного рождения резонансов существенно изменило наши представления о динамике мягких процессов ($p_{\perp} \leq 1$ ГэВ) и позволило связать их образование с кварковой структурой адронов (см. гл. 6—8). Поэтому все инклюзивные процессы (мягкие и жесткие) уже сейчас можно рассматривать в рамках одной кварк-партонной картины сильных взаимодействий, которая является дальнейшим развитием мультипериферического подхода. В связи с этим образование резонансов в инклюзивных процессах целесообразно рассматривать после введения основных понятий кварк-партонной схемы (см. гл. 6), которая является следующей ступенью нашего познания природы взаимодействий частиц при высоких энергиях.

Однако уже при обсуждении одночастичных инклюзивных процессов (4.1) по продольным переменным следовало бы учитывать влияние каналов (4.79) на поведение $\sigma(x, s)$ (см. разд. 4.4 и 4.5). К сожалению, в настоящее время сделать это невозможно, так как экспериментальные данные по резонансам в основном получены при $E \leq 100$ ГэВ. С другой стороны, поведение $\sigma(p_{\perp}^2, s)$ более стабильно и практически не зависит от энергии и типа первичных частиц при $E \geq 10$ ГэВ. Поэтому при обсуждении спектров долгоживущих вторичных частиц по поперечным импульсам мы будем использовать и данные по $\sigma(p_{\perp}, s)$ для резонансов при низких энергиях.

1. Спектры вторичных частиц и резонансов по $p_{\perp}$. Мы уже отмечали, что в центральной области ($x=0$) инклюзивные сечения $\sigma(p_{\perp}^2, s)$ удовлетворительно описываются выражением (4.73) в интервале энергий ISR (см. табл. 4.3—4.5). Значение коэффициента B слабо зависит от массы вторичных частиц (π, K). При $p_{\perp}^2 > m^2$ из (4.73) получим выражение

$$\sigma(s, p_{\perp}^2, x=0) = As^a \exp(-Bp_{\perp}), \quad (4.80)$$

которое часто используется при аппроксимации экспериментальных данных в области $p_{\perp}^2 \geq 0,1$ ГэВ².

При более низких энергиях ($E=12+400$ ГэВ) инклюзивные сечения $\sigma(p_{\perp}^2, s)$ в центральной области для различных типов первичных частиц $\pi, K, p, \bar{p}$ удовлетворительно описываются (4.73) практически с теми же значениями $B(M)$, что и при высоких энергиях. Во фрагментационных областях $\langle p_{\perp} \rangle$ меняется в зависимости от x (или y) в л. с. к., что приводит к изменению $B(x)$ (рис. 4.18). Например, для процессов $pp \rightarrow \pi(K)X$ при $\sqrt{s} =$

$=45$ ГэВ, $x=0,41+0,95$ и $p_{\perp}=0,5+1,4$ ГэВ значения $B(\pi)=(4,4 \pm 0,34)$ и $B(K)=(4,8 \pm 0,2)$ ГэВ⁻¹ [132].

Поэтому инклюзивные сечения $\sigma(p_{\perp}^2, y)$ факторизуются по переменным $p_{\perp}^2$ и y только в центральной области*

$$\sigma(p_{\perp}^2, y) = g(p_{\perp}^2) \eta(y). \quad (4.81)$$

Таким образом, спектры вторичных долгоживущих частиц по поперечным импульсам в широком интервале энергий постоянны (или слабо меняются) и практически не зависят от типа первичных частиц. Все они удовлетворительно описываются (4.73) с параметром $B(M, y)$, зависящим от быстроты и массы частиц (см. табл. 4.3 и 4.4).

Интересно отметить, что формула (4.73) описывает не только частицы, но и системы некоррелированных вторичных пионов $\pi\pi$, $n=2+6$, в центральной области ($|y^*| \leq 0,5$), причем значение B не зависит от заряда ($|Q|=0+6$) системы, множественности пионов и энергии первичных частиц $E \leq 400$ ГэВ. Для интервала масс $M=140+1300$ МэВ значение B не меняется в пределах погрешностей, что иногда интерпретируется как постоянство эффективной температуры распада термодинамической системы [см. (4.18)]

$$T_{эф} \approx 1/B \approx m_{\pi}. \quad (4.82)$$

Однако эта интерпретация вряд ли соответствует действительности, так как при статистическом перемешивании пионов мы не наблюдали бы обильного рождения резонансов.

Ранний скейлинг распределений вторичных долгоживущих частиц по поперечным импульсам дает основания использовать имеющиеся данные по $\sigma(p_{\perp}^2)$ для резонансов при $E \leq 100$ ГэВ, чтобы судить об их поведении при более высоких энергиях**. Как мы уже отмечали, заметная доля вторичных частиц (до 80%) образуется в результате распадов резонансов $\rho, \omega, K^*, \Delta$ и т. д., и их спектры должны отличаться от спектров прямых адронов из-за кинематики распадов резонансов, которая не зависит от динамики их рождения. Поэтому спектры прямых адронов дают более непосредственную информацию о природе сильных взаимодействий, чем распределения долгоживущих частиц. Инклюзивные сечения прямых адронов изучались в pp -, πp -, Kp - и $\bar{p}p$ -соударениях в интервале от 0,7 до 200 ГэВ [8, 9]. Наиболее полные данные полу-

* Соотношение (4.81), вообще говоря, означает, что факторизация по переменным $p_{\perp}^2$ и x отсутствует, так как $y=f(x, p_{\perp}^2)$ (известный эффект «чайки») [8]. Однако нарушение соотношения $\sigma(x, p_{\perp}^2) = g(p_{\perp}^2) h_1(x)$ невелико, особенно при $x \geq 0,4$ [48].

** Действительно, если имеет место скейлинг для всего процесса (4.79), то он, конечно, выполняется и для первой стадии.

чены при $E \leq 40$ ГэВ для мезонных резонансов ρ , ω , η , ϕ , f , K^* и для барионных состояний Δ^{++} , Σ^+ (1385). Оказалось, что их сечения в интервале $p_{\perp}^2 = 0,1 \div 2,0$ ГэВ² хорошо описываются формулой

$$d\sigma(R)/dp_{\perp}^2 = C_i(R) \exp(-B(R)p_{\perp}^2), \quad (4.83)$$

где $C_i(R)$ определяется полным сечением $\sigma(R)$ и $B(R) = 3,4 \pm 0,2$ ГэВ⁻² не зависит от типа и массы резонанса (рис. 4.19) [133]*. Простая зависимость (4.83), несомненно, является лишь первым приближением к истинной картине, так как экспериментальные данные получены с большими погрешностями и в ограниченном интервале энергий.

Спектры всех вторичных пионов, образующихся в результате распадов резонансов, при $p_{\perp}^2 \leq 1$ ГэВ определяются (4.83) и кинематикой распада резонансов (рис. 4.20). Удивительным оказался тот факт, что, несмотря на их сложное происхождение, они удовлетворительно аппроксимируются выражением (4.73) с одним свободным параметром.

При больших значениях $p_{\perp}^2$ вклад распадных пионов уменьшается (см. рис. 4.20). Отсюда можно оценить долю и форму распределения прямых пионов по $p_{\perp}^2$, экстраполируя данные при $p_{\perp}^2 \geq 1$ ГэВ² к $p_{\perp}^2 \rightarrow 0$ по (4.83). Оказалось,

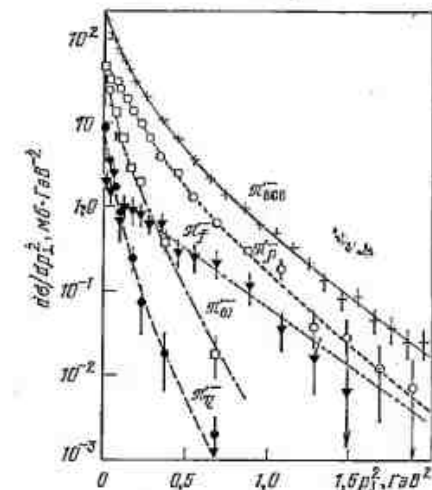


Рис. 4.20. Спектры поперечных импульсов π -мезонов, образованных от распадов резонансов ρ , ω , f , η и реакции $\pi^+p \rightarrow \pi^+X$ при 16 ГэВ

что прямые пионы удовлетворительно описываются (4.83) с $B = 3,4$ ГэВ⁻² и их доля составляет от 10 до 20% всех вторичных пионов** [8, 9, 133].

Таким образом, в первом приближении можно считать, что в результате адронных столкновений образуются резонансы и небольшое число прямых пионов (10—20%), спектры которых по $p_{\perp}^2$ одинаковы (4.83). Далее резонансы распадаются и спектры долгоживущих частиц, которые мы наблюдаем в экспериментах, пред-

ставляют собой смесь динамики сильных взаимодействий, кинематики распадов резонансов и законов сохранения энергии — импульса. Поэтому выделение динамических характеристик инклюзивных процессов представляет собой сложную задачу.

Ограниченность поперечных импульсов вторичных частиц и формы их спектров типа (4.73) и (4.83) были предсказаны в статистическом подходе еще до появления экспериментальных данных (см. разд. 4.1) [29, 98, 99]. Поэтому неплохое описание этими формулами результатов, полученных на ускорителях, рассматривалось как главный успех статистического подхода [99]. В дальнейшем были уточнены критерии отбора событий, в которых имеются условия для образования статистической системы (события с большим коэффициентом неупругости) [98]. В результате доля событий статистического типа оценивалась на уровне около 10% всех типов соударений при $E \leq 100$ ГэВ. В настоящее время и эти критерии должны быть пересмотрены из-за обнаружения каскадного характера инклюзивного процесса. Действительно, большая доля тяжелых частиц — резонансов и малая — пионов противоречат основам статистических моделей с низкой температурой, из которых и следуют формулы типа (4.73) и (4.83) [см. (4.25)]. Возможно, что при отборе событий с большими коэффициентами неупругости [98]

$$K \geq 1 - \frac{M_N + 3T_w/2}{V\sqrt{s}/2} \quad (4.84)$$

соотношение между легкими и тяжелыми адронами изменится на обратное, но экспериментальное выделение резонансов в таких взаимодействиях является чрезвычайно сложной методической проблемой (см. гл. 7). Тем не менее при большом числе вторичных частиц статистический элемент, несомненно, присутствует во множественных процессах, и поэтому формулы СМ полезны для описания некоторых общих свойств инклюзивных процессов [29, 98—100].

В мультипериферическом подходе спектры адронов по поперечным импульсам фактически берутся из экспериментальных данных. Однако и в этом случае сравнение экспериментальных данных и мультипериферических диаграмм, описывающих процесс множественного рождения, позволяет получить ряд важных заключений. Например, еще до открытия доминирующей роли резонансов в адронных взаимодействиях в рамках ММ было предсказано большое сечение образования ρ -мезонов [94, 134].

Из обсуждения экспериментальных данных по $\sigma(p_{\perp}^2, s)$ видно, что в последние годы получены качественно новые результаты, которые изменили наше представление о характере множественных процессов при высоких энергиях. Однако эти результаты нуждаются в уточнении. Особенно желательно получить данные по $\sigma(p_{\perp}^2, s)$ для резонансов при энергиях ISR. Большой интерес представляет проверка универсальности (4.83) для более тяжелых ча-

* Увеличение $\sigma(\rho^0)$ при $p_{\perp}^2 \leq 0,2$ ГэВ² связано с еще заметным вкладом квазидвухчастичных реакций, оно исчезает с увеличением энергии.

** При оценке вклада распадных пионов нужно учитывать также образование заряженных ρ -мезонов и более тяжелых резонансов. В результате оказывается, что доля прямых пионов возможно составляет 5—10% (см. гл. 7).

стиц, хотя ситуация здесь близка к предельной. Действительно, известные массы обычных частиц не превышают 2—3 ГэВ и их очень трудно выделять в экспериментах (см. гл. 7). Семейства новых частиц J/ψ , Υ , состоящие из более тяжелых кварков, вероятно, имеют другую динамику рождения, хотя их спектры и описываются (4.83) с $B \approx 1,1 \text{ ГэВ}^{-2}$ [135].

Средние поперечные импульсы этих частиц $\langle p_{\perp}(J/\psi) \rangle = 1,01 \pm 0,10 \text{ ГэВ}$ и $\langle p_{\perp}(\Upsilon) \rangle = 1,48 \pm 0,04 \text{ ГэВ}$ велики, и поэтому их образование относится уже к области жестких процессов ($p_{\perp} \gg 1 \text{ ГэВ}$) (см. гл. 8).

2. Средние поперечные импульсы. Форма распределений вторичных долгоживущих частиц и резонансов описывается простыми выражениями (4.73) и (4.83) с одним параметром B [или $B(R)$], который зависит от $\langle p_{\perp} \rangle$. Отсюда мы можем получить первые сведения о средних поперечных импульсах адронов и их зависимости от энергии, скорости и массы частиц.

В центральной области $|y| \leq 1$, $E \leq 1 \text{ ТэВ}$ из приближенной формулы (4.80) находим

$$\langle p_{\perp} \rangle = \frac{\int p_{\perp} \exp(-B p_{\perp}) dp_{\perp}}{\int \exp(-B p_{\perp}) dp_{\perp}} = \frac{2}{B}, \quad (4.85)$$

где значения B приведены в табл. 4.3—4.5 при энергиях ISR.

Для пионов и каонов $\langle p_{\perp} \rangle \approx 330 \text{ МэВ}$, что несколько ниже истинного значения из-за использования (4.80) вместо (4.73) [136]. В области фрагментации $\langle p_{\perp} \rangle$ зависит от y (или x). Поэтому для оценки $\langle p_{\perp} \rangle$ во всем интервале быстрой

$$\langle p_{\perp} \rangle = \frac{\int \langle p_{\perp}(y) \rangle \int \exp(-B(y) p_{\perp}) dp_{\perp} dy}{\int \int \exp(-B(y) p_{\perp}) dp_{\perp} dy} \quad (4.86)$$

используют зависимости $\langle p_{\perp} \rangle = f(y)$ (см. рис. 4.18).

Таблица 4.8. Средние значения $p_{\perp}$, МэВ, для различных частиц ($pp \rightarrow h^{\pm} X$)*

$E_{\text{л. с. к.}}, \text{ ГэВ}$	π^{+}	π^{-}	K^{+}	K^{-}	$\bar{p}$	Все заряженные частицы
12	314	301	414	392	426	—
24	322	310	424	401	451	—
100	330	323	435	410	471	—
289	339	337	441	418	478	362
498	342	333	443	421	481	364
1060	345	338	446	425	485	366
1500	347	340	447	426	487	368

* Абсолютные погрешности в определении $\langle p_{\perp} \rangle$ составляют $\pm 10\%$, относительные — от 2 до 6%.

Результаты таких вычислений приведены в табл. 4.8.

Из таблицы видно, что средний поперечный импульс долгоживущих адронов не меняется в пределах погрешностей $\pm 5\%$ в интервале 100—1500 ГэВ. При низких энергиях он несколько меньше, возможно, из-за ограниченности фазового объема. Постоянство $\langle p_{\perp} \rangle$ в широкой области энергий и позволяет описывать спектры адронов по $p_{\perp}$ с помощью (4.73) и $B(E) = \text{const}$. Конечно, приведенные результаты не исключают слабой (логарифмической) зависимости $\langle p_{\perp} \rangle$ от энергии [31, 99, 29]. Более точные данные в этом интервале энергий можно получить с помощью методики пузырьковых и стримерных камер на проектируемых ускорителях обычного типа. Несомненный интерес представляют измерения $\langle p_{\perp} \rangle$ при более высоких энергиях на ускорителях со встречными пучками ($E = 10^2 - 10^8 \text{ ТэВ}$).

Средний поперечный импульс растет с увеличением массы адронов (см. табл. 4.8). Поэтому использование переменной $M_{\perp}$ (4.73) вместо $p_{\perp}$ (4.80) позволяет описать имеющиеся данные с параметром $B(M)$, который слабо зависит от массы адрона, особенно в центральной области.

Происхождение зависимости $\langle p_{\perp} \rangle = f(M)$ связано с кинематикой распадов резонансов. Распадные пионы и каоны имеют меньшие значения $\langle p_{\perp} \rangle$, чем тяжелые частицы и резонансы, поэтому для долгоживущих частиц имеется рост $\langle p_{\perp} \rangle$ с увеличением их массы (см. рис. 4.20 и табл. 4.9).

Средний поперечный импульс прямых адронов получим из (4.83)

$$\langle p_{\perp}(R) \rangle = \sqrt{\pi/2} \sqrt{B(R)} \approx 470 \text{ МэВ}, \quad (4.87)$$

где $B(R) = 3,4 \text{ ГэВ}^{-2}$. Как мы уже отмечали, имеющиеся данные при низких энергиях $E = 10 - 40 \text{ ГэВ}$ показывают, что параметр $B(R)$ в пределах погрешностей ($\pm 6\%$) не зависит от массы $M =$

Таблица 4.9. Значения $\langle p_{\perp}(R) \rangle$ и $\langle p_{\perp}(\pi_R) \rangle$ для $\pi^{+} p \rightarrow R X$ (16 ГэВ)

Тип частицы	$p_{\perp}, \text{ МэВ}$	Тип частицы	$p_{\perp}, \text{ МэВ}$
η	510 ± 20	π_{η}^{-}	200 ± 10
ω	470 ± 20	π_{ω}^{-}	240 ± 10
ρ	460 ± 10	π_{ρ}^{-}	380 ± 10
f	430 ± 20	π_f^{-}	480 ± 20
Δ^{++}	420 ± 20		

$=140+1400$ МэВ и квантовых чисел $J^P=0^-, 1^-, 2^+, 3/2^+$ прямых адронов. Поэтому значения $\langle p_{\perp}(R) \rangle$ должны быть одинаковы для всех резонансов. Для наглядности в табл. 4.9 приведены значения $\langle p_{\perp} \rangle$ для резонансов и пионов, образованных в результате их распадов [137].

Данные при более высоких энергиях ($E=200$ ГэВ) не противоречат (4.87), но они получены с большими погрешностями: $\langle p_{\perp}(p^0) \rangle = (0,5 \pm 0,1)$ ГэВ. Поэтому измерение $\sigma(p_{\perp}^2, x, s)$ резонансов при $E=100+1000$ ГэВ необходимо для понимания динамики мягких процессов. Средние поперечные импульсы адронов в леп-

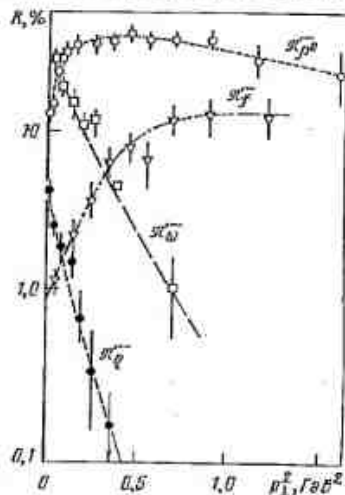


Рис. 4.21. Зависимость вклада π -мезонов от распадов η -, ω -, ρ^0 -, f -мезонов в инклюзивное образование π^- -мезонов от $p_{\perp}^2$ ($\pi^+p \rightarrow \pi^-X$, $p=16$ ГэВ)

тонных взаимодействиях также ограничены и составляют $\langle p_{\perp} \rangle = 0,3+0,4$ ГэВ по отношению к оси адронного ливня [79, 138]. В первом приближении поведение $\sigma(p_{\perp}^2, s)$ в этих соударениях такое же, как и в адронных столкновениях.

3. Состав долгоживущих частиц*. Состав долгоживущих частиц при малых поперечных импульсах ($p_{\perp} \leq 1$ ГэВ) определяется в основном продуктами распадов резонансов (см. табл. 4.9 и рис. 4.21). Поэтому основную их долю составляют пионы (см. табл. 3.5). Например, в pp -взаимодействиях (ISR, $x=0$) при $p_{\perp} \leq 0,2$ ГэВ мезоны составляют 90% всех вторичных заряженных частиц, $K^{\pm}$ -мезоны — 6% и $p^{\pm}$ — 4% [8, 9]. Отношения выхода частиц и античастиц $R(c/\bar{c})$ при $p=24$ ГэВ соответственно равны $R(\pi^+/\pi^-)=2,2$, $R(K^+/K^-)=3,5$ и $R(p/\bar{p}) \approx 40$. С увеличением энергии они приближаются к единице в центральной области и при

$\sqrt{s}=44,6$ ГэВ составляют $R(\pi^+/\pi^-)=1,02 \pm 0,02$; $R(K^+/K^-)=1,5 \pm 0,3$; $R(p/\bar{p})=3,0 \pm 0,4$ [8, 9]. Этого и следовало ожидать в рамках ММ, где выходы частиц пропорциональны сечениям: $\sigma(\pi\pi \rightarrow \pi\pi)$; $\sigma(\pi K \rightarrow \pi K)$ и $\sigma(\pi p \rightarrow p p)$ [94].

С увеличением поперечных импульсов вторичных адронов до 4—5 ГэВ доля заряженных пионов при $x=0$ падает до $(55 \pm 5)\%$, а доля $K^{\pm}$ -мезонов увеличивается до $(27 \pm 4)\%$ и доля $p^{\pm}$ — до $(18 \pm 3)\%$ ($\sqrt{s}=44,6$ ГэВ). Меняются значения $R(c/\bar{c})$: $R(\pi^+/\pi^-)=1,22 \pm 0,08$; $R(p/\bar{p})=1,7 \pm 0,7$. Все это говорит о появлении нового механизма образования адронов, который уже выходит за рамки мультипериферической кинематики (см. разд. 4.1) и связан с процессами, в которых существенны большие поперечные импульсы (см. гл. 8).

*
* *

Характеристики одночастичных инклюзивных процессов (4.1) исследуются уже более 10 лет на всех крупнейших ускорителях мира. По ним получена наиболее обширная экспериментальная информация, которая интенсивно анализируется в рамках различных теоретических подходов: от статистического до мультипериферического (см. разд. 4.1). Результаты этого анализа позволили установить новые закономерности сильных взаимодействий при высоких энергиях. Обнаружено, что в области фрагментации сечения процессов (4.1) не зависят от энергии уже при $E \geq 10+20$ ГэВ (см. разд. 4.5). Этот ранний скейлинг предсказывался в ММ и в гипотезе предельной фрагментации [6, 34]. В центральной области при существующих ускорительных энергиях ($E \leq 2$ ТэВ) асимптотический режим еще не достигнут. Развитие мультипериферического подхода (инклюзивный реджевский подход, обобщенная оптическая теория) позволяет описать поведение $\sigma(x, p_{\perp}^2, s)$ в этой области с учетом предасимптотических членов, зависящих от энергий (см. разд. 4.4) [9]. Однако неясно, насколько это описание справедливо в этой области энергий. Кроме того, открытие обильного рождения резонансов в центральной области приводит к необходимости учета их кинематики распадов, что существенно усложняет интерпретацию полученных данных. Для более определенных заключений необходимо существенное увеличение энергий ускорителей до 10^5 ТэВ. Вместе с тем мультипериферические модели удовлетворительно описывают всю совокупность данных по процессам (4.1) с помощью введения соответствующих свободных параметров, что позволяет предсказывать поведение $\sigma(x, p_{\perp}^2, s)$ при более высоких энергиях и использовать полученные формулы для проектирования новых экспериментов на существующих ускорителях.

* Состав первичных адронов будем обсуждать в рамках кварковых представлений (см. гл. 7).

Спектры вторичных долгоживущих адронов по $p_{\perp}$ ($p_{\perp} \leq 1$ ГэВ)

постоянны (или слабо меняются) в интервале энергий от 10 до 2000 ГэВ (см. разд. 4.6). Средний поперечный импульс адронов мал по сравнению с продольным, что впервые наблюдалось при изучении космических лучей. Эти результаты служат основой мультипериферической кинематики множественных процессов.

В статистических моделях с низкой температурой распада возбужденной системы они получаются естественным образом ($\langle p_{\perp} \rangle \approx 2m_{\pi}$) [98]. Однако, как было отмечено при анализе мультипериферических диаграмм, экспериментальные данные по $\sigma(p_{\perp}^2, s)$ для пионов показывают, что должны интенсивно рождаться резонансы (ρ -мезоны) [94, 134]. Это обильное рождение резонансов в мягких адронных соударениях и было обнаружено в последние годы. В связи с этим интерпретация $\sigma(p_{\perp}^2, s)$ для долгоживущих легких частиц π , K оказалась иной, чем это было 5—10 лет назад (см. разд. 4.6). Их спектры по $p_{\perp}$ в основном определяются не динамикой сильных взаимодействий, а кинематикой распадов резонансов. Выделение прямой адронной продукции представляет собой сложную методическую проблему при образовании большого числа вторичных частиц (см. гл. 7). Поэтому информация об их импульсных спектрах в настоящее время имеется в основном только при низких энергиях ($E \leq 100$ ГэВ). В связи с этим для изучения динамики сильных взаимодействий в области $p_{\perp} \leq 1$ ГэВ необходимо получить данные о резонансах при энергиях ISR и выше. Возможно, что и резонансы являются продуктами распадов более тяжелых возбужденных систем (кластеров, фэйрболов). Однако методы их экспериментального выделения чрезвычайно сложны, и вряд ли мы получим ответы на эти вопросы в ближайшем будущем.

Обнаружение доминирующей роли резонансов стимулировало развитие мультипериферических моделей с учетом кварковой структуры адронов (см. гл. 6). Тем самым постепенно вырисовывается единая картина сильных взаимодействий, в которой мягкие и жесткие процессы рассматриваются единым образом как взаимодействия кварков (или партоннов). Этот подход позволяет объединить и все типы взаимодействия (сильные, слабые и электромагнитные) для изучения характеристик адронной компоненты в любых соударениях частиц при высоких энергиях. Первые экспериментальные данные по лептон-адронным и лептон-лептонным взаимодействиям для одночастичных инклюзивных процессов при $W \leq 20$ ГэВ показывают, что импульсные спектры вторичных адронов близки для всех типов взаимодействий. Поэтому по мере получения более полных данных по слабым и электромагнитным взаимодействиям лептонов необходим совместный анализ всех типов инклюзивных процессов для понимания природы частиц и их взаимодействий.

ГЛАВА 5

ДВУХЧАСТИЧНЫЕ ИНКЛЮЗИВНЫЕ И ПОЛУИНКЛЮЗИВНЫЕ ПРОЦЕССЫ

Одночастичные инклюзивные распределения (см. гл. 4) дают лишь первую информацию о процессах множественного рождения. Более детальные сведения можно получить, изучая двухчастичные и многочастичные распределения вторичных частиц. При этом возникает проблема выбора переменных, чувствительных к динамике взаимодействия. Действительно, уже для процессов (4.1) с тремя переменными (s , $p_{\perp 1}$, $p_{\perp 2}$) необходимо было ввести различные их наборы для разных областей фазового пространства (см. разд. 1.4). В реакциях

$$a+b \rightarrow c_1+c_2+X \quad (5.1)$$

система двух частиц описывается уже шестью компонентами их импульсов, массами, зарядами и другими квантовыми числами. С ростом числа частиц число переменных увеличивается и проблема правильного их выбора резко усложняется. В частности, поэтому изучение корреляций в основном ограничивается процессами (5.1) [8, 10, 78, 95, 108, 139—144]. Имеются лишь отдельные работы, в которых получены трехчастичные инклюзивные распределения [78]. На примере изучения процессов (5.1) можно понять основные трудности исследования корреляций в инклюзивных процессах и возможные пути их преодоления (см. гл. 5). Ярким примером в этом отношении является интерференция тождественных частиц, где общие принципы квантовой механики позволяют получить важную информацию о размерах области изучения адронов (см. гл. 5).

Корреляции по множественности уже позволяют сделать первые заключения о характере испускания двух частиц (двухкомпонентная картина множественных процессов, см. гл. 3). Более детальные выводы следуют из корреляций частиц по быстротам и поперечным импульсам (см. гл. 5). Они имеют относительно простую физическую интерпретацию в рамках мультипериферического подхода и дают возможность развить простейшие ММ (см. гл. 4) с учетом ветвлений, резонансов и кластеров.

5.1. ОПРЕДЕЛЕНИЯ И МОДЕЛИ

Анализ поведения структурных функций одночастичных инклюзивных процессов показывает, что динамика множественного рождения существенно зависит от продольных переменных частиц, а распределения их по поперечному импульсу $p_{\perp} \leq 1$ ГэВ практически не меняются при $E \geq 20$ ГэВ (см. гл. 4). Поэтому в первом приближении можно изучать отдельно корреляции по быстротам, усредняя их по поперечным импульсам. Для этой цели, как и в статистической физике, вводится корреляционная функция (см. гл. 1) *

$$C_2(y_1, y_2) = \frac{1}{\sigma_{\text{неупр}}} \frac{d\sigma}{dy_1 dy_2} - \frac{1}{\sigma^2_{\text{неупр}}} \frac{d\sigma}{dy_1} \frac{d\sigma}{dy_2} = \rho(y_1, y_2) - \rho(y_1)\rho(y_2). \quad (5.2)$$

* В общем случае $C_2(s) = f(y_1, y_2, p_{\perp 1}, p_{\perp 2}, s)$. Для простоты записи мы будем опускать зависимость C_2 от s , $p_{\perp}$, там, где это несущественно.

Поведение корреляционных параметров для тождественных частиц имеет вид

$$C_2(s) = \int C_2(y_1, y_2) dy_1 dy_2 = \langle n(n-1) \rangle - \langle n \rangle^2 = D^2 - \langle n \rangle \quad (5.3)$$

и для различных адронов [(см. гл. 3)]

$$C_2(s) = \langle n_1 n_2 \rangle - \langle n_1 \rangle \langle n_2 \rangle. \quad (5.4)$$

Для изучения корреляций также используется функция

$$R_2(y_1, y_2) = \frac{C_2(y_1, y_2)}{\rho(y_1) \rho(y_2)} = \frac{\sigma_{\text{неупр}} \frac{d\sigma}{dy_1 dy_2}}{(\frac{d\sigma}{dy_1}) (\frac{d\sigma}{dy_2})} - 1, \quad (5.5)$$

которая менее чувствительна к погрешностям в измерении $\sigma_{\text{неупр}}$, чем (5.2).

Корреляционные функции (5.2) и (5.5) удобны для исследования корреляций при $s \rightarrow \infty$, когда число частиц велико, а законы сохранения несущественны. В этом случае их физический смысл очевиден: если частицы образуются независимо друг от друга, то $C_2(y_1, y_2)$ или $R_2(y_1, y_2)$ равны нулю. Отличие их от нуля свидетельствует о динамических корреляциях в рождении адронов. При конечных энергиях ситуация иная. Прежде всего законы сохранения энергии — импульса дают ложные отрицательные корреляции, особенно в области фрагментации. Например, при $y_1 + y_2 > y_{\text{макс}}$ значения $\rho(y_1, y_2)$ равны нулю, в то время как $\rho(y) \neq 0$, что приводит к $C_2(y_1, y_2) < 0$, хотя динамические корреляции отсутствуют. Другие законы сохранения (барионного числа, странности и т. п.) уменьшают фазовый объем реакции и усиливают влияние законов сохранения энергии — импульса. Все это вместе, как правило, приводит к уменьшению значения $C_2(y_1, y_2)$.

Другие причины ложных двухчастичных корреляций связаны уже с различной динамикой рождения частиц в эксклюзивных реакциях, совокупность которых и является инклюзивным процессом (5.1). Для примера рассмотрим так называемые полунклюзивные процессы

$$a + b \rightarrow n_{ch} + X^0 \quad (5.6)$$

с фиксированным числом вторичных заряженных частиц n_{ch} . Эти процессы хорошо изучены с помощью пузырьковых камер (см. гл. 3). По аналогии с (5.2) и (5.5) введем корреляционные функции для (5.6):

$$C_2^{(n)}(y_1, y_2) = \rho^{(n)}(y_1, y_2) - \rho^{(n)}(y_1) \rho^{(n)}(y_2) \quad (5.7)$$

и

$$R_2^{(n)}(y_1, y_2) = \frac{\rho^{(n)}(y_1, y_2)}{\rho^{(n)}(y_1) \rho^{(n)}(y_2)} - 1, \quad (5.8)$$

где $\rho^{(n)}(y) = \frac{1}{\sigma(n)} \frac{d\sigma(n)}{dy}$ и $\sigma(n)$ — сечения образования n_{ch} частиц.

Корреляционные параметры $C_2^{(n)}(s)$ определяются для тождест-

венных частиц из (5.7)

$$C_2^{(n)}(s) = \int C_2^{(n)}(y_1, y_2) dy_1 dy_2 = -n(s) \quad (5.9)$$

и для различных адронов

$$C_2^{(n)}(s) = 0. \quad (5.10)$$

Из самих определений корреляционных функций (5.2) и (5.7) следует, что

$$C_2(y_1, y_2) = \sum_n \alpha_n C_2^{(n)}(y_1, y_2) + G(y_1, y_2), \quad (5.11)$$

где

$$G(y_1, y_2) = \sum_n \alpha_n [\rho^{(n)}(y_1) - \rho(y_1)] [\rho^{(n)}(y_2) - \rho(y_2)] \quad (5.12)$$

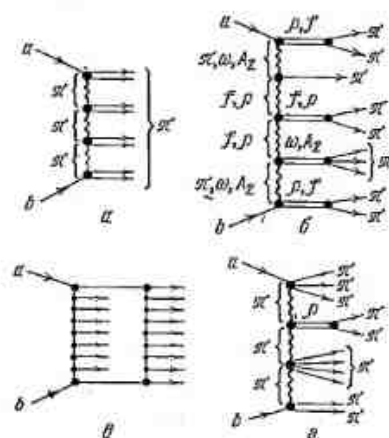
и

$$\alpha_n = \sigma(n) / \sigma_{\text{неупр}}.$$

Формула (5.11) и раскрывает причину ложных двухчастичных инклюзивных корреляций. Действительно, пусть все $C_2^{(n)}(y_1, y_2) = 0$. Это означает, что частицы c_1 и c_2 рождаются независимо. Однако $C_2(y_1, y_2)$ для (5.1) может быть отлична от нуля из-за второго члена в (5.11), который связан с зависимостью одночастичных распределений $\rho^{(n)}(y)$ от n [см. (5.12)]. В этом случае корреляции характеризуют не динамику излучения двух частиц, а различие механизмов их образования в (4.1). Это рассмотрение можно продолжить: корреляции $C_2^{(n)}(y_1, y_2)$ могут быть связаны не с динамикой реакций (5.6), а с различием $\rho(y)$ в реакциях с образованием $n = n_{ch} + n_0$ вторичных частиц. Поэтому для выяснения их природы следовало бы перейти к эксклюзивному изучению взаимодействий, что невозможно при высоких энергиях (см. гл. 1). В связи с этим обычно ограничиваются исследованием процессов (5.1) и (5.6), а для интерпретации полученных данных привлекают теоретические модели. Проблема значительно усложняется из-за каскадного характера процессов (5.1) (образование и распад резонансов).

Таким образом, полный анализ двухчастичных корреляций представляет собой сложную задачу, решение которой невозможно без использования ЭВМ для учета разных механизмов образования частиц, законов сохранения, рождения и распада резонансов. Однако эта программа пока реализована только для мультипериферической кластерной модели (МКМ) [10, 108, 139, 141].

Рис. 5.1. Мультипериферические диаграммы образования пионов (а), резонансов (б), с учетом ветвлений и резонансов (в) и кластеров (г)



Чаще всего идут по другому пути — выделяют те корреляционные явления, которые имеют качественный характер и слабо зависят от кинематики процессов (см. разд. 5.2—5.4).

Интерпретация данных по корреляциям обычно проводится в рамках мультитериферического подхода, иногда с включением статистических подсистем в мультитериферическую диаграмму. Развитие ММ шло параллельно накоплению экспериментальных данных, поэтому мы и рассматриваем три различных их уровня: простейшие ММ для описания данных по множественности (см. гл. 3), диаграммы лестничного типа и инклюзивный реджевский подход для описания одночастичных инклюзивных процессов (см. гл. 4) и, наконец, современные ММ с учетом данных по корреляционным явлениям. Как везде, мы будем обсуждать лишь физические основы ММ, не касаясь их конкретных схем и вычислений.

Мультитериферические модели с учетом резонансов и ветвлений (МРМ). Прежде чем перейти к ММ для описания корреляций, отметим один важный результат, который следовал из простейших диаграмм лестничного типа (рис. 5.1,а) при описании постоянства (с точностью до $\ln s$) полных сечений при высоких энергиях. Он связан с тем обстоятельством, что учет в лестнице (см. рис. 5.1,а) обмена только пионами приводит к падающему полюсному сечению ($\sigma \sim s^{-0.7}$) при $s \rightarrow \infty$ *. Для получения постоянного сечения были введены обмены другими частицами и резонансами (ρ , ω , f , A_2 и т. п.) [95, 143, 144] (рис. 5.1,б). Это приводит к увеличению средних квадратов переданных импульсов в лесенке до $\langle |t_i| \rangle \sim m_\rho^2$ и средних $\langle s_{i,i+1} \rangle$ до 1,5—3,0 ГэВ² **. В результате обмен пионами ничем не выделен, и поэтому должно рождаться много резонансов, в основном ρ -мезонов ***. Эта модель удовлетворительно описывает постоянство полных сечений и основные черты множественных процессов (см. гл. 3). Она стимулировала развитие экспериментальных исследований по поиску и изучению образования резонансов во множественных процессах (см. гл. 7).

Рождение большого числа резонансов прямо сказывается на поведении корреляций двух частиц. Ярким примером в этом отношении являются азимутальные корреляции (см. гл. 5) [144]. Действительно, если два пиона рождаются в лесенке (см. рис. 5.1), то их распределение по азимутальному углу φ (φ — угол между $p_1^{(1)}$ и $p_1^{(2)}$) можно представить в виде

$$dN(\pi\pi)/N_{\text{полн}} d\varphi = 1 - \frac{\pi}{2} B \cos \varphi, \quad (5.13)$$

где

$$B = \frac{N(\varphi \geq 90^\circ) - N(\varphi < 90^\circ)}{N(\pi\pi)} \quad (5.14)$$

является коэффициентом асимметрии. Из-за почти локального сохранения поперечных импульсов в диаграмме на рис. 5.1,а эти пионы будут лететь в противоположных направлениях и $B > 0$. Если пионы происходят от распада резонанса (например $\rho \rightarrow 2\pi$), то они летят в одну сторону и $B < 0$. Поэтому из этой наглядной схемы следует ожидать уменьшения B , если отбирать пары $\pi^+\pi^-$ в области ρ -резонанса. В мультитериферической кинематике азимутальные кор-

реляции испытывают только соседние частицы в лесенке, поэтому с ростом $\Delta y = y_1 - y_2$ зависимость $dN/d\varphi$ от φ должна уменьшаться и при $\Delta y \gg 4 - B \approx 0$. Эти качественные предсказания МРМ можно проверить в экспериментах (см. гл. 5).

Влияние рождения резонансов на корреляции по быстротам более сложно, чем в случае азимутальных корреляций. Это связано с тем, что уже при средних энергиях ($E = 40 \div 100$ ГэВ) в МРМ необходимо учитывать не только процессы, описываемые одной лесенкой (см. рис. 5.1,б), но и ветвления (см. рис. 5.1,в), которые дают существенный вклад в $R_2(y_1, y_2)$ *. Экспериментальные данные по множественности и $R_2(y_1, y_2)$, полученные на ускорителе в Серпухове, показали, что их вклад может достигать 50—80% [143, 144]. Поэтому учет диаграмм типа рис. 5.1,в и явился существенным развитием ММ в последние годы.

Обычный путь вычисления $R_2(y_1, y_2)$ в ММ можно разделить на три этапа. Сначала вычисляются корреляции между резонансами и прямыми адронами в одной лесенке $R_2^{(1)}(y_1, y_2)$. Затем учитывают распад резонансов и находят корреляции между долгоживущими частицами $R_{\pi\pi}^{(1)}(y_1, y_2)$, $R_{\pi K}^{(1)}(y_1, y_2)$ и т. д., которые и регистрируются в экспериментах. Их обычно называют близкими или близкодествующими корреляциями. Значения этих корреляций связаны с динамикой излучения двух частиц в мультитериферической диаграмме (хотя и косвенно из-за образования и распада резонансов). После этого учитывается возможность образования этих частиц из разных лесенок (ветвления) и вычисляются полные корреляционные функции $R_{\pi\pi}(y_1, y_2)$, $R_{\pi K}(y_1, y_2)$, $R_{\pi p}(y_1, y_2)$ и т. д., которые и измеряются в инклюзивных процессах (5.1). Таким образом, уже сама структура МРМ показывает, что, измеряя $R_2(y_1, y_2)$ для долгоживущих частиц в процессах (5.1), мы получаем весьма косвенную информацию о динамике множественных процессов. Вот почему в последние годы основное внимание в экспериментальных исследованиях уделяется изучению образования резонансов (см. гл. 7). Тем не менее обширная информация о корреляциях долгоживущих частиц позволяет получить ценные сведения о механизмах множественных процессов.

Конкретные вычисления $R_2(y_1, y_2)$ и ММ приводятся в обзорах [95, 143, 144]. Приведем только схему этих расчетов для центральной области, следуя работам [144]. Распределение резонансов по y в одной лесенке имеет плато

$$d\sigma(\rho)/\sigma_1 dy_\rho = C(\rho) \quad (5.15)$$

при $s \rightarrow \infty$ с $\langle \Delta y \rangle \approx 2$. Их корреляции по скорости можно представить в виде

$$R_{\rho\rho}^{(1)}(y_1, y_2) \approx R^{(1)}(0) \exp(-\Delta y/\delta), \quad (5.16)$$

где $R^{(1)}(0) < 0$ и $\delta \approx 0,8$ **. Эффект отталкивания $R^{(1)}(0) < 0$ ρ -мезонов возникает из-за того, что при малых Δy резко растет переданный импульс

$$|t_{\text{min}}| \geq m_\rho^2 \exp(-\Delta y), \quad (5.17)$$

и сечение образования $\sigma(\rho\rho)$ падает (пороговый эффект). Пионы от распада ρ -мезонов имеют широкое распределение по скорости $\langle \Delta y(\rho \rightarrow 2\pi) \rangle \approx 2$, и поэтому они перемешиваются в центральной области ($Y_\pi \lesssim 4$). Кроме того, форма их распределения сильно зависит от ориентации спинов ρ -мезонов. В мультитериферической кинематике ($p_\perp \ll p_\parallel$) резонансы рождаются выстроенными в направлении импульсов начальных частиц z ***. Например, для ρ -мезонов вы-

* Азимутальная $\pi\pi$ -взаимодействия бралась при малых значениях $s_{i,i+1}$.

** Постоянство полных сечений достигается за счет увеличения числа графонов лестничного типа в области интегрирования по t по сравнению с процессами типа рис. 5.1,а.

*** Например, в конкретном варианте ММ образование ρ -мезонов составляет 58%, ω — 4%, f — 2% и A_2 — 6%. Рождение ω -мезонов подавлено из-за малости сечения $\pi\rho \rightarrow \omega$ [144].

* На языке инклюзивного реджевского подхода образование нескольких лесенок связано с обменом несколькими реджеонами.

** Для прямых пионов $\delta \approx 0,04$ [144].

*** В этом пункте МРМ существенно отличается от кварковых моделей, в которых резонансы образуются неполяризованными (см. гл. 7).

строенность вектора поляризации ε достигает

$$|\varepsilon_z|/|\varepsilon| \approx 1 - \langle p^2 \rangle / \langle s_{1,1+1} \rangle \geq 80\%. \quad (5.18)$$

Корреляции распадающихся пионов разных знаков ($\pi^+\pi^-$, $\pi^\pm\pi^0$), которые могут образоваться от одного ρ -мезона, положительны $R^{(0)}(0) > 0$, но корреляционная длина $L \geq 3$ больше, чем в обычной лесенке. Корреляции тождественных пионов отрицательны $R^{(0)}(0) < 0$, так как они образуются из разных резонансов, а $R_{\rho\rho}^{(0)} < 0$. Полные значения $R^{(0)}(0)$ также зависят от доли прямых пионов и других резонансов (ω , f_1 , A_2 и т. д.).

Корреляции из-за ветвлений (см. рис. 5.1,а) уже связаны со всеми механизмами образования частиц в инклюзивных процессах (5.1) и поэтому называются дальними и дальнедействующими корреляциями. Их величины в ММ оцениваются следующим образом. Обозначим σ_j — сечение образования адронов, соответствующее диаграмме с j -лесенками. Тогда из (5.15) получим, что

$$d\sigma_j/\sigma_j dy = jC \quad (5.19)$$

и

$$d\sigma_j/\sigma_j dy_1 dy_2 = [j^2 + jR^{(1)}(y_1, y_2)]C^2, \quad (5.20)$$

где первый член в (5.20) соответствует независимому образованию адронов из разных лесенок, а второй — из одной. Кроме того,

$$d\sigma/\sigma_{\text{неупр}} dy = C \sum_j j \sigma_j / \sum_j \sigma_j = C \langle j \rangle. \quad (5.21)$$

Из (5.20) и (5.21), усредняя по j , получаем полную корреляционную функцию

$$R(y_1, y_2) = \frac{\langle j^2 \rangle - \langle j \rangle^2}{\langle j \rangle^2} + \frac{R^{(1)}(y_1, y_2)}{\langle j \rangle}. \quad (5.22)$$

Таким образом, в МРМ корреляционная функция инклюзивных процессов состоит из двух членов: первый $R(j)$ не зависит от Δy и определяется характером всего процесса (дальние корреляции), второй — связан с корреляциями в одной лесенке (ближние корреляции). В первом приближении можно считать, что число частиц в одной лесенке $n^{(0)} \approx \langle n \rangle$ и $j = n/\langle n \rangle$. Поэтому, изучая полунинклюзивные процессы, мы выделяем диаграммы с испусканием j -лесенок. В этом случае можно пренебречь $R(j)$ в (5.22), и тогда

$$R^{(1)}(y_1, y_2) \approx \frac{R^{(1)}(y_1, y_2)}{j} = \frac{R^{(1)}(y_1, y_2) \langle n \rangle}{n} \sim \frac{1}{n}. \quad (5.23)$$

Итак, корреляции в полунинклюзивных процессах должны уменьшаться с ростом множественности вторичных частиц. Этот результат объясняется тем, что лишь частицы, испущенные из одной лесенки, скоррелированы между собой $R^{(1)}(y_1, y_2)$. С другой стороны, с ростом n растет число лесенок $j(j \sim n)$ и вероятность зарегистрировать эти частицы падает как $1/j \sim 1/n$ [144].

Соотношения (5.22) и (5.23) поясняют механизм возникновения различных корреляций в (5.11). Первый член связан с ближними корреляциями $C_2^{(1)}$, их вклад уменьшается с ростом множественности пропорционально $1/n$. Дальние корреляции определяются $G(y_1, y_2)$, и они не зависят от Δy .

Итак, мультипериферические модели с учетом резонансов и ветвлений дают физическую интерпретацию корреляционных явлений в рамках квантовой теории поля. Сравнение их предсказаний с экспериментом позволяет определить роль тех или иных диаграмм при высоких энергиях (см. гл. 5).

Мультипериферические модели с учетом образования кластеров. Как мы уже отмечали, для получения постоянного полного сечения взаимодействия адронов в рамках ММ необходимо, чтобы в диаграммах типа представленной на рис. 5.1,а существенную роль играли большие, но конечные $s_{i,i+1}$. В МРМ это сделано за счет введения образования резонансов (см. рис. 5.1,б). Другой путь решения этого вопроса — введение образования в узлах диаграммы тяжелых резонансов или кластеров (см. рис. 5.1,в), которые распадаются по статистическим законам. Этот подход был развит в работах [140, 141] на основе уравнения Бете — Солпитера. Физическое содержание этой модели заключается в следующем:

а) обмен между узлами диаграммы (см. рис. 5.1,в) происходит только π -мезонами в отличие от МРМ, где в обмене участвуют и резонансы (см. рис. 5.1,б);

б) в узлах диаграммы образуются резонансы, происходит обмен полюсом Померанчука и другими полюсами Редже, соответствующими πN - и $\pi\pi$ -взаимодействиям;

в) в узлах диаграммы также образуются статистические системы (кластеры), распад которых на адроны описывается теорией Померанчука (см. гл. 4). В МММ имеются четыре основных параметра, которые определяются из данных о полных сечениях πN - и NN -взаимодействий. Сечения образования кластеров и распределения их по массам находят из сравнения МММ с экспериментом (см. гл. 2).

МММ удовлетворительно описывает основные черты множественных процессов: множественности, одностепенности и двухчастичности инклюзивных процессы и корреляции вторичных адронов. Однако роль резонансов в ней значительно меньше, чем в МРМ, так как часть полного сечения связана с образованием кластеров, причем в событиях с низкой множественностью $n \ll \langle n \rangle$ в обеих моделях основной вклад дают легкие резонансы ρ , f_1 , A_2 и т. д. При более высоких множественностях $n \gg \langle n \rangle$ роль кластеров существенна. Требование слабой зависимости полных сечений от энергии и воспроизведения правильной средней множественности приводит к тому, что в рамках МММ необходимо допустить образование тяжелых кластеров с массой до 3—4 ГэВ. Конечно, природа этих адронных кластеров не ясна [107]. Являются ли они динамическими объектами или они есть следствие игры кинематических ограничений, флуктуаций и т. д.? Другими словами, дают ли они точное описание протекания процессов при высоких энергиях или же всего лишь обеспечивают нас простыми мнемоническими правилами? Ответ на эти вопросы можно получить, лишь сравнивая модели с экспериментальными данными в широком интервале энергий*.

Описанная выше модель была реализована на ЭВМ в виде ансамблей искусственных событий с учетом законов сохранения и кинематики распадов резонансов и кластеров [8, 140, 141]. Это позволило провести всестороннюю проверку МММ при $E \leq 200$ ГэВ (см. гл. 2). При высоких энергиях, когда рождается много частиц, этот путь наиболее эффективен, так как уже невозможно вручную учесть все особенности инклюзивных процессов.

Мы рассмотрели основы двух типов ММ, которые дают наиболее полное описание данных по взаимодействиям адронов при высоких энергиях (от полных сечений до процессов с большой множественностью). Другие варианты ММ и СМ обсуждаются в обзорных [10, 107, 142]. Однако они претендуют лишь на описание отдельных характеристик множественных процессов, и их физические основы в той или иной степени содержатся в МРМ и МММ. Поэтому мультипериферические модели с учетом образования резонансов и статистических подсистем (кластеров) наиболее полно отражают современные теоретические представления о динамике множественных процессов.

5.2. КОРРЕЛЯЦИИ ПО БЫСТРОТАМ

В настоящее время имеются данные по корреляции вторичных адронов для различных типов первичных частиц в интервале энергий от 10 до 2000 ГэВ [8, 142]. Эксперименты, выполненные при $E \geq 400$ ГэВ, относятся к pp -взаимодействиям (ISR). При более низких энергиях имеются результаты для πp -, Kp - и $\bar{p}p$ -соударений. Основные черты корреляционных явлений слабо зависят от энергии ($E = 30$ —2000 ГэВ). Поэтому мы, как правило, будем рассматривать данные, в которых наиболее полно вид-

* Возможное место кластеров в квантовой теории поля обсуждается в обзорах [10, 107].

ны типичные особенности поведения $C_2(s)$ - и $R_2(s)$ -функций. Обсуждение начнем с инклюзивных процессов, которые дали первую информацию о корреляциях во множественных процессах при высоких энергиях.

1. Инклюзивные корреляции ($ab \rightarrow c_1 c_2 X$). Типичное поведение $R_{ch, ch}(y_1, y_2)$ -функций показано на рис. 5.2 ($\pi^- p \rightarrow 40$ ГэВ) [8]. Здесь интервал изменения $|\Delta y_1| \leq 0,8$ и $|\Delta y_2| \leq 2,6$. Штрихом показаны значения $R(y_1, y_2)$ -функций для событий, смоделированных по сферическому фазовому объему с учетом множественности

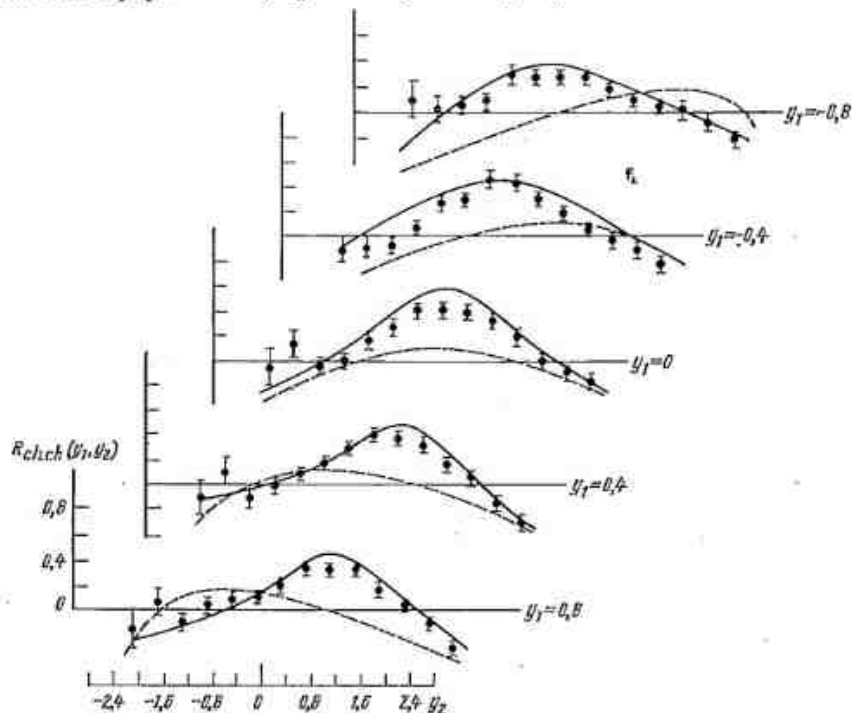


Рис. 5.2. Значения $R_{ch, ch}(y_1, y_2)$ для процессов $\pi^- p \rightarrow \pi^+ \pi^- X$ при $p=40$ ГэВ:

● — эксперимент; ---- — фазовый объем; — — — модель

вторичных частиц (заряженных и нейтральных) и законов сохранения. Они не согласуются с экспериментом в центральной области $|\Delta y| \leq 1$. В то же время МКМ (сплошные кривые) удовлетворительно описывает данные. Из рис. 5.2 видны основные особенности поведения $R(y_1, y_2)$ -функций: они имеют максимум при $y_1 \approx y_2$, затем уменьшаются с увеличением $\Delta y = y_1 - y_2$ и становятся отрицательными при $y \approx y_{max}$ (влияние законов сохранения). Аналогичное поведение имеют R_2 -функции и для других комбинаций вторичных пионов и γ -квантов ($\pi^+ \pi^+$, $\pi^+ \pi^-$, $\pi^- \pi^-$ и т. д.). Анализ данных в интервале энергий 30—2000 ГэВ позволяет сделать следующие выводы.

1. Формы кривых $R_{ch}(y_1, y_2)$ и $C_{ch}(y_1, y_2)$ для разного типа вторичных частиц подобны друг другу и слабо зависят от энергии. В центральной области ($|\Delta y| \leq 2$) $C_2(R_2)$ -функции удовлетворительно аппроксимируются $\exp(-|\Delta y|/L)$ или $\exp(-(\Delta y)^2/L^2)$ с $L \approx 2+3$ (корреляционная длина). Наблюдены также и корреляции при $\Delta y > 2$.

2. Значения $R_2(C_2)$ -функций в центральной области быстро меняются с изменением Δy и слабо с $Y=y_1+y_2$.

3. Значения $R_{+-}(0, 0) \approx 2R_{-+}(0, 0)$ и $R_{ch, ch}(0, 0) \approx R_{ch, \gamma}(0, 0)$.

4. В интервале 40—400 ГэВ значения $R_{ik}(0, 0)$ слабо меняются и практически не зависят от типа первичных частиц (π, p): $\langle R_{ch, ch}(0, 0) \rangle = 0,55 \pm 0,05$; $\langle R_{+-}(0, 0) \rangle = 0,65 \pm 0,05$; $\langle R_{-+}(0, 0) \rangle = 0,35 \pm 0,05$ и $\langle R_{++}(0, 0) \rangle = 0,23 \pm 0,05$ *.

5. Постоянство $R_{ik}(0, 0)$ -функций означает рост $C_{ik}(0, 0)$ с энергией, обусловленный ростом $\rho(0, s)$ [см. (5.5) и разд. 4.4]. Например, значения $C_{+-}(0, 0)$ составляют $0,32 \pm 0,04$ при 40 ГэВ и $0,47 \pm 0,04$ при 200 ГэВ.

Эти общие свойства корреляционных функций удовлетворительно описываются в рамках МРМ и МКМ (см. рис. 5.2). Действительно, корреляционная длина $L \approx 2+3$ (см. п. 1) предсказывалась и в простейшей ММ (см. разд. 4.1), и в моделях с учетом резонансов и кластеров [8, 10, 144]. Независимость распределений частиц и корреляций между ними от y в центральной области приводит к постоянству $R_{ik} = f(y_1 + y_2)$ при $s \rightarrow \infty$ (см. п. 2). Значения R_{ik} и соотношения между ними (см. пп. 3, 4) используются для определения вклада ветвлений или кластеров [10, 144]. В этом отношении инклюзивные корреляции менее информативны, чем полунклюзивные, и в основном они определяются различием в механизмах образования адронов в зависимости от n .

Анализ имеющихся данных в рамках МРМ показывает, что дальние корреляции, связанные с испусканием нескольких лесенок, составляют $R(j) = 0,2+0,3$ [см. (5.20)] [144]. Они медленно уменьшаются с увеличением Δy при конечных энергиях первичных частиц. Разница значений $R_{+-}(0, 0)$ и $R_{-+}(0, 0)$ определяется близкими корреляциями в одной лесенке, связанными с распадами резонансов (в основном $\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$). Поэтому всегда $R_{+-}(0, 0) > R_{-+}(0, 0)$. Оценки по МРМ приводят к значению

$$R_{+-}(0, 0) - R_{-+}(0, 0) \approx 1/3, \quad (5.24)$$

которое находится в хорошем согласии с экспериментом (см. п. 4). Присутствие в $R_{-+}(y_1, y_2)$ части, которая быстро уменьшается с увеличением Δy , объясняется эффектом тождественности вторичных частиц (см. разд. 5.4) [144]. Таким образом, инклюзивные корреляции в рамках МРМ свидетельствуют о большом вкладе ветвлений в $R_{ik}(0, 0)$ (50—80%) и большой доле резонансов среди вторичных частиц.

* Значение $\langle R_{ch, ch}(0, 0) \rangle$ приведено по интервалу 40—2000 ГэВ.

Аналогичные сравнения, проведенные для МКМ, показали, что сечение образования кластеров составляет 4–5 мб при $E \approx 200$ ГэВ [10].

2. Полуинклюзивные процессы $ab \rightarrow n_{ch} X^0$. Корреляции вторичных адронов в полуинклюзивных процессах (5.6) дают прямую информацию о динамике рождения частиц и происхождении инклюзивных корреляций [см. (5.11) и (5.23)]. На рис. 5.3 приведе-

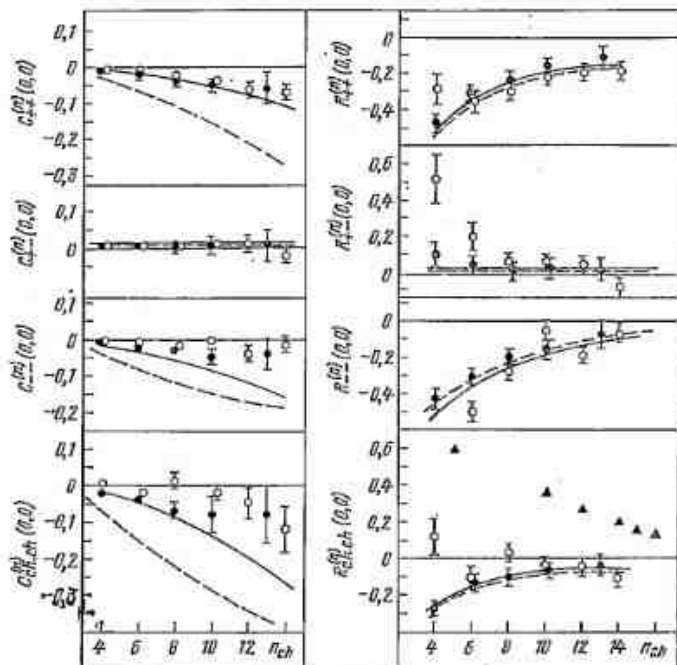


Рис. 5.3. Зависимость $R_{ik}^{(n)}(0, 0)$ - и $C_{ik}^{(n)}(0, 0)$ -функций от числа заряженных частиц в π - p -взаимодействиях при $p=40$ ГэВ (●) и в pp -взаимодействиях при $p=205$ ГэВ (○). Штриховые кривые — расчет по фазовому объему; сплошные — МКМ для $E=40$ ГэВ; ▲ — данные ISR.

ны данные по $C_{ik}^{(n)}(0, 0)$ - и $R_{ik}^{(n)}(0, 0)$ -функциям для π - p -взаимодействий и pp -соударений. Здесь же приведены результаты вычислений этих функций по фазовому объему и МКМ для π - p -взаимодействий при $p=40$ ГэВ. Как видно из рисунка, корреляционные функции уменьшаются по абсолютной величине с ростом n_{ch} и при $n_{ch} \geq 6+8$ не зависят от энергии (40–200 ГэВ). Аналогичный результат был получен для π - p -взаимодействий в интервале энергий 40–360 ГэВ [78].

Реакции с $n_{ch} \leq 6$ составляют особую группу, связанную с дифракцией первичных частиц, сечение которой велико ($\sigma_d \approx \sigma_{упр}$, см. гл. 3). Корреляции в этих процессах зависят от квантовых чисел первичных частиц, и при больших энергиях их вклад в централь-

ную область мал. Значения $R^{(n)}(\Delta y=0)$ по всей кинематической области увеличиваются с энергией (пропорционально $\ln s$) и при $E_{\pi}=360$ ГэВ составляют $R_{+}^{(4)}(0)=0,80 \pm 0,15$ и $R_{+}^{(6)}(0)=0,3 \pm 0,1$ [78]. В то же время корреляции тождественных пионов близки к нулю [$R_{-}^{(4)}(\Delta y=0)=0,05 \pm 0,10$]. Дифракционные процессы по своим свойствам близки к упругим реакциям и подробно обсуждаются в обзоре [145].

Вернемся к обсуждению характеристик множественных процессов $n_{ch} \geq 6$. Абсолютные значения $C_{ik}^{(n)}(0, 0)$ - и $R_{ik}^{(n)}(0, 0)$ -функций малы (около 0,1), что значительно меньше $R_2(0, 0)$ (око-

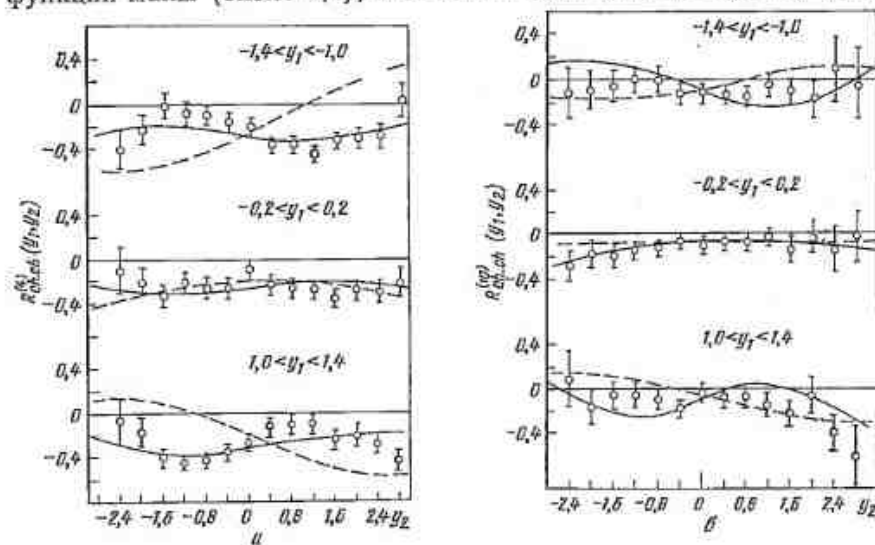


Рис. 5.4. Поведение $R_{ch ch}^{(n)}(y_1, y_2)$ -функций для различных интервалов по y_1 и $n_{ch}=4$ (а) и $n_{ch}=10$ (б): ○ — эксперимент; — — — фазовый объем; сплошная кривая — модель.

ло 0,6). Это означает, что вклад дальних корреляций в $R_2(0, 0)$ существен [см. (5.11) и (5.23)]. Корреляции тождественных частиц отрицательны, а разных пионов — положительные. Их зависимость от n_{ch} не противоречит (5.23). Например, для π - p -взаимодействий при $E=360$ ГэВ получено, что $R_{+}^{(n)}(0, 0) \approx a/n_{ch}$ ($n_{ch}=8+20$) [78]. Все эти характерные черты $R^{(n)}(0, 0)$ -функций удовлетворительно описываются МКМ (см. рис. 5.3).

Мультипериферическая модель с учетом резонансов и ветвлений также объясняет поведение $R^{(n)}(0, 0)$ -функций. Действительно, корреляции разных пионов в этой модели положительны и $R_{+}^{(n)}(0, 0) \approx 1/n_{ch}$ (5.23). Корреляции тождественных частиц отрицательны, что, возможно, связано с образованием их из разных резонансов [144].

Поведение $R_{ik}^{(n)}$ -функций вне центральной области $|y| \geq 1$ указывает на существование небольших ближних и дальних кор-

реляций ($R^{(n)} \leq 0,1$), которые хорошо описываются МКМ (рис. 5.4). Они уменьшаются с ростом n_{ch} .

С увеличением множественности различие между статистическими и мультипериферическими моделями по $R_2^{(n)}(y_1, y_2)$ становится незначительным: $R_{ln}^{(n)} \sim 1/n_{ch} \rightarrow 0$ из-за большого числа случайных комбинаций пар пионов $N(\pi\pi) \sim n^2$. Нужны новые методы анализа данных, которые были бы более чувствительны к динамике множественных процессов. Простое обобщение корреляционных функций на три и более частиц приводит к многомерным распределениям, которые трудно анализировать. Поэтому обычно используют одномерные распределения по различным характеристикам нескольких частиц. Например, анализируются распределения адронов по интервалам быстрот, внутри которых заключено k частиц ($k=1, 2, 3 \dots$) [10]. Распределения таких интервалов для разных значений n_{ch} и k позволяют судить о характере кластеризации вторичных частиц. Например, при анализе данных по pp - и πp -соударениям при $E=40, 70$ и 200 ГэВ в рамках МКМ по методу интервалов было получено, что большая совокупность данных (проводился анализ около 40 распределений!) удовлетворительно объясняется, если в событиях с $n \geq 2 <n>$ образуются кластеры с $M=3-4$ ГэВ и $\sigma=4-5$ мб, которые распадаются на 3-4 заряженных пиона [10]. Такой подход позволяет описать данные при большой множественности, но, конечно, не дает ответа на вопрос о действительном образовании статистических систем в узлах мультипериферических диаграмм (см. рис. 5.1)*. Для решения этого принципиального вопроса (см. разд. 4.3) необходимы новые, более однозначные методы анализа и экспериментальные данные в широком интервале энергии (1-100 ТэВ).

5.3. АЗИМУТАЛЬНЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ

Распределения пар вторичных частиц по азимутальному углу φ обычно представляют в виде (5.13). Значения коэффициента асимметрии B (5.14) для инклюзивных процессов (5.1) дано в табл. 5.1 [142].

Таблица 5.1. Значения коэффициентов асимметрии для различных зарядовых состояний пар пионов

Тип реакции ($p, \text{ГэВ}$)	$B(\pi^+\pi^-)$	$B(\pi^-\pi^-)$	$B(\pi^+\pi^+)$
$\pi^- p$ (40)	$0,11 \pm 0,01$	$0,04 \pm 0,01$	$0,05 \pm 0,01$
pp (102)	$0,08 \pm 0,01$	$0,04 \pm 0,01$	$0,04 \pm 0,01$
pp (205)	$0,09 \pm 0,01$	$0,04 \pm 0,01$	$0,04 \pm 0,01$

Значение B не зависит от типа первичных частиц ($\pi p, pp$), но различается вдвое для тождественных и разных пионов. Это раз-

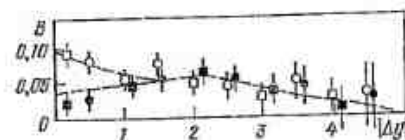
* Эти же данные можно описать в рамках МРМ.

личие связано с поведением $B(\Delta y)$ (рис. 5.5). В области малых значений $|\Delta y| \leq 1 - B(\pi^+\pi^-) \gg B(\pi^+\pi^+)$ при больших значениях распределения $dN(\pi\pi)/N d\varphi$ не зависит от зарядовых состояний пар пионов. Резкое уменьшение $B(\pi^+\pi^+)$ при $\Delta y \rightarrow 0$ объясняется эффектом интерференции тождественных частиц, которая увеличивает число пар с $\varphi \approx 0$ (см. разд. 5.4). Этот эффект проявляется и в распределенных частицах по быстрой $\varphi \leq 45^\circ$. Например, $R_-(\Delta y=0) = 0,60 \pm 0,05$, если $\varphi \leq 45^\circ$, $R_-(\Delta y=0) = 0,2$ при $\varphi > 45^\circ$ ($\pi p - 360$ ГэВ) [78]*. Из рис. 5.5 и данных [78] видно, что интерференция тождественных частиц проявляется в виде близких корреляций в пространстве быстрот $L \approx 1$.

Интерпретация азимутальных корреляций дается в обеих моделях. МКМ хорошо описывает эксперимент, за исключением области интерференции, которая не учитывалась при распаде клас-

Рис. 5.5. Зависимость $B(\Delta y)$ от разности быстрот π -мезонов, образованных в реакциях $pp \rightarrow \pi\pi X$ при $E_p = 102$ и 205 ГэВ:

□, ○ — $\pi^+\pi^-$ -пары; ●, ● — $\pi^+\pi^+$ -пары; — — расчеты по мультипериферической модели с учетом образования резонансов и тождественности вторичных частиц



теров в первичных вариантах этой модели (см. гл. 7) [8, 10]. Азимутальные корреляции разных пионов в МРМ определяются корреляциями соседних частиц в одной лесенке (см. разд. 5.1). Оценки показывают, что для p -мезонов

$$B_{pp}(\Delta y) = B_p(0) \exp(-\Delta y/L_{pp}), \quad (5.25)$$

где $B(0)_p = 1/2$ и $L_{pp} \approx 2^{**}$ [144]. Распадные пионы имеют большую корреляционную длину ($L \approx 3-4$), т. е. при современных энергиях корреляции должны быть заметны практически по всей области изменения Δy (см. рис. 5.5). Значение $B(0)$ для $\pi^+\pi^-$ -пар примерно в 4 раза меньше $B_p(0)$, что не противоречит имеющимся данным. Для качественного их описания в рамках МРМ необходимо, чтобы около 70% пионов образовывалось в результате распадов p -мезонов, которые испытывают отталкивание при $\Delta y_{pp} \leq 0,8$ (см. разд. 5.1) [144]. Разница в поведении $B(\pi^+\pi^-)$ и $B(\pi^+\pi^+)$ при $\Delta y \leq 1$ объясняется интерференцией тождественных частиц, испущенных из разных лесенок, что приводит к увеличению $\pi^+\pi^-$ -пар с $\varphi < 90^\circ$, т. е. к уменьшению $B(\pi^+\pi^-)$ (см. рис. 5.5). Механизм возникновения интерференции в МРМ связан в основном с распа-

* Разница в $R_-(\Delta y=0)$ еще более увеличивается, если $\Delta\varphi \rightarrow 0$, $\Delta p_{\perp} \rightarrow 0$ и $\Delta y=0$, т. е. $\Delta p_{\parallel} \rightarrow 0$ [78].

** Большое значение $B(0)$ объясняется почти локальным сохранением поперечных импульсов в мультипериферической кинематике (см. разд. 4.1). Поэтому соседние частицы почти всегда (в 75% случаев) летят в противоположные стороны в плоскости, перпендикулярной $p_a(p_b)$.

дами ρ -мезонов из разных лесенок, и поэтому ширина распада ρ -мезонов ($\Gamma=150$ МэВ) определяет размер области эффекта (см. разд. 5.4).

Из обсуждения основных данных по корреляциям видно, что получены только первые результаты, которые удовлетворительно описываются ММ. В рамках МРМ предлагается большая программа дальнейшего изучения корреляций [95, 143, 144]. В первую очередь — это выделение резонансов (ρ -мезонов) и исследование корреляций между ними. В этом случае азимутальные корреляции дают прямую информацию о динамике излучения частиц в одной лесенке, а корреляции по быстротам — о механизме всего процесса. Для долгоживущих частиц интересно изучить корреляций между π - и K -мезонами, особенно $R(\pi^-K^-)$, $R(\pi^+K^+)$, так как они не могут образоваться от распада одного резонанса.

Интересную информацию можно получить из данных о корреляциях в адрон-ядерных соударениях. В этом случае число лесенок резко растет (пропорционально $A^{1/3}$) из-за перераспределения адрона на нуклонах ядра и влияние ближних корреляций $R^{(1)}(0,0)$ падает пропорционально $A^{-1/3}$ [см. (5.22)]. Кроме того, растут дальние корреляции $R(j)$, значения которых существенно отличаются в разных моделях [144]. Поэтому измерение $R(j)$ дает хорошую возможность для проверки наших представлений о механизме множественных процессов. К сожалению, экспериментальные данные по корреляциям в адрон-ядерных взаимодействиях только начинают появляться (см. разд. 5.5).

Итак, наряду с изучением резонансов несомненно будут развиваться исследования по корреляциям долгоживущих частиц, особенно адронов из разных резонансов. Они дают новую информацию о динамике сильных взаимодействий при высоких энергиях, которая существенно дополняет сведения, полученные из данных о рождении резонансов (см. гл. 7).

5.4. ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ ТОЖДЕСТВЕННЫХ ЧАСТИЦ И РАЗМЕРЫ ОБЛАСТИ ИХ ИЗЛУЧЕНИЯ

Анализ и интерпретация инклюзивных процессов проводятся с помощью мультипериферических или кварк-партоновых моделей, в которых содержится целый ряд существенных модельных предположений (см. гл. 3—5). Поэтому особое значение приобретают исследования множественных процессов, основанные на общих, хорошо установленных принципах квантовой механики. К ним относится интерференция тождественных частиц в инклюзивных процессах

$$a+b \rightarrow c(p_1)+c(p_2)+X, \quad (5.26)$$

которая позволяет получить информацию о пространственных и временных размерах области излучения вторичных частиц. В разных моделях эти характеристики существенно отличаются.

Например, в статистической модели Померанчука область излучения — сфера с радиусом $R \sim (V/s)^{1/3}$, в гидродинамической теории для медленных частиц $R \sim 1/m_\pi$, в теории Ферми — эллипсоид с $R_\perp \sim 1/m_\pi$ и $R_\parallel \sim (M/m_\pi)(s)^{-1/2}$ (см. гл. 4). В мультипериферических моделях интерференция связана с характерными расстояниями между узлами одной лесенки и с резонансами из разных лесенок (см. разд. 5.3). Размеры области излучения адронов в кварк-партоновых моделях определяются их временем формирования из кварков.

Итак, пространственно-временные характеристики области излучения адронов дают прямую информацию о динамике их образования.

Тождественность частиц в квантовой механике уже не раз с успехом использовали для изучения динамики эксклюзивных процессов и определения квантовых чисел частиц и резонансов [146].

Возможность корреляционного измерения размеров источника в реакциях (5.26) впервые была продемонстрирована для $\bar{p}p$ -аннигиляции, где наблюдался избыток пар тождественных пионов

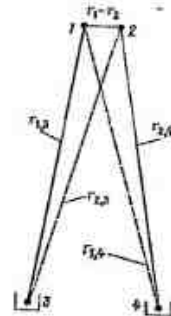


Рис. 5.6. Схема излучения двух тождественных частиц 3, 4 из источников 1, 2.

Сплошными и штриховыми линиями показаны две возможные ситуации

с относительно малыми углами разлета [147]. Это явление было объяснено в рамках статистической теории как результат бозесимметризации волновой функции пионов. Затем оно многократно изучалось в различных взаимодействиях в широком интервале энергий ($E \leq 200$ ГэВ), в частности и в азимутальных корреляциях (см. разд. 5.3). Ситуация оказалась очень сложной и запутанной*.

Основы современного корреляционного метода изучения интерференции тождественных частиц в инклюзивных процессах были разработаны в 1971—1974 гг. и с тех пор широко используются при анализе множественных процессов [8, 148—152].

Вывод формул, описывающих интерференцию, рассмотрим на простом примере, следуя работе [150]. Пусть пара тождественных частиц 3, 4 испускается двумя точечными источниками 1 и 2 (рис. 5.6) со временем жизни τ , включаемыми в моменты t_1 и t_2 и разнесенными в пространстве на расстояние $r_1 - r_2$. Тогда вероятность W наблюдения этих частиц с импульсами $P_5 = \{E_3, p_3\}$ и

* Это произошло из-за того, что интерференция частиц слабо зависит от угла их разлета, а определяется другими переменными (см. ниже).

$P_4 = \{E_4, p_4\}$ определяется квадратом амплитуды этого процесса, симметризованной по тождественным частицам:

$$\frac{W}{W_0} = \left| \frac{\exp(i p_3 r_{12} + i E_3 t_1) \exp(i p_4 r_{21} + i E_4 t_2)}{(E_3 - E_1 + i\Gamma/2)(E_4 - E_2 + i\Gamma/2)} + \frac{\exp(i p_4 r_{12} + i E_4 t_1) \exp(i p_3 r_{21} + i E_3 t_2)}{(E_4 - E_1 + i\Gamma/2)(E_3 - E_2 + i\Gamma/2)} \right|^2, \quad (5.27)$$

где первый член соответствует излучению частиц 3, 4 соответственно источниками 1, 2, а второй — источниками 2, 1 (см. рис. 5.6). Здесь W_0 — вероятность наблюдения пар частиц в случае отсутствия интерференции; $\Gamma = \hbar/\tau$ — энергетическая ширина каждого из излучателей; E_1 и E_2 — средние значения энергий излучаемых ими частиц. Рассмотрим несколько предельных случаев, на примере которых видны особенности обсуждаемых интерференционных явлений. Пусть значения E_1 и E_2 могут варьироваться и распределены равномерно в достаточно широком интервале энергий. Тогда проинтегрировав (5.27) по E_1 и E_2 , получим

$$\frac{W(p, q, q_0)}{W_0(p, q, q_0)} = 1 + \frac{\cos[q(r_1 - r_2) - q_0(t_1 - t_2)]}{1 + (q_0\tau)^2}, \quad (5.28)$$

где $q_0 = E_3 - E_4$, $q = p_3 - p_4$ и $p = 1/2(p_4 + p_3)$. Из (5.28) видно, что при $q_0, q \rightarrow 0$ появляется сильный интерференционный эффект — вероятность наблюдения пар тождественных частиц увеличивается вдвое. Измерение зависимости $W(p, q, q_0)$ от разности компонент 4-импульсов тождественных частиц и позволяет определить значения $r_1 - r_2$, $t_1 - t_2$ и т.

Аналогичные формулы получаются и в том случае, когда частицы испускаются не двумя излучателями, а целой совокупностью их, распределенной в достаточно узком интервале пространства — времени. Пусть, например, излучатели распределены равномерно внутри эллипсоида с полуосями A, B, C , параллельными осям x, y, z , и все они включаются в один и тот же момент $t=0$. Тогда, если σ велико по сравнению с размерами эллипсоида, то

$$\frac{W(q, q_0)}{W_0(q, q_0)} = 1 + \frac{I^2(q)}{1 + (q_0\tau)^2}, \quad (5.29)$$

где

$$\left. \begin{aligned} I(q) &= 3(\sin \rho - \rho \cos \rho)/\rho^2; \\ \rho^2 &= (q_x A)^2 + (q_y B)^2 + (q_z C)^2. \end{aligned} \right\} \quad (5.30)$$

Из (5.29) следует, что, измеряя зависимость $W(q, q_0)$ от разности компонент 4-импульсов частиц, можно получить данные о форме излучающего объема.

Если моменты включения излучателей равномерно распределены в промежутке времени $(-T, T)$, то (5.29) переходит в

$$\frac{W(q, q_0)}{W_0(q, q_0)} = 1 + \frac{I^2(q)}{1 + (q_0\tau)^2} \left[\frac{\sin(q_0 T)}{q_0 T} \right]^2. \quad (5.29')$$

В (5.29') уже имеются два характерных интервала времени: T и τ . Первый связан с длительностью процесса образования возбужденной системы, второй характеризует длительность ее существования. Для процессов множественного рождения существует еще и третий временной параметр — t_1 , в течение которого родившиеся частицы пролетают возбужденный объем. Для количественного анализа этого эффекта нужно отказаться от сделанного ранее упрощающего предположения о том, что σ велико по сравнению с размерами излучающей системы. Тогда (5.29) переходит в

$$\frac{W(q, q_0)}{W_0(q, q_0)} = 1 + \frac{\exp[-q_x^2 A^2 - q_y^2 B^2 - q_z^2 t_1^2] (\sin q_0 T)^2}{1 + (q_0\tau)^2 (q_0 T)^2} \quad (5.31)$$

для пар, излученных в направлении оси столкновения первичных частиц (z)*. В этом случае $p_1 \approx p_2$ и $q_0 = q_z v$, где v — скорость частиц ($v_1 \approx v_2 \approx v_z$) и $q_z = q_0/v$. Поэтому в (5.31) величина $q_z^2 C^2$ в экспоненте заменена на $q_0^2 t_1^2$, где $t_1 = C/v$. Меняя направление вылета пары и варьируя скорость отбираемых частиц, можно определить все шесть параметров, входящих в (5.31). При современной точности эксперимента прежде всего удастся оценить только некоторое эффективное время, близкое к

$$t_{\text{эф}} = [\tau^2 + t_1^2 + T^2/3]^{1/2}, \quad (5.32)$$

и средний радиус R области взаимодействия [150]**. Поэтому при обработке экспериментальных данных обычно используют двумерные или одномерные распределения по q_0 и $q_\perp^2$, где $q_\perp$ — проекция q на плоскость, перпендикулярную p . Эта пара переменных хороша тем, что в простейшем случае сферически-симметричного распределения именно она входит в формулы (5.29) — (5.31). Например, для излучателей, равномерно распределенных на поверхности сферы R ,

$$\frac{W(p, q, q_0)}{W_0(p, q, q_0)} = 1 + \frac{[2J_1(q_\perp R)/q_\perp R]^2}{1 + (q_0 t_{\text{эф}})^2} \approx \frac{\exp\left[-\frac{1}{4} q_\perp^2 R^2\right]}{1 + (q_0 t_{\text{эф}})^2} + 1, \quad (5.33)$$

где $J_1(q_\perp R)$ — функция Бесселя первого порядка. Из (5.33) видно, что при $q_\perp, q_0 \rightarrow 0$ вероятность наблюдения пар тождественных частиц равна двум, а при достаточно больших значениях $q_\perp R$ и $q_0 t_{\text{эф}}$ — единице. Подчеркнем, что речь идет об изучении двумерных распределений, и эффект тождественности проявляется не в углах разлета [147], а в корреляциях между 4-импульсами тождественных частиц.

Формулы типа (5.33) несколько меняются, если источник излучения не является неподвижным, например в случае образования пионов при распаде резонансов (см. разд. 4.7) [148]. Тогда распределение по разности энергии q_0 дает время жизни резонанса

* Здесь для простоты предполагается, что излучатели распределены по закону $U(r) = \exp(-1/2[x^2 A^{-2} + y^2 B^{-2} + z^2 C^{-2}])$.

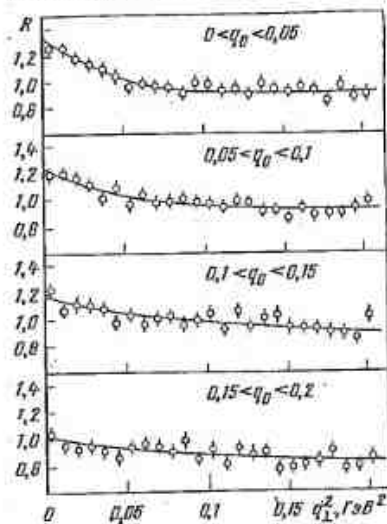
** Формула (5.32) получается из (5.31) при разложении ее по $q_0 T, q_0 \tau$ и $q_0 t_1$.

$\tau(R)$, а распределение по разности проекций импульсов (на любую ось) — распадный пробег резонанса $l(R)$ вдоль этой оси

$$\frac{W(p, q, q_0)}{W_\Phi(p, q, q_0)} = 1 + [1 + (q_0 \tau(R)) - q l(R)]^{-1}. \quad (5.34)$$

Формулы (5.27) — (5.34) получены для простых моделей. Однако и в других более сложных моделях их структура остается прежней (см. [148—152]). Поэтому при рождении тождественных частиц в (5.24) следует ожидать появления интерференционных корреляций при $q \rightarrow 0$. Для разных механизмов генерации точная интерпретация этого эффекта может быть несколько различной, но во всех случаях ширина максимумов в распределении компонент q дает соответствующую пространственно-временную характеристику распределения источников мезонов*.

Другой метод измерения угловых размеров источников (звезд) с помощью наблюдения двухфотонных интерференционных корреляций используется в астрономии [153]. В идейном отношении эти методы близки друг к другу: в обоих случаях регистрируются пары тождественных частиц и определяются размеры соответствующих источников. Но в первом методе измеряются энергия и импульс детектируемых частиц, а во втором — момент их попадания в детектор и координата детектора, что позволяет, несмотря на большое время жизни звезд [параметр T (5.31)], измерить их угловые размеры. Сравнение и синтез этих двух подходов приведены в работе [150].



Интерференционный метод измерения размеров области излучения адронов уже в течение нескольких лет успешно применяется в физике множественных процессов [8]. Обработка экспериментальных данных по формулам типа (5.33) показала, что при $q \rightarrow 0$ значение отношения $W(q, q_0)/W_\Phi(q, q_0)$, как правило, меньше двух (рис. 5.7). В связи с этим перед вторым чле-

Рис. 5.7. Зависимость отношения выходов пар тождественных пионов к нетождественным от q^2_1 для K^-p -взаимодействий при $p = 16$ ГэВ.

Кривые — результаты аппроксимации по формуле (5.33) с $R = 1,8 \cdot 10^{-13}$ см; статистика 70 тыс. событий (q_0 , ГэВ)

* Из (5.33) видно, что если любой из временных параметров: τ , T , t_i становится очень большим, то возможность измерения размеров излучающей системы практически исчезает, поскольку интерференционный эффект остается только в малой ненаблюдаемой области значений q_0 .

ном правой части (5.33) используется дополнительный параметр λ . Для $(\bar{p}p)$ - и $(\bar{p}n)$ -взаимодействий его значение близко к единице, а для πp -, Kp - и pp -столкновений значение $\lambda \approx 0,4 \div 0,5$. Появление этого множителя связано с конечной точностью измерений ($\sigma_q \geq 20$ МэВ) и возможными динамическими корреляциями, которые запрещают рождение тождественных частиц с $q \rightarrow 0$ ($\lambda \rightarrow 0$) [154, 155].

Методические причины появления этого эффекта связаны с размыванием интерференционного максимума из-за σ_q , невозможностью надежной идентификации энергичных частиц и т. п. [154]. Учет их должен приводить к восстановлению полного интерференционного эффекта (5.33). Другие причины появления λ определяются динамикой образования адронов в инклюзивных процессах, которые представляют собой совокупность различных механизмов их рождения (дифракция, аннигиляция, распады резонансов и т. п.). Поэтому, как правило, для множественных процессов существует не один набор параметров ($R, t_{\text{эф}}$), а несколько, что приводит к более сложным формулам, чем (5.33) [154]. В этом

Таблица 5.2. Размеры области излучения тождественных пионов и K -мезонов

Реакция	Импульс, ГэВ	$R, 10^{-13}$ см	$\sigma, 10^{-13}$ см
$pp \rightarrow \pi\pi X$	28,5	$1,3 \pm 0,1$	$0,4 \pm 0,2$
$pp \rightarrow \pi\pi X$	200	$1,4 \pm 0,4$	—
$pp \rightarrow \pi\pi X$	140	$1,34 \pm 0,31$	$1,38 \pm 0,60$
$\bar{p}p \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^-$	0	$1,89 \pm 0,06$	$1,5 \pm 0,1$
$\bar{p}p \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^- \pi^0$	0—0,7	$1,8 \pm 0,1$	$1,4 \pm 0,2$
$pp \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^- X^0$	5,7	$2,6 \pm 0,4$	$4,5 \pm 1,5$
$pp \rightarrow \pi\pi X$	22,4	$2,2 \pm 0,3$	$2,3 \pm 0,6$
$\bar{p}p \rightarrow 3\pi^- 2\pi^+$	1,0; 1,6	$1,23 \pm 0,09$	$1,4 \pm 0,2$
$\bar{p}p \rightarrow K_s K_{s^*} \pi^-$	0,76	$0,9 \pm 0,2$	$2,3 \pm 0,7$
$\pi^- p \rightarrow \pi\pi X$ ($n_{ch} \geq 6$)	11,2	$1,04 \pm 0,10$	$0,4 \pm 0,2$
$\pi^- p \rightarrow \pi\pi X$ ($n_{ch} = 6$)	16	$1,84 \pm 0,09$	$1,0 \pm 0,2$
$\pi^- p \rightarrow \pi\pi X$ ($n_{ch} \geq 6$)	40	$1,7 \pm 0,3$	$0,8 \pm 0,5$
$\pi^+ p \rightarrow \pi\pi X$ ($n_{ch} \geq 6$)	16	$1,84 \pm 0,06$	$1,1 \pm 0,2$
$K^- p \rightarrow \pi\pi X$ ($n_{ch} \geq 6$)	16	$1,84 \pm 0,09$	$1,0 \pm 0,2$
$K^- p \rightarrow \pi\pi X$ ($n_{ch} \geq 6$)	32	$1,2 \pm 0,1$	—
$K^- p \rightarrow \pi\pi X$ ($n_{ch} = 6, 8$)	12	$1,9 \pm 0,3$	—
$\pi^-^{12}C \rightarrow p\pi^- \pi^+ X$	3,7	$2,6 \pm 1,2$	$0,8 \pm 0,5$
$\pi^-^{12}C \rightarrow \pi\pi X$ ($n_{ch} \geq 6$)	40	$4,5 \pm 1,0$	$5,1 \pm 2,1$
$^{12}CTa \rightarrow \pi\pi X$	4,2 ГэВ/нукл.	$3,3 \pm 0,6$	—
$^{40}Ar + Pb, O_8 \rightarrow \pi\pi X$	2,6 ГэВ/нукл.	$3,3 \pm 0,9$	~ 5
$^{40}Ar + Ba, I_2 \rightarrow \pi\pi X$	2,6 ГэВ/нукл.	$4,0 \pm 0,8$	$3,2^{+4,6}_{-2,0}$
		$3,0 \pm 1,1$	~ 5

случае все источники адронов можно условно разделить на три типа. Первый тип источников имеет большие размеры ($R, \tau > q_{\text{макс}}$), поэтому интерференционный пик от этих источников слишком узок ($\Delta q \sim 1/R, 1/\tau$) и ускользает от наблюдения из-за плохого экспериментального разрешения ($\sigma_q \gg \Delta q$). Примером таких источников адронов являются узкие резонансы (η, ϕ и др.).

Второй тип — точечные неподвижные источники ($R \sim \tau \approx 0$). В этом случае интерференционный эффект проявляется при всех значениях q , т. е. практически ненаблюдаем. И, наконец, источники с $R \sim \tau \sim 0,5 \div 5$ фм, размеры которых измеряются современными приборами (табл. 5.2). Поэтому в эксперименте мы видим обычно только часть интерференционного эффекта и $\lambda < 1$.

Экспериментальные результаты по интерференции пионов получены для πp -, $K p$ -, $p p$ -, $\bar{p} N$ -, пион-углеродных взаимодействий и для соударений ускоренных ядер ^{12}C , ^{40}Ar с тяжелыми и легкими ядрами Ba, Ta, Pb в интервале импульсов 0—1400 ГэВ (см. табл. 5.2) [8, 156].

Итак, уже проведено более 20 экспериментов по измерению интерференции тождественных пионов. Они показали, что эффект в переменных $q_0, q_{\perp}^2$ проявляется в широком интервале энергий (0—1400 ГэВ) и слабо зависит от типа адронных столкновений $p p, \pi p, K p, \bar{p} p, A_1 A_2$. Величина эффекта уменьшается с увеличением одного из параметров q_0 или $q_{\perp}^2$, что и следует ожидать согласно (5.33) (см. рис. 5.7). В качестве фона обычно используются распределения пионов из разных событий или $W(\pi^+\pi^-)$. В последнем случае интерференция отсутствует, если π -мезоны образуются независимо друг от друга. Однако в некоторых случаях пары π -мезонов разных зарядов могут давать интерференционные корреляции, сходные по своей природе с корреляциями тождественных пионов. Например, это возможно при генерации пионов через распад промежуточных резонансов, которые интенсивно рождаются при высоких энергиях [154]. Поэтому при использовании $W(\pi^+\pi^-)$ в качестве фоновых распределений необходимо исключить или учитывать возможную интерференцию разных пионов.

Значения параметров R и $l_{\text{эф}}$ определялись из сравнения (5.33) с экспериментом. Следует отметить, что погрешности в измерении радиуса $\sigma_{q_{\perp}}$ меньше, чем в определении $l_{\text{эф}}(\sigma_{q_0})$. Действительно, $q_{\perp} \approx p \sin \theta$ и $q_0 = E_1 - E_2$, где θ — угол между p_1 и p_2 . Поэтому значения $q_{\perp}$ определяются точнее ($\sigma_{q_{\perp}}/q_{\perp} \sim \sigma_p/p$), чем значения q_0 ($\sigma_{q_0}/q_0 \sim \sigma_E/(E_1 - E_2)$). Чтобы исключить влияние дифракционных механизмов образования частиц, обычно изучаются реакции с большой множественностью $n_{\text{ch}} \gg 6$.

Из сравнения имеющихся данных видно, что область излучения пионов во множественных процессах характеризуется $\langle R \rangle = (1,85 \pm 0,15) 10^{-13}$ см и $\langle cl_{\text{эф}} \rangle = (1,2 \pm 0,3) 10^{-13}$ см [156]. Ее радиус существенно больше, чем радиус адронов (около $0,8 \cdot 10^{-13}$ см).

Возможно, что это связано с образованием пионов при распаде резонансов ρ, ω, f и т. п. (см. гл. 4). В этом случае измеряются размеры области распадов резонансов и их время жизни [см. (5.34)], а не размеры области их генерации [157]. Чтобы убедиться в этом, необходимо измерить интерференцию тождественных резонансов, что в настоящее время представляет большие методические трудности (см. гл. 7), или интерференцию прямых адронов (см. гл. 4).

Первые результаты по интерференции пионов, полученные в адрон-ядерных и ядро-ядерных соударениях, показывают, что размеры области излучения увеличиваются до $(3-4) 10^{-13}$ см. Это увеличение R , вероятно, связано с ростом числа нуклонов, участвующих во взаимодействиях, при переходе от адронных столкновений к ядерным. Накопление информации по этим взаимодействиям представляется крайне интересным, так как позволяет сравнивать динамику элементарных и многонуклонных столкновений и получать данные о структуре сильных взаимодействий на малых расстояниях.

Следующим этапом изучения интерференционных корреляций является определение формы излучающей области, которая более критична к механизмам рождения частиц, чем $\langle R \rangle$. Корреляционный анализ в принципе позволяет получить любую информацию по этому вопросу [149—151]. Однако статистика событий в интерференционной области еще невелика, чтобы иметь надежные данные даже для определения поперечных $R_{\perp}$ и продольных $R_{\parallel}$ размеров области излучения по отношению к оси столкновения первичных частиц. Первые оценки этих параметров, проведенные для пар тождественных пионов, излученных под малыми ($\cos \theta \geq 0,5$) и большими ($\cos \theta < 0,5$) углами в πp -соударениях при $p = 40$ ГэВ, дают значения $R_{\perp} = (2,3 \pm 0,5) 10^{-13}$ см и $R_{\parallel} = (1,1 \pm 0,5) 10^{-13}$ см [8].

Таким образом, хотя полная статистика событий, полученная в экспериментах с помощью пузырьковых камер, составляет 50—100 тыс. событий, в области интерференции $q \leq 200$ МэВ число пар пионов невелико: 10^2 — 10^3 . Поэтому для изучения формы области излучения необходимо проведение специальных экспериментов с помощью электронной методики, настроенной на область интерференции.

Новые возможности изучения динамики сильных взаимодействий открывают интерференционные корреляции нейтральных K -мезонов, распады которых ($K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-, K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^0$ (e) ν) хорошо идентифицируются как в пузырьковых камерах, так и в электронных экспериментах. Важной особенностью нейтральных K -мезонов является то, что они образуются в состояниях K^0 или $\bar{K}^0$, а детектируются в разных внутренних состояниях $|K\rangle = \alpha|K^0\rangle + \beta|\bar{K}^0\rangle$ в зависимости от условий эксперимента [146]. Если два нейтральных каона рождаются преимущественно в нетождествен-

ных состояниях (столкновение частиц с нулевой странностью), то при регистрации их двухпионных распадов отбираются две одинаковые суперпозиции этих состояний $|K^0_S\rangle = |K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle/\sqrt{2}$. При других способах регистрации двухкаонной системы, рожденной в той же реакции, могут выделяться другие комбинации $K^0_L K^0_L$, $K^0_S K^0_L$, $K^0_S K^0_S$ и т. д. При вычислении вероятности отбора той или иной комбинации необходимо учитывать интерференцию исходных состояний $K^0(P_1)$, $\bar{K}^0(P_2)$ и $K^0(P_2)$, $\bar{K}^0(P_1)$. В результате оказывается, что интерференционные корреляции $K^0_S K^0_S$ и $K^0_L K^0_L$ -мезонов описываются формулами типа (5.33), где параметры R и $t_{\text{эф}}$ характеризуют размеры области излучения нетождественных частиц K^0 и $\bar{K}^0$ -мезонов* [158].

В отличие от разных π -мезонов эта интерференция существует и для независимых излучателей, так как оба типа каонов K^0 , $\bar{K}^0$ являются источниками регистрируемых частиц $K_S K_S$, $K_L K_L$ и т. д. Таким образом, в случае K -мезонов мы имеем яркий пример интерференции нетождественных частиц $K^0 \bar{K}^0$, которая хорошо выделяется самими условиями эксперимента (образование $K^0 \bar{K}^0$ -пар, $S=0$) и типами распадов K -мезонов. Первый результат по этому вопросу был получен для $\bar{p}p$ -взаимодействий при $p=0,76$ ГэВ в эксклюзивной реакции [159]

$$\bar{p}+p \rightarrow K^0_S + K^0_S + \pi^+ + \pi^- \quad (5.35)$$

В этом случае оказалось возможным выделить резонансные состояния K - и π -мезонов (около 82%) и получить размеры области их излучения $R=(0,9 \pm 0,2) 10^{-13}$ см, что значительно меньше, чем $R(\pi\pi) \approx 1,85 \cdot 10^{-13}$ см (см. табл. 5.2).

Однако следует отметить, что для K -мезонов необходимо учесть возможные поправки, связанные с влиянием взаимодействия в конечном состоянии. По порядку величины они равны a/R , где a — длина рассеяния рассматриваемой пары частиц [158]. Для тождественных пар пионов $\pi^+\pi^+$ с изотопическим спином $T=2$ значение $a(T=2) \leq -0,1 m_\pi^{-1}$, и поэтому поправки малы: $|a|/\langle R \rangle \leq 3\%$. Для нейтральных пар $\pi^0\pi^0$ -пионов и $K^0\bar{K}^0$ -каонов они могут играть заметную роль.

Итак, по интерференции мезонов получены первые экспериментальные данные (см. табл. 5.2), которые широко обсуждаются на конференциях [156]. Не менее интересно изучение корреляций барионов, в частности протонов. Они позволяют получить сведения о динамике рождения фермионов в адронных взаимодействиях, близких корреляциях нуклонов в ядрах и свойствах ядерной материи в столкновениях релятивистских ядер. Кроме того, раз-

меры области их излучения слабо зависят от образования резонансов из-за большой массы барионов в отличие от π - и K -мезонов. Поэтому корреляции барионов, вероятно, дадут информацию о сильных взаимодействиях на расстояниях меньших, чем в случае мезонов.

Структура интерференционного эффекта для нуклонов остается прежней (5.33), только меняются знак и значение интерференционного члена — $\Delta(q \rightarrow 0)$ [146, 160]. Например, для двух протонов с полным спином $S=1$ значение $\Delta(q=0)=-1$, так как их пространственная волновая функция антисимметрична относительно замены $q \rightarrow -q$. Поэтому при $q \rightarrow 0$ должна наблюдаться деструктивная интерференция. Состояния с $S=0$ дают $\Delta(q=0)=+1$, но их вес составляет $1/4$ для неполяризованных протонов. Учет кулоновского отталкивания протонов приводит к усилению деструктивной интерференции в области $|q| \leq 5$ МэВ, а их ядерное взаимодействие в конечном состоянии — к появлению конструктивной интерференции в области $|q|=10 \div 30$ МэВ [160]. Поэтому корреляции протонов с учетом этих эффектов имеют сложную зависимость от q , которая чувствительна к пространственно-временной структуре взаимодействия. Их изучение требует высокого разрешения по q ($\sigma_q \leq 2 \div 3$ МэВ) и большой статистики событий [161—164]. Зависимость различия характера интерференции барионов от ориентации спинов позволяет изучать их роль в динамике сильных взаимодействий при высоких энергиях, особенно для нейтральных барионов $\Lambda^0 \bar{\Lambda}^0$, nn , где отсутствует кулоновское отталкивание.

Изучение интерференции тождественных частиц только началось. Получены первые данные о средних размерах области излучения пионов в адронных, адрон-ядерных и ядерных взаимодействиях (см. табл. 5.2). Они показали, что пионы излучаются из больших объемов $R \approx 2 \cdot 10^{-13}$ см, что, возможно, связано с образованием бозонных резонансов. Большой интерес представляет получение аналогичных данных для нейтральных K -мезонов в широком интервале энергий. Результаты по интерференции пионов в ядерных взаимодействиях демонстрируют возможности корреляционного метода для изучения свойств ядерной материи, что особенно интересно в связи с интенсивным исследованием новых явлений в соударениях адронов и ядер с ядрами при высоких энергиях [35, 165]. Первые попытки изучения интерференции протонов показывают, что ее наблюдение возможно уже с помощью существующих методик. Поэтому в ближайшем будущем следует ожидать существенного увеличения информации об интерференции мезонов и барионов в различных взаимодействиях адронов и ядер при высоких энергиях. Сравнительный анализ этих данных, несомненно, позволит получить данные о пространственно-временных характеристиках области рождения адронов, которые необходимы для построения теории сильных взаимодействий.

* Структурная функция $f(K_S, K_L)$ имеет в тех же условиях $|q| < 1/R$ вместо пика провал, соответствующий вымиранию состояний с нечетными орбитальными моментами системы $K^0 \bar{K}^0$ [158].

5.5. КОРРЕЛЯЦИИ ЧАСТИЦ В АДРОН-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

Мы рассмотрели основные результаты и их интерпретацию по множественному рождению пионов и K -мезонов в адронных взаимодействиях (см. гл. 3—5). Несмотря на фрагментарный характер экспериментальных данных, они способствовали развитию теоретических представлений о механизмах образования частиц при высоких энергиях. Новую информацию о характеристиках инклюзивных процессов можно получить при изучении адрон-ядерных взаимодействий. Физиков давно привлекает принципиальная возможность использования ядер как анализаторов пространственно-временной картины развития множественных процессов с уникальным разрешением: $\Delta x \approx 10^{-13}$ см и $\Delta t \approx 10^{-23}$ с.

Для осуществления этой идеи необходимо прежде всего получить более полную информацию о характеристиках инклюзивных процессов в адронных взаимодействиях, чтобы иметь возможность наблюдать их изменение в адрон-ядерных соударениях. Кроме того, чтобы избежать чисто ядерных эффектов (каскадные процессы, развал ядра, испарительные процессы и т. п.), следует выбрать такие инклюзивные реакции, которые зависят лишь от распределения нуклонов в ядрах. Последнее относительно хорошо известно из экспериментов по рассеянию электронов, μ -мезонов и адронов на ядрах. В последние годы такие условия были найдены. Они основываются на партонной картине взаимодействия адронов и ядер, которая подробно обсуждается в гл. 6. Здесь мы остановимся лишь на сравнении корреляционных явлений в адронных и адрон-ядерных взаимодействиях, которое позволяет получить новые сведения о структуре адронов.

Для исключения чисто ядерных эффектов, которые существенно усложняют анализ данных, обычно рассматривают образование адронов в центральной области и в области фрагментации первичного адрона. В этом случае при $E \geq 40$ ГэВ эти адроны имеют $p \geq 5$ ГэВ в л. с. к. и, как правило, проходят через ядро без вторичных взаимодействий (см. гл. 6). Тем самым они несут прямую информацию о числе нуклонов ν ядра, с которыми взаимодействовал первичный адрон. Кроме того, по современным представлениям падающий адрон еще до взаимодействия имеет одну или несколько лесенок (мультипериферических или партонных), пространственно-временная структура которых и определяет, как часто адрон взаимодействует с ν нуклонами. Поэтому изучение характеристик реакций типа



и сравнение их с аналогичными процессами (4.1) и (5.1) позволяют получить информацию о структуре адронов. Результаты такого сопоставления по реакциям (5.36) обсуждаются в гл. 6 в рамках аддитивной кварковой модели. Посмотрим, что можно извлечь

из данных о корреляциях долгоживущих частиц в адрон-ядерных соударениях.

Экспериментальные данные по множественным процессам в адрон-ядерных соударениях получены в отдельных экспериментах и в основном для мишеней, состоящих из смеси ядер (фотоэмульсии) [165]. Эксперименты с помощью пузырьковых камер и электронных методик только начинаются. Однако нет сомнений в том, что изучение адрон-ядерных соударений на всех крупнейших ускорителях мира будет выполнено, хотя и не так быстро, как адронных процессов. Поэтому сейчас обсуждение корреляций в процессах типа (5.37) будет иметь в основном теоретический характер.

Связь между корреляциями частиц в hN - и hA -взаимодействиях в центральной области дается соотношением [166]

$$R_2^A(y_1, y_2) = \frac{\langle \nu^2 \rangle - \langle \nu \rangle^2}{\langle \nu \rangle^2} + \frac{R_2^N(y_1, y_2)}{\langle \nu \rangle} = \Delta R_2^A(\nu) + \frac{R_2^N}{\langle \nu \rangle}, \quad (5.38)$$

где ν — среднее число неупругих взаимодействий первичного адрона с нуклонами ядра. Вывод этой формулы полностью аналогичен полученному соотношению (5.22) для корреляций частиц при образовании j -лесенок (см. разд. 5.2). Здесь все корреляции частиц, происходящие в hN -соударениях, включены в $R_2^N(y_1, y_2)$. Они предполагаются одинаковыми и не зависящими от энергии*. В hA -соударениях ближние корреляции R_2^N подавлены в $\langle \nu \rangle$ раз. Поэтому в корреляции $R_2^A(y_1, y_2)$ большой вклад дает $\Delta R_2^A(\nu)$, который связан с дальними корреляциями частиц и отражает пространственно-временную структуру первичного адрона. Для вычисления этих корреляций, например, предполагается, что адрон испытывает несколько перерассеяний на нуклонах ядра (эйкональные модели ЭМ). В этом случае

$$\langle \nu \rangle = A \sigma_{\text{неупр}}(hN) / \sigma_{\text{неупр}}(hA). \quad (5.39)$$

Само распределение $P(\nu)$ вычисляется в оптическом приближении с использованием известных распределений плотности нуклонов в ядрах (см. гл. 6).

Отсюда и вычисляются значения $\langle \nu \rangle$ и $\Delta R_2^A(\nu)$ для разных ядер в зависимости от $\sigma_{\text{неупр}}(hN)$ (рис. 5.8). Второй член в (5.38) находится из данных по hN -взаимодействиям. Сравнение экспериментальных и теоретических значений $R_2^A(y_1, y_2)$ и позволяет проверить рассматриваемую модель. Несколько иные предсказания для $R_2^A(y_1, y_2)$ следуют из аддитивной кварковой модели (АКМ), если считать, что кварки не испытывают перерассеяний на нуклонах ядра (см. рис. 5.8)** . В АКМ мезоны состоят из двух, а барионы

* Учет роста плато в реакциях (4.1) и зависимости корреляции от энергии для pp -взаимодействий при $E \leq 400$ ГэВ несколько меняет численные оценки $R_2^A(y_1, y_2)$ по (5.38) [см. вывод формулы (5.22)].

** Если учитывать перерассеяние кварков, то при $s \rightarrow \infty$ различие между АКМ и ЭМ в центральной области исчезает.

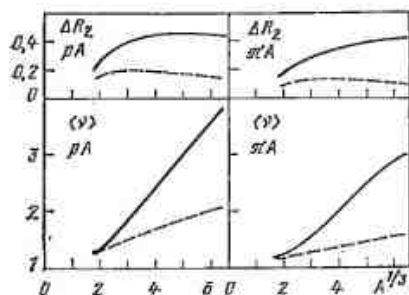


Рис. 5.8. Зависимость $\langle v \rangle$ и $\Delta R_2^A(v)$ от $A^{1/3}$ для pA - и πA -взаимодействий в АКМ (штриховые кривые) и ЭМ (сплошные)

ны из трех пространственно разделенных кварков. Поэтому для мезонов $v \leq 2$ и для барионов $v \leq 3$ (см. гл. 6). Наконец, в простейшей модели, где адрон представляется в виде одной «лесенки», $v=1$ и $\Delta R_2^A(v)=0$.

Для проверки этих и других возможных моделей лучше выбирать тяжелые ядра-мишени ($A^{1/3} \approx 6$), для которых $\langle v \rangle$ велико, чтобы усилить вклад $\Delta R_2^A(v)$ в $R_2^A(y_1, y_2)$ (см. рис. 5.8). В этом случае вклад в $R_2^A(y_1, y_2)$ ближних корреляций ($R_2^N / \langle v \rangle$) уменьшается в 1,5–2 раза для АКМ и в 3–4 раза для ЭМ. Само значение $R_2^N(0, 0)$ меняется от 0,2 до 0,6 в зависимости от типа зарядовых состояний пионов (см. разд. 5.2). Поэтому их вклад составляет 0,1–0,3 (АКМ) или 0,05–0,15 (ЭМ). Значение $\Delta R_2^A(v)$ меняется от 0,1–0,18 (АКМ) до 0,4 (ЭМ). Полные hA -корреляции составляют 0,2–0,48 (АКМ) и 0,45–0,6 (ЭМ). В модели с одной лесенкой $R_2^{hA}(y_1, y_2) = R_2^N(y_1, y_2) = 0,2 \rightarrow 0,6^*$. Как видно из этих оценок, различие между предсказаниями этих разных моделей невелико, хотя вклады дальних и ближних корреляций существенно отличаются. Для легких ядер различие между моделями еще меньше. Например, для $\pi^{12}\text{C}$ -взаимодействий при $p=40$ ГэВ $R_2^A(0, 0)=0,38$ (АКМ) и 0,46 (ЭМ) для корреляций π -мезонов [166]. Экспериментальное значение $R^{\pi C}(0, 0)=0,31 \pm 0,04$ [167]. Учитывая неопределенности, связанные с относительно низкой энергией первичных частиц [выделение центральной области, зависимость от энергии $R_2^N(0, 0)$], на основании этих данных трудно сделать выбор между обсуждаемыми моделями. Однако отсюда видно, что при исследовании корреляций частиц, образованных в hA -соударениях на тяжелых ядрах, при $E \geq 100$ ГэВ можно будет получить более определенные заключения о применимости АКМ и ЭМ.

Более существенные различия в предсказаниях этих моделей имеют место для трехчастичных корреляций в процессах

$$h + A \rightarrow c_1 + c_2 + c_3 + X. \quad (5.40)$$

В этом случае значения $R_3^A(y_1, y_2, y_3)$ определяются соотношением [166]

$$R_3^A(y_1, y_2, y_3) = \frac{\langle v^3 \rangle - 3\langle v^2 \rangle \langle v \rangle + 2\langle v \rangle^3}{\langle v \rangle^3} + \frac{\langle v^2 \rangle - \langle v \rangle^2}{\langle v \rangle^2} (R_2^N(y_1, y_2) + R_2^N(y_2, y_3) + R_2^N(y_1, y_3)) +$$

* Данные по реакциям (5.36) в области фрагментации первичного адрона противоречат этой модели (см. гл. 6).

$$+ \frac{R_3^N(y_1, y_2, y_3)}{\langle v \rangle^3} = \Delta R_3(v) + K_{23} R_2^N(y_1, y_2) + K_{23} R_2^N(y_2, y_3) + K_{23} R_2^N(y_1, y_3). \quad (5.41)$$

Экспериментальные значения $R_3^N(y_1, y_2, y_3)$ в πp -взаимодействиях в пределах погрешности измерений равны нулю; $R^{--}(0, 0, 0) = 0,04 \pm 0,05$ при $E=40$ ГэВ и $R^{--}(0, 0, 0) = 0,01 \pm 0,06$ при $E=200$ ГэВ [167]. Поэтому последним членом в (5.41) можно пренебречь. Значения K_{23} , $\Delta R_3(v)$ и R_2^A для ЭМ и АКМ приведены на рис. 5.9 и 5.10. Различия между ними уже существенно, особенно для тяжелых ядер. Для трехчастичных корреляций отрица-

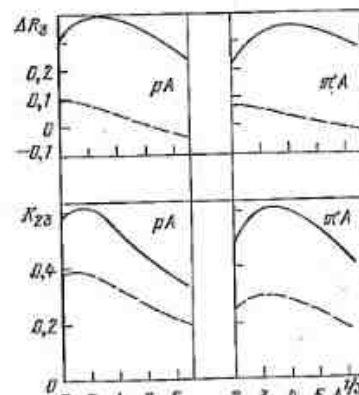


Рис. 5.9. Зависимость ΔR_3 и K_{23} от $A^{1/3}$ для АКМ (штриховые кривые) и ЭМ (сплошные)

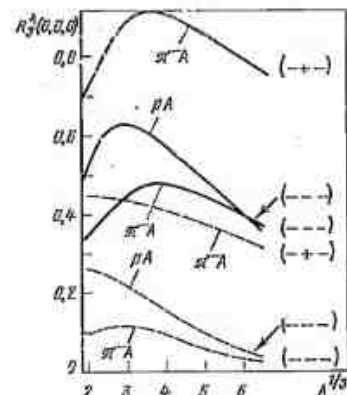


Рис. 5.10. Зависимость $R_3^A(0, 0, 0)$ от $A^{1/3}$ для АКМ (штриховые кривые) и ЭМ (сплошные). В скобках даны зарядовые состояния пионов

тельных пионов $R_3^A \approx 0,1$ (АКМ) и $R_3^A \approx 0,4$ (ЭМ) для легких ядер $A^{1/3} \leq 6$. Экспериментальное значение $R_3^{\pi C}(0, 0, 0) = -0,02 \pm 0,04$ для $E=40$ ГэВ [167]. Оно, конечно, ближе к АКМ, нежели к ЭМ. Однако и в этом случае желательно иметь данные по R_3^{hA} при более высоких энергиях $E \geq 100$ ГэВ, чтобы можно было хорошо выделить центральную область и избежать различных поправок, связанных с зависимостью характеристик инклюзивных процессов от энергии. Поэтому эти результаты ($E=40$ ГэВ) следует рассматривать лишь как первые оценки значений трехчастичных корреляций в πA -взаимодействиях.

Азимутальные корреляции вторичных частиц в hA -взаимодействиях не зависят от $P(v)$, а определяются только $\langle v \rangle$

$$B^A_2(\Delta y) = B^N_2(\Delta y) / \langle v \rangle. \quad (5.42)$$

Значение $B^N_2(\Delta y)$ известно из данных по hN -соударениям. Оно составляет $B^N_2(0) \approx 0,1$ для $\pi^+\pi^-$ -пар и $B^N_2(0) \approx 0$ для тождественных пионов при $E=40 \rightarrow 1000$ ГэВ (см. разд. 5.3). Это различие

объясняется эффектом интерференции тождественных пионов, который увеличивает число пар пионов с $\varphi \rightarrow 0$. При выводе (5.42) этот эффект не учитывался. Если предположить, что для $\pi^+\pi^-$ -пар интерференция отсутствует или незначительна (см. разд. 5.4), то для них следует ожидать выполнения соотношения (5.42)*. Значения $\langle v \rangle$ для разных ядер и моделей приведены на рис. 5.8. Отсюда видно, что различие в $B^A_2(\Delta y)$ между ЭМ и АКМ для тяжелых ядер велико (в 2—3 раза!).

Данные по азимутальным корреляциям в hA -соударениях получены в основном с помощью методики фотоэмульсий без выделения зарядовых состояний вторичных частиц и без измерения их быстрот. Они, как правило, в 1,5—2 раза меньше, чем корреляции в hN -взаимодействиях [165]. Однако для проверки моделей необходимо измерить $B^A_2(0)$ для $\pi^+\pi^-$ -комбинаций в центральной области. Такие измерения были сделаны для $\pi^{-12}\text{C}$ -соударений при $p=40$ ГэВ [167]. Оказалось, что $B^{c-}_{\pi^+}(0)=0,080 \pm 0,002$ и $B^{c-}_{\pi^+N}(0)=0,104 \pm 0,004$ для $\pi^+\pi^-$ -пар при $y_1, y_2 \leq 1$. Используя эти значения $B_2(0)$, из (5.42) получаем $\langle v \rangle = 1,30 \pm 0,04$, в то время как $\langle v(\text{АКМ}) \rangle = 1,18$ и $\langle v(\text{ЭМ}) \rangle = 1,45$ ** . Отсюда видно, что для проверки этих моделей необходимо измерять азимутальные корреляции частиц в соударениях адронов с тяжелыми ядрами, для которых ожидается большее различие $\langle v \rangle$ в зависимости от типа модели (см. рис. 5.8).

Таким образом, адрон-ядерные взаимодействия могут дать новую информацию о пространственно-временной структуре множественных процессов. Как показывают расчеты, используя в качестве мишеней широкий набор ядер ($A \rightarrow 12-180$) в реакциях типа (5.36), (5.37) и (5.40), можно измерить кварковое содержание адронов и их пространственно-временную структуру (см. гл. 6) [166]. Корреляции частиц по быстрой в центральной области в основном определяются дальними корреляциями, сведения о которых практически невозможно получить из данных о hN -соударениях. Азимутальные корреляции дают хорошие возможности для определения $\langle v \rangle$. Наконец, изучение одночастичных инклюзивных процессов (5.36) позволяет получить информацию о числе кварков в адроне (см. гл. 6, 7). Для осуществления этой программы необходимо получить полные данные по hA -взаимодействиям во всем ускорительном интервале энергий. Особенно важно исследование этих процессов при $E \geq 400$ ГэВ, где уже возможно выделение центральной и фрагментационных областей в фазовом пространстве (см. гл. 1). Совместный анализ данных по hN - и hA -взаимодействиям, несомненно, существенно прояснит сложную структуру сильных взаимодействий.

*

* * *

* Учет интерференции разных пионов в азимутальных корреляциях приведет к появлению зависимости $B^A_2(\Delta y)$ от $P(v)$ (см. разд. 5.4).

** В модели, где адрон представляется одной лесенкой $\langle v \rangle = 1$, что противоречит полученному значению $\langle v \rangle = 1,30 \pm 0,04$.

Мы обсудили основные результаты по инклюзивным процессам, в которых образуются долгоживущие частицы π , K , N и т. д. с небольшими поперечными импульсами $p_{\perp} \leq 1$ ГэВ. Эти процессы составляют 90—95% всех неупругих соударений адронов при высоких энергиях, и поэтому закономерности их поведения важны как для понимания природы сильных взаимодействий, так и для проведения экспериментов на ускорителях и в космических лучах.

Экспериментальная программа их изучения на действующих ускорителях далека от завершения, это мы отмечали по каждому разделу (см. гл. 3—5). Особенно важно получить более точные результаты по энергетической зависимости характеристик реакций (4.1) и (5.1) как на обычных ускорителях ($E \leq 400$ ГэВ), так и на ISR. Она определяет близость их асимптотическому режиму в любых теоретических моделях. Недостаточно изучены процессы с образованием странных частиц, нейтральных адронов и антибарионов, которые важны для понимания механизмов рождения легких и тяжелых частиц. Поэтому необходимо дальнейшее изучение общих свойств множественных процессов при $E \leq 2000$ ГэВ. Новый взрыв экспериментальной информации по этим вопросам дадут ускорители нового поколения с энергиями 1—10⁸ ГэВ.

Полученные результаты стимулировали развитие теоретических моделей для описания сильных взаимодействий при высоких энергиях. Основой современных представлений является мультипериферический подход с учетом образования короткоживущих адронных систем (резонансов, кластеров). Он не только объясняет основные особенности множественных процессов, но и предсказывает новые явления [обильное рождение резонансов или кластеров, выстроенность частиц по спину и т. п. (см. гл. 3—5)]. Анализ данных по интерференции тождественных частиц (см. разд. 5.4) показывает, что в обсуждаемых процессах мы имеем дело с относительно большими расстояниями (1—2 фм), на которых уже образуются реальными адронами. Поэтому и полученная информация о мультипериферических схемах сильных взаимодействий относится к адронным состояниям. Кроме того, исследования инклюзивных процессов в слабых электромагнитных взаимодействиях частиц и при больших поперечных импульсах в адронных соударениях показывают, что источником этих адронов являются точечные частицы — партоны, которые и определяют динамику сильных взаимодействий (см. гл. 6). Таким образом, инклюзивные процессы с образованием долгоживущих частиц с небольшими поперечными импульсами дают информацию о конечной стадии сильных взаимодействий — образовании адронов из кварков, которая в настоящее время не имеет сколько-нибудь серьезного теоретического описания (известная проблема невылетаания кварков в свободном состоянии). Поэтому полученные результаты хотя и основаны на модельных представлениях, но дают необходимые параметры для построения будущей теории сильных взаимодействий на больших расстояниях.

Дальнейшее продвижение на пути познания природы сильных взаимодействий связано с изучением образования короткоживущих

частиц — резонансов, для которых кварковая природа адронов уже имеет непосредственное значение, хотя и эти процессы происходят на больших расстояниях (см. гл. 6). Наконец, прямая информация о кварковой структуре адронов извлекается из экспериментов по жестким соударениям частиц, в которых образуются адроны с $p_{\perp} \geq 1$ ГэВ (см. гл. 8). В этом случае область их взаимодействия мала ($r \leq 0,1$ фм) и квантовая хромодинамика неплохо описывает эти процессы (см. гл. 6).

ГЛАВА 6

ОСНОВЫ КВАРК-ПАРТОННОГО ОПИСАНИЯ ИНКЛЮЗИВНЫХ ПРОЦЕССОВ

6.1. СТРУКТУРА АДРОНОВ

Основные особенности мягких соударений частиц удовлетворительно описываются в рамках мультипериферических моделей, в которых адроны (виртуальные и реальные) определяют динамику сильных взаимодействий на больших (порядка 1—2 фм) расстояниях (см. гл. 2—5). Кроме того, изучение жестких столкновений частиц показало, что мы имеем дело со сложными объектами [168—172]. Их структура отчетливо проявляется, когда переданные импульсы велики ($|t| \geq 1$ ГэВ²), а размеры области взаимодействия малы ($r \leq 0,1$ фм) [173—183]. Отражение этой структуры проявляется также в мягких соударениях адронов и в их статистических характеристиках (массы, магнитные моменты и т. п.), хотя и более косвенным образом, чем в жестких столкновениях [173—176]. В этом отношении физика частиц развивается традиционным путем: увеличение энергии первичных частиц позволяет изучать их взаимодействия на меньших расстояниях, чем раньше, что всегда приводило к открытию нового мира физических явлений (молекулярная физика, атомная, ядерная).

В настоящее время физику сильных взаимодействий можно условно разделить на физику больших расстояний (больших 1 фм), в которой основную роль играют взаимодействия между адронами, и физику малых расстояний (меньших 0,1 фм), где взаимодействуют их составные элементы. Связь между ними является одной из главных нерешенных проблем теории сильных взаимодействий. Поэтому мы отдельно рассмотрим обычные инклюзивные процессы (см. гл. 2—5), описание которых с помощью ММ, несомненно, дает полезную информацию для создания единой теории. Кроме того, эти процессы составляют около 90% всех неупругих соударений адронов и их характеристики важны для создания новых ускорителей и проведения экспериментов.

Структура частиц отчетливо проявляется в жестких (глубоко неупругих) столкновениях адронов с электронами, нейтрино и адронами при высоких энергиях [19]. Поэтому полная информация о ней следует из многочисленных экспериментов по слабым, электромагнитным и сильным взаимодействиям частиц [180—183]. В адронной физике только процессы с образованием частиц с $p_{\perp} \geq 1$ ГэВ относятся к области физики малых расстояний. В связи с этим при рассмотрении основ кварк-партонового описания инклюзивных процессов мы будем использовать полную информацию о всех типах взаимодействия частиц.

Большое внимание уделим обычным процессам с образованием короткоживущих частиц — резонансов и адрон-ядерным взаимодействиям, в которых проявляется структура адронов. Именно обычные процессы связаны со всем комплексом проблем сильных взаимодействий (переход кварков в адроны, невидание кварков). Поэтому их описание с учетом модельных параметров, основан-

ных на точной теории жестких соударений, позволит приблизиться к решению этих проблем [176].

На протяжении всей истории существования человечества вопрос об элементарных кирпичиках мироздания был одним из наиболее привлекательных [1]. Элементарные стихии древних сменились бесконечным числом разнообразных атомов Лукреция Кара, на смену им пришли химические элементы. Затем электрон и протон оказались серьезными претендентами на фундаментальное положение в природе. В наше время произошло быстрое возрастание числа частиц; их уже больше, чем элементов в таблице Д. И. Менделеева. С точки зрения исторических аналогий следовало ожидать на каком-то этапе нового уменьшения элементарных частиц, сведения их к новым, еще более элементарным. Такое уменьшение началось в 1964 г., когда была предложена гипотеза кварков q , из которых состоят все адроны* [11]. Кварковая модель успешно объяснила статистические свойства адронов (соотношения между их массами, моментами и другими квантовыми числами), а также ряд симметричных свойств обычных инклюзивных процессов (см., например, гл. 2) [32, 168—174].

Новое развитие кварковой модели связано с изучением жестких соударений частиц с большими передачами импульса, которые вновь привели к кварковой пространственно-временной структуре адронов и их взаимодействиям [6, 178—183]. Количественное описание этих процессов, основанное на партоновой гипотезе [6], потребовало введения точечных объектов — партонов, составляющих адрон, симметричные свойства которых оказались совпадающими со свойствами кварков**. Появление новых точечных объектов привело к бурному развитию квантовой теории поля для описания сильных взаимодействий, которая получила название квантовой хромодинамики КХД из-за существования нового квантового числа — цвета у кварков [181—183]. КХД рассматривает взаимодействия адронов как результат взаимодействия кварков путем обмена векторными частицами — глюонами***. В этой теории взаимодействие между кварками на малых расстояниях слабое (эффективная константа взаимодействия $\alpha_s(r) \rightarrow 0$ при $r \rightarrow 0$), что позволяет использовать теорию возмущений по $\alpha_s(r)$. В связи с этим КХД дает количественное описание только жестких соударений частиц, которое близко к картине, даваемой партоновой моделью.

КХД является теоретической основой кварк-партоновой модели взаимодействий частиц на малых расстояниях. Она позволяет найти отклонения от предсказаний этой модели, которые могут быть существенны при больших переданных импульсах [182—183].

Кроме того, кварк-партоновая модель удовлетворительно описывает основные особенности жестких соударений и обычных инклюзивных процессов, т. е. дает единую интерпретацию всех взаимодействий частиц при высоких энергиях. Поэтому при обсуждении экспериментальных данных мы будем использовать эту более простую схему сильных взаимодействий (поправки, связанные с КХД, см. [180—183]).

Кварк-партоновая модель имеет три различных аспекта [174]. Во-первых, она строит адроны из кварков и объясняет статистические свойства частиц (массы и квантовые числа). В этом плане кварковая модель является вариантом теории симметрии сильных взаимодействий (см. разд. 6.2).

Второй аспект модели состоит в том, что, несмотря на отсутствие свободных кварков, адрон предполагается весьма рыхлым образованием, в котором кварки являются почти свободными (см. разд. 6.3). В такой картине справедливо импульсное приближение, в котором свойства кварков складываются аддитивно. Это приближение широко используется для описания мягких соударений частиц.

* В наши дни слово «кварк» прочно вошло в словарь физиков. Предлагая новый термин, Гелл-Манн сослался на роман Джамса Джойса «Помпники по Финнигану». В то время думали, что кварков всего три, и этому вполне соответствовала фраза из романа: «Три кварка для Мастера Марка...» [174]. Вообще, *quark* — немецкое слово, которое имеет значения: творог, грязь, чепуха.

** Партон — от английского слова *part* — часть.

*** Глюон — от английского слова *glue* — клей.

Наконец, третий аспект модели состоит в рассмотрении пространственно-временной структуры адронов и их взаимодействий (партоновая схема), которая проявляется, в частности, при жестких соударениях (см. разд. 6.4) [6, 171]. Мы кратко обсудим эти три области применения кварковой модели, не останавливаясь на истории ее развития [32].

6.2. КВАРКИ И АДРОНЫ (СИММЕТРИЯ КВАРКОВОЙ МОДЕЛИ)

Кварки — фермионы со спином $1/2$ и дробными электрическими Q и барионными B зарядами (табл. 6.1). Антикварки имеют противоположные по знаку значения квантовых чисел.

Таблица 6.1. Квантовые числа кварков*

Кварк	I	I_3	Q	B	S	C
u (up)	$1/2$	$+1/2$	$+2/3$	$1/3$	0	0
d (down)	$1/2$	$-1/2$	$-1/3$	$1/3$	0	0
s (strange)	0	0	$-1/3$	$1/3$	-1	0
c (charm)	0	0	$+2/3$	$1/3$	0	+1

* I, I_3 — изотопический спин и его третья проекция, S — странность, C — очарование.

Связь между зарядом кварка и другими квантовыми числами дается известным соотношением

$$Q = I_3 + 1/2(B + S + C). \quad (6.1)$$

В первоначальной версии кварковой модели [11] было три кварка u, d, s , из которых и строились все известные мезоны M и барионы B . В 1975 г. было открыто семейство ψ -частиц с массами от 3,1 до 4,5 ГэВ, свойства которых требуют введения очарованного кварка c .

В 1978 г. были обнаружены еще более тяжелые мезоны Y с массой 9,5 ГэВ, которые, вероятно, состоят из новых кварков — b (*beauty* — красота). Таким образом, число кварков растет, но все же их значительно меньше, чем адронов.

Интенсивные поиски кварков в природе и на ускорителях привели к отрицательному результату. Частицы с дробными электрическими зарядами и $M \leq 20$ ГэВ не были обнаружены. В связи с этим в настоящее время интенсивно развиваются теоретические описания, основанные на калибровочных моделях сильного взаимодействия [19, 182, 183]. В таких моделях, как известно, на малых расстояниях (эквивалентных большому импульсу) имеет место асимптотическая свобода: $\alpha_s(r) \rightarrow 0$ при $r \rightarrow 0$. Кроме того, при переходе к большим расстояниям взаимодействие становится сколь угодно сильным: $\alpha_s(r) \rightarrow \infty$ при $r \rightarrow 1$ фм. В результате притяжение кварков становится столь мощным, что они не могут разойтись

далеко друг от друга. Поэтому многие теоретики считают, что кварки не существуют в свободном состоянии. Однако последнее слово за экспериментом, и поэтому на каждом новом ускорителе, несомненно, будут проводиться опыты по поиску кварков.

Суть кварковой модели в том, что адроны считаются сложными образованиями из сравнительно небольшого числа валентных кварков, которые и обеспечивают соответствующие квантовые числа адронов. При этом предполагается, что барионы могут состоять только из трех валентных кварков, а мезоны — из пары кварк — антикварк:

$$B = qqq; \bar{B} = \bar{q}\bar{q}\bar{q}; M = q\bar{q}. \quad (6.2)$$

Используя квантовые числа кварков (см. табл. 6.1), легко построить из них адроны:

$$p = uud; n = ddu; \pi^+ = u\bar{d}; K^+ = u\bar{s} \quad (6.3)$$

и т. д. [168—170]. При обсуждении свойств обычных частиц, не связанных с семействами ψ и Y , можно ограничиться тремя кварками: u, d, s . Достижение этой версии кварковой модели состоит в том, что в ней предсказывалось существование тех и только тех адронных мультиплетов, которые найдены на опыте. К ним относятся $SU(3)$ -синглеты (1), октеты (8), а также (в случае барионов) декуплеты (10)*. По правилам сложения унитарного спина

$$M = 3 \otimes \bar{3} = 1 \oplus 8; \quad (6.4)$$

$$B = qqq = 3 \otimes 3 \otimes 3 = 1 \oplus 8 \oplus 8 \oplus 10, \quad (6.5)$$

До сих пор (1982 г.) не найден ни один сколько-нибудь достоверный адрон, который было бы невозможно включить в один из мультиплетов (6.4) и (6.5). Тем самым подтверждается отсутствие экзотических состояний, которые нельзя построить из двух или трех кварков (например, K^+p, K^+n с $S=1$, $\Lambda p, pp$ с $B=2$, $\pi^+\pi^+$ с $T=2$ и т. д.).

Если учесть, что кварки имеют спин $1/2$ и объединить спинные и зарядовые переменные, то кварки реализуют фундаментальное представление более широкой группы $SU(6)$ [168—170]. При этом барионы могут принадлежать следующим $SU(6)$ -мультиплетам:

$$B = qqq = 6 \otimes 6 \otimes 6 = 56 \oplus 70 \oplus 70 \oplus 20, \quad (6.6)$$

а мезоны —

$$M = q\bar{q} = 6 \otimes \bar{6} = 1 \oplus 35. \quad (6.7)$$

Волновые функции частиц 56-плета симметричны по изотопическим и спинным индексам трех кварков, 20-плет антисимметричен, 70-плет обладает смешанной симметрией.

Наимизшей энергией обладает состояние из трех кварков с нулевым орбитальным моментом $L=0$, оно полностью симметрично по спинным и изотопическим переменным и поэтому принадле-

* Кварковая модель устранила известные трудности унитарной симметрии сильных взаимодействий тем, что фундаментальный триплет в ней реализуется не для самих адронов (например, p, n, Λ), а на уровне кварков u, d, s .

жит к 56-плету. В состав этого мультиплета входит октет с $J^P = 1+2(N, \Lambda, \Sigma, \Xi)$ и декуплет с $J^P = 3+2(\Delta(1232), \Sigma(1385), \Xi(1530), \Omega(1672))$.

Состояния трех кварков с $L=1$ имеют отрицательную четность, обладают смешанной симметрией и поэтому относятся к 70-плету. Далее, состояния с $L=2$ полностью симметричны и поэтому принадлежат 56-плету. Заполнение этих мультиплетов адронами обсуждается в работах [168—170, 174].

Обратимся теперь к мезонам. Согласно (6.7) здесь должны наблюдаться $SU(6)$ -синглеты и 35-плеты, в каждом из которых имеется октет частиц со спином 0 и нонет со спином 1.

Если $L=0$, то спин совпадает с полным моментом. На опыте действительно найден нонет векторных мезонов с $J^P = 1-(\rho, K^*, \phi, \omega)$, а число псевдоскалярных мезонов даже больше, чем надо: оно равно 9 [$J^P = 0-(\pi, K, \eta, \eta' (958))$]. Однако квантовые числа η' (958) определены не вполне достоверно. Для состояний с $L=1$ найден нонет тензорных мезонов с $J^P = 2+[A_2, K^* (1420), f, f' (1515)]$. В случае мезонных резонансов фазовый анализ практически невозможен, и поэтому распределение остальных мезонов по мультиплетам остается неясным.

В первоначальной версии кварковая модель не объясняла три хорошо установленных экспериментальных результата: плавное уменьшение форм-фактора протона с увеличением переданного импульса, величину отношения $R = \sigma(e^+e^- \rightarrow h)/\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$ и значение вероятности распада $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ [174, 182, 183]. Действительно, если кварки — фермионы, то они должны подчиняться статистике Ферми и их полная волновая функция должна быть антисимметричной относительно перестановки всех переменных. Тогда для протонов $p = uud$, которые принадлежат 56-плету, их кварковая функция симметрична относительно перестановки спиновых и изотопических индексов кварков и, следовательно, координатная волновая функция полностью антисимметрична. Последнее и приводит к появлению нулей в протонном форм-факторе, что противоречит опыту. Далее, величина отношения R в модели равняется сумме квадратов зарядов всех кварков, т. е.

$$R = (2/3)^2 + (-1/3)^2 + (-1/3)^2 = 2/3,$$

в то время как в эксперименте $R \approx 2,5$ ниже порога рождения ψ -частиц. Вероятность распада $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$, так же пропорциональная R , оказалась в 3 раза меньше наблюдаемой.

Выход из этой ситуации был найден: была введена новая степень свободы для каждого кварка, которую назвали цветом [184—187]. Кварк (и антикварк) может иметь три цвета: красный, желтый и синий. При этом различные цветные состояния кварков данного сорта u, d, s , с имеют одинаковые заряды, изоспины и другие квантовые числа.

Таким образом, число кварков увеличилось до 12.

Цветные степени свободы позволили полностью согласовать кварковую модель с экспериментом. Действительно, волновая

функция кварков в адронах предполагается антисимметричной по цветным индексам:

$$B = \sum \epsilon_{ijk} q_i q_j q_k; \quad \bar{B} = \sum \epsilon_{ijk} \bar{q}^i \bar{q}^j \bar{q}^k; \quad (6.8)$$

$$M = \sum q_i \bar{q}^i, \quad (6.9)$$

где ϵ_{ijk} — абсолютно антисимметричный тензор. После суммирования по всем цветам эти состояния имеют нулевые квантовые числа, т. е. бесцветны (эти состояния называют также белыми). Все другие комбинации кварков (например, $q, q\bar{q}, q\bar{q}q$ и т. п.) имеют ненулевые квантовые числа по цвету, и они не существуют в свободном состоянии. Таким образом, реальные адроны — бесцветные состояния с кварковой волновой функцией, антисимметричной по цветным индексам. Поэтому их координатная волновая функция должна быть симметричной, что приводит к отсутствию нулей в протонном форм-факторе. Увеличение числа кварков в 3 раза приводит к $R=2$, что согласуется с опытом.

Введение цвета позволило основную проблему модели кварков (почему в природе наблюдаются только мезоны, состоящие из двух кварков, и барионы, состоящие из трех кварков?) сформулировать более кратко: почему цветные объекты не наблюдаются или почему не вылетает цвет? Решение этой проблемы и является главной задачей теории сильных взаимодействий.

Симметричные свойства цветной кварковой модели объясняют большую совокупность данных по соотношениям между наблюдаемыми величинами в слабых, электромагнитных и сильных взаимодействиях частиц [173, 174]. Для описания инклюзивных адронных процессов в рамках кварковой модели используем кварковую структуру адронов и их распределение по унитарным мультиплетам.

Дальнейшее развитие этой модели связано с предположениями о пространственно-временной структуре адронов и их взаимодействиях. При этом различаются две области применения кварковой модели. Одна из них — область мягких соударений адронов $R \gg 1$ фм, в которой модель имеет феноменологический характер. Другая — область жестких соударений $r \leq 0,1$ фм, в которой уже имеются основы теории сильных взаимодействий (КХД). Изложим кратко основные черты модели для этих двух областей (см. разд. 6.3 и 6.4).

6.3. АДДИТИВНАЯ КВАРКОВАЯ МОДЕЛЬ (АКМ)

Выше отмечалось, что динамика кварковой модели для описания мягких соударений связана с предположением о рыхлости адрона как составной системы из двух или трех кварков. Каждый из этих составляющих кварков окружен собственной шубой виртуальных частиц (кварки, антикварки, глюоны). Размеры этой шубы и есть собственный размер составляющего кварка r_q . Средние расстояния между кварками определяют размер адрона $R_N \approx 1$ фм.

Для оценки размеров составляющего кварка используют данные о сужении дифракционного конуса в адрон-адронном рассеянии:

$$\frac{d\sigma}{dt}(ab \rightarrow ab) \sim F_a^2(t) F_b^2(t) \exp[2\alpha'_P(0) t \ln(p/p_0)], \quad (6.10)$$

где $F_a(t)$, $F_b(t)$ — форм-факторы адронов; $\alpha'_P(0)$ — наклон траектории Померанчука, равный $\alpha'_P(0) \approx 0,3 \text{ ГэВ}^{-2}$, и $p_0 \approx 10 \text{ ГэВ}$ (см. разд. 2.5) [174—176].

В АКМ рассеяние адронов описывается выражением

$$\frac{d\sigma}{dt}(ab \rightarrow ab) \sim F_a^2(t) F_b^2(t) |f_q(t)|^2, \quad (6.11)$$

где $f_q(t)$ — амплитуда кварк-кваркового рассеяния (рис. 6.1). Сравнивая (6.10) и (6.11), получаем

$$|f_q(t)|^2 \sim \exp[2\alpha'_P(0) t \ln(p/p_0)]. \quad (6.12)$$

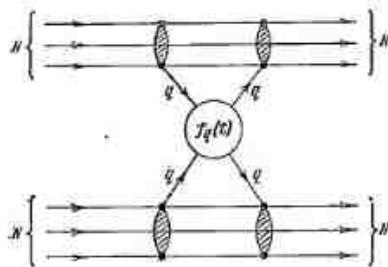


Рис. 6.1. Схема упругого рассеяния нуклонов в кварковой модели (АКМ)

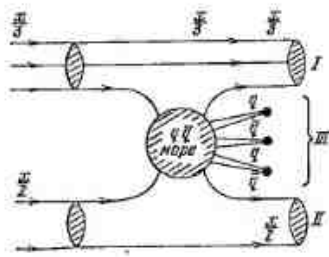


Рис. 6.2. Схема образования адронов в АКМ:
I, II — области фрагментации пучка и мишени; III — центральная область

Положив $\ln(p/p_0) \approx 1$ и $f_q(t) \approx 1 + r_q^2 t/6$, находим, что

$$r_q^2 \approx 3\alpha'_P(0) \approx 0,9 \text{ ГэВ}^{-2}. \quad (6.13)$$

Кроме того, квадрат радиуса нуклона, определяемый по его форм-фактору $[F_N(t) = 1 + 1/6 R_N^2 t]$, равен $R_N^2 \approx 17 \text{ ГэВ}^{-2}$ и

$$(r_q/R_N)^2 \approx 1/20. \quad (6.14)$$

Аналогичная оценка получается из данных о $\sigma_{\text{полн}}(NN)$ и $\sigma_{\text{полн}}(\pi N)$, которые в АКМ выражаются через полные кварковые сечения:

$$\sigma_{\text{полн}}(qq) \approx \frac{\sigma_{\text{полн}}(NN)}{9} \approx \frac{\sigma_{\text{полн}}(\pi N)}{6} \approx 4 \text{ мб}. \quad (6.15)$$

Отсюда, считая, что $\sigma_{\text{полн}}(qq)$ по порядку величины определяется геометрическими размерами кварков: $\sigma_{\text{полн}}(qq) \approx 2\pi(2r_q)^2$, получаем

$$r_q^2 \approx 0,5 \text{ ГэВ}^{-2}, \quad (6.16)$$

т. е. $r_q \approx 0,1 \text{ фм}$.

Таким образом, при современных энергиях $E \leq 10^4 \text{ ГэВ}$ адрон можно рассматривать в первом приближении как систему, состоя-

щую из двух (мезон) или трех (барион) пространственно разделенных облаков кварков, подобно тому как ядра состоят из нуклонов ($R_{\text{яд}} > R_N$)*. В такой картине справедливо импульсное приближение, в котором взаимодействие адронов аддитивно выражается через взаимодействие отдельных составляющих кварков**.

Такое приближение впервые было использовано для описания соотношений между полными сечениями барион-нуклонного и мезон-нуклонного взаимодействий [65]. Очевидно, что число всевозможных qq -взаимодействий в первом случае в $9/6 = 3/2$ раз больше, чем во втором. Отсюда находим, что в АКМ

$$\sigma_{\text{полн}}(BN)/\sigma_{\text{полн}}(MN) = 3/2, \quad (6.17)$$

если все типы кварков взаимодействуют одинаково. Соотношение (6.17) выполняется с точностью 7—10% для pp - и πN -взаимодействий при $E = 100\text{--}280 \text{ ГэВ}$, причем с увеличением энергии согласие улучшается. АКМ успешно применялась для описания соотношений между сечениями и амплитудами взаимодействий адронов, форм-факторов, роста полных сечений и т. п. [168, 169, 173—176]. Более того, эти представления позволяют описывать бинарные процессы при больших значениях переданного импульса (так называемый кварковый счет) [177—178]. Все это показывает, что импульсное приближение правильно отражает динамику сильных взаимодействий и его можно попытаться применить и к истинно неупругим, множественным процессам [173—186]. В последнем случае кварковая модель имеет два аспекта: квазидинамический и симметричный [188—189]. Первый аспект заключается в том, что в быстро движущемся адроне каждый составляющий кварк должен нести в среднем треть (барион) или половину (мезон) полного импульса. Распределение этих кварков по $x = p/p_0$ предполагается относительно узким. Взаимодействие адронов сводится к взаимодействию двух кварков (многократные рассеяния считаются малыми), в результате которого рождается много новых составляющих кварков, которые затем объединяются в адроны (рис. 6.2). Таким образом, в АКМ уже из предположения о кварковой структуре сразу возникают две различные области множественного рождения: центральная и фрагментационная, свойства которых мы обсуждали в гл. 3—5.

В областях фрагментации кварки-созерцатели уносят около $2/3$ начального импульса бариона (или около $1/2$ импульса мезона). Кварк, приходящий из блока (см. рис. 6.2), имеет значительно меньший импульс. Самый быстрый адрон из центральной области уносит примерно $x_q/2$, т. е. почти $1/6$ полного импульса первичного

* С увеличением энергии растет радиус кварков ($r_q \sim \sqrt{\alpha'_P \ln(p/p_0)}$), и если характер этого роста не изменится ($\alpha'_P = \text{const}$), то при $p \gg 10^6 \text{ ГэВ}$ ожидается полное перекрытие облаков [176]. В этом случае произойдет изменение характера фрагментационных процессов.

** В АКМ пространственно-временная структура шубы кварков, как правило, не учитывается. Она становится существенной при больших переданных импульсах (партоновая модель).

барииона (или $1/4$ мезона) *. Поэтому бариионы в области фрагментации будут иметь $x=2/3 \rightarrow 5/6$ (для первичных бариионов), а мезоны $x=1/2 \rightarrow 3/4$ (для первичных мезонов) ***.

Разброс в импульсах кварков-созерцателей и кварков, приходящих из центрального блока, приводит к размазыванию этой области, но в первом приближении можно пользоваться этими оценками **. Наконец, адроны, образующиеся в центральной области, имеют $x=0 \rightarrow 1/3$.

В симметричном плане АКМ позволяет найти соотношения между выходами различных адронов. Для этого необходимо эту схему дополнить гипотезой об образовании кварков в центральном блоке и о переходе их в адроны. Предполагается, что при больших энергиях образуется много кварков и антикварков различного сорта — с разным зарядом, цветом, странностью или проекцией спина. Кварковая модель является $SU(6)$ -симметричной, поэтому естественно предположить, что вероятность образования $q(\bar{q})$ в центральном блоке не зависит ни от их квантовых чисел, ни от природы исходных сталкивающихся кварков. Может быть, исключением являются странные кварки $s, \bar{s}$, так как число вторичных странных частиц, как правило, меньше, чем число обычных. Поэтому вводится параметр λ_s , который характеризует подавление образования странных кварков. Например, в этой модели

$$\langle n(K^{*0}) \rangle / \langle n(\rho^0) \rangle \approx \lambda_s \quad (6.18)$$

и при $E=16 \div 24$ ГэВ $\lambda \approx 0,2$.

Кроме того, при высоких энергиях ($E_p=1470$ ГэВ) значение $\lambda_s \approx 0,3 \div 0,4$ [8]. Таким образом, при существующих энергиях необходимо учитывать подавление рождения странных кварков, но возможно, что при $E \geq 10$ ТэВ все кварки образуются одинаково.

В результате слияния кварков образуются адроны. Механизм слияния неизвестен, но предполагается, что он не зависит от массы адронов, так как кварки не существуют в свободном состоянии (см. разд. 6.2). Поэтому адроны с одинаковыми орбитальными L -состояниями кварков образуются равновероятно, например 56-плет бариионов (и 36-плет мезонов с нулевыми орбитальными моментами). Более тяжелые резонансы с $L \neq 0$ имеют другую волновую функцию, чем низшие мультиплеты $SU(6)$, и поэтому вероятность образования может быть меньше. Экспериментальные отношения $\langle n(f^0) \rangle / \langle n(\rho^0) \rangle$ и $\langle n(K^*(1420)) \rangle / \langle n(K^*(890)) \rangle$ составляют около 0,2 в широком интервале энергий [8]. В АКМ также предполагается, что вероятность слияния кварков-созерцателей с кварком (антикварком) из центрального блока не зависит от их квантовых чисел.

* Эта оценка следует из партонной модели.

** Если фрагментационные бариионы содержат только по одному кварку-созерцателю, то $x \approx 1/3 \rightarrow 2/3$.

*** Эти же значения x для области фрагментации получены в АКМ из экспериментальных данных по адрон-ядерным взаимодействиям [176, 189].

Таким образом, в АКМ в отличие от мультипериферического подхода учитывается кварковая структура адрона и предполагается другой механизм образования адронов, не связанный с сечениями бинарных реакций ($\pi\pi \rightarrow \rho$, $\pi\pi \rightarrow \pi\pi$, $\rho\pi \rightarrow 3\pi$ и т. д., см. разд. 5.1). Кроме того, АКМ не рассматривает абсолютные сечения тех или иных реакций, а только соотношения между ними.

После введения основных гипотез кварковой модели перейдем к ее предсказаниям для рождения частиц в центральной и фрагментационных областях.

1. Центральная область $|x| \leq 1/3$. При высоких энергиях, когда рождается много кварков в центральной области, они забывают свое происхождение и поэтому их распределения по импульсам не зависят от типа первичных частиц. Так как механизм образования адронов из кварков одинаков, то в с. ц. и. сталкивающихся кварков распределения всех частиц должны описываться единой функцией

$$\frac{dN_i}{dp_{\perp}^2 dx} = C_i F(x, p_{\perp}^2), \quad (6.19)$$

где C_i — полные выходы адронов i -типа в центральной области. В мультипериферическом подходе получено более сильное утверждение: $F(x, p_{\perp}^2)$ при $x \rightarrow 0$ не зависит от x (см. гл. 4).

Выходы различных частиц C_i определяются кварковой комбинаторикой, и в этом пункте АКМ существенно отличается от мультипериферических моделей (см. гл. 4). Исходя из предположения о равновероятности всевозможных сочетаний q и $\bar{q}$, можно показать, что вероятность образования барииона qqq или антибарииона $\bar{q}\bar{q}\bar{q}$ в 6 раз меньше вероятности рождения мезона $q\bar{q}$ [188]:

$$M : B : \bar{B} = 6 : 1 : 1. \quad (6.20)$$

При вычислении выходов частиц с разными спинами необходимо учитывать множитель $2J+1$, который приводит к большой вероятности рождения векторных мезонов по сравнению с псевдоскалярными *. Этот результат, полученный в 1973 г., был подтвержден экспериментально в 1976—1978 гг. [8, 188, 189]. Хорошо согласуется с экспериментом и соотношение

$$\langle n(\rho^0) \rangle / \langle n(\omega^0) \rangle \approx 1, \quad (6.21)$$

которое в АКМ следует из принадлежности этих резонансов к одному унитарному мультиплету (см. гл. 6) **.

В рассматриваемой модели предсказывается относительно большое число антибариионов (6.20). Если учесть образование мезонных и бариионных резонансов, то, например, антипротонов должно быть всего лишь на порядок меньше, чем л-мезонов. При энергиях, полученных на ускорителе в Серпухове, это отношение составляет 2—3% при $x=0,1 \rightarrow 0,2$ и увеличивается примерно в 2 раза при $E \approx 1000$ ГэВ. При конечных энергиях число кварков в центральном блоке ограничено. Учет этого обстоятельства позволяет удовлетворительно описать экспериментальные данные [188].

2. Область фрагментации $|x| \geq 1/3$. В области фрагментации образование адронов уже связано с квантовыми числами первичных частиц (см. рис. 6.2). Относительные вероятности их выходов находятся с помощью комбинаторного кваркового счета. Поясним это на пример фрагментации мезона. Кварк-созерцатель q_i с равными вероятностями ($1/2$) может подхватить морской антикварк $\bar{q}$ или кварк q^{***} . В первом случае образуется мезон $M_i = q_i \bar{q}$ с $x \approx 1/2$, а во вто-

* Тем самым предполагается, что адроны неполяризованы.

** Напомним, что в мультипериферических моделях $\langle n(\omega^0) \rangle \ll \langle n(\rho^0) \rangle$ из-за малости сечений реакций $\pi\pi \rightarrow \omega\pi$ и $\rho\pi \rightarrow \omega$ (см. разд. 5.1).

*** Здесь термин «морской кварк» означает, что он образуется в центральном блоке (см. рис. 6.2).

ром — к системе $q_i q$ надо присоединить с вероятностью $1/2$ еще систему $(q + \bar{q})$. При этом с вероятностью $1/4$ возникают барионы $B_i = q_i q q$ и морской мезон $M = q \bar{q}$ плюс кварк q_i . Если считать, что q_i сохраняет свой импульс, то

$$q_i \rightarrow \frac{1}{2} M_i + \frac{1}{4} B_i + \frac{1}{4} q_i. \quad (6.22)$$

С учетом последующих итераций получим для фрагментационных частиц

$$q_i \rightarrow \frac{2}{3} M_i + \frac{1}{3} B_i + \text{морские адроны}. \quad (6.23)$$

Формула (6.23) имеет простую интерпретацию: барионное число кварка q_i (равное $1/3$) проявляется как вероятность рождения барионного состояния этим кварком.

Аналогично для перехода двух кварков $q_i q_j$ в барионы и мезоны получаем

$$(q_i q_j) \rightarrow \frac{1}{2} B_{ij} + \frac{1}{12} (B_i + M_j) + \frac{1}{12} (B_j + M_i) + \frac{1}{3} (M_i + M_j) + \text{морские адроны}, \quad (6.24)$$

где $x \approx 2/3$ для B_{ij} и $x \approx 1/3$ для $B_{ij}(M_{ij})$. Формулы (6.20) — (6.24) и позволяют вычислять соотношения между выходами различных адронов в зависимости от x , используя $SU(6)$ -симметрию кварковой модели *. Соотношения между вероятностями образования различных $SU(6)$ -мультиплетов должны решаться на основе анализа экспериментальных данных.

Импульсные распределения различных адронов в области фрагментации, так же как и в центральной области, предполагаются одинаковыми по тем же причинам. Они зависят только от типа и области фрагментации. Например, для фрагментации барионов в барионы

$$\frac{dN}{dx dt} = C_{BB}^{(2/3)} F_{BB}^{(2/3)}(x, t), \quad (6.25)$$

где индекс $2/3$ указывает на то, что $x \approx 2/3$. Относительные вероятности выхода различных барионов даются коэффициентами $C_{BB}^{(2/3)}$, которые легко вычисляются с помощью кварковой комбинаторики [188]. Функция $F_{BB}^{(2/3)}(x, t)$ одинакова для всех барионов. Аналогичным образом описываются процессы фрагментации барионов в барионы (или мезоны) в области $x = 1/3$ и мезонов в мезоны (или барионы) в области $x = 1/2$.

Мы рассмотрели гипотезы АКМ и некоторые ее предсказания для одночастичных исключительных процессов. Моделирование событий на ЭВМ с учетом партоновой структуры облаков кварков позволяет вычислять и корреляционные эффекты (см., например, работы [190]).

Таким образом, кварковый подход постепенно охватывает все больший круг явлений: от статических свойств адронов и бинарных реакций до многочастичных процессов при высоких энергиях. Он является естественным развитием современных представлений о структуре частиц и их взаимодействиях в области больших расстояний $r \gg 1$ фм, в которой уже невозможно применение теории возмущений по $\alpha_s(r)$. Тем самым сочетание КХД и кварковых моделей дает единое описание всех типов соударений частиц и позволяет получить феноменологические параметры, которые необходимы для построения полной теории сильных взаимодействий. Ярким примером в этом отношении является появление нового размера $r_q \approx 0,1$ фм, который должен быть объяснен уже в рамках КХД.

Экспериментальная проверка кварковых моделей множественных процессов при высоких энергиях практически только начинается (см. гл. 7). Новые возможности открываются при изучении адрон-ядерных взаимодействий, в которых ядро выступает как анализатор кварковой структуры адронов. Поэтому в сле-

дующем разделе мы обсудим имеющиеся данные по этим взаимодействиям с точки зрения проверки исходных гипотез АКМ [175, 176, 189, 191].

3. АКМ и адрон-ядерные взаимодействия. Как уже отмечалось, в адронных соударениях взаимодействует в основном только одна пара кварков (см. рис. 6.2) *. Поэтому в этих столкновениях практически невозможно непосредственно измерить число кварков в адронах. Совсем иная ситуация в адрон-ядерных соударениях. Действительно, в рамках АКМ сечение кварк-нуклонного взаимодействия

$$\sigma_{\text{кварк}}(qN) \approx (1/3) \sigma_{\text{нуклон}}(NN) \approx (1/2) \sigma_{\text{нуклон}}(\pi N) \approx 10 \text{ мб} \quad (6.26)$$

относительно велико, и средняя длина свободного пробега кварка в ядерном веществе

$$l(q) = 1/\rho \sigma(qN) \quad (6.27)$$

составляет около 5 фм, что уже сравнимо с радиусами средних и тяжелых ядер (см. табл. 6.2). В результате вероятность взаимодействия двух и трех кварков с нуклонами ядра может достигать 0,5 (рис. 6.3) [189].

Такая большая доля взаимодействий нескольких кварков приводит к существенным отличиям характеристик множественных процессов в адрон-ядерных соударениях от адронных взаимодействий. Это отличие в рамках АКМ объясняется только различием в числе провзаимодействовавших кварков первичного адрона. Кроме того, быстрые вторичные адроны, рожденные в этих соударениях, в ядре не размножаются, и поэтому информация о числе провзаимодействовавших кварков сохраняется в характеристиках вторичных частиц, регистрируемых экспериментальной установкой. Последнее утверждение основано на экспериментальных результатах и на партоновой схеме сильных взаимодействий [175, 189]. Действительно, в партоновой модели для перехода точечных частиц — партонов в реальные адроны необходимо время

$$\tau_0 \sim \tau_0 p/\mu \sim p/\mu^2, \quad (6.28)$$

где τ_0 — время формирования адрона из кварка в собственной системе; μ — характерная масса ($\mu^2 \leq 0,2 \text{ ГэВ}^2$) [188, 189]. Поэтому частицы с большими импульсами формируются фактически вне ядра

$$l_0 \sim \tau_0 c \sim pc/\mu^2 \geq R_{\text{яд}} \quad (6.29)$$

и не испытывают вторичных взаимодействий ($\sigma \approx \pi \lambda^2 \sim \pi/p^2$). Более подробно эти вопросы обсуждаются в обзорах [175, 189].

Итак, открывается уникальная возможность прямого измерения кварковой структуры адронов при исследовании адрон-ядерных взаимодействий. Для вычисления вероятности неупругого взаимодействия k из n -кварков с ядром $V^k_k(A)$ используются обычные оптические представления о прохождении частиц через ядро с плотностью нуклонов $\rho(b)$, где b — параметр удара [189].

В этом случае

$$V^k_k(A) = \frac{n!}{(n-k)! k! \sigma_{\text{рожд}}(nA)} \int d^2b \exp[-(n-k) \sigma_{\text{нукл}}(qN) T(b)] [1 - \exp[-\sigma_{\text{нукл}}(qN) T(b)]]^k, \quad (6.30)$$

где

$$\sigma_{\text{рожд}}(nA) = \int d^2b [1 - \exp[-n \sigma_{\text{нукл}}(qN) T(b)]], \quad (6.31)$$

а профиль функции $T(b)$ выражается через известную плотность ядра

$$T(b) = \int \rho(b, z) dz. \quad (6.32)$$

Здесь сделано предположение, что при прохождении через ядро кварки адрона $[B(n=3), M(n=2)]$ взаимодействуют независимым образом (АКМ). Смысл этих формул легко понять, если вспомнить, что $\exp[-\sigma_{\text{нукл}}(qN) T(b)]$ — вероят-

* В области фрагментации может быть существенной выстроенность адронов по спину (см. гл. 4, 5). В рассмотренном варианте АКМ это не учитывают и все состояния считают равновероятными.

* Вероятность взаимодействия двух пар кварков невелика (не более 0,1).

ность W прохождения кварка через ядро без взаимодействия, а $(1-W)$ — вероятность столкновения $\left(\sum_{k=1}^n V_k^c(A) = 1\right)$. Так как в (6.30) входит

$\sigma_{\text{неупр}}(qN)$, то они определяют вероятность такого неупругого процесса, в котором рождается хотя бы один вторичный адрон. Поэтому неупругие процессы с развалом ядра $\sigma_{\text{дрн}}$ не рассматриваются и

$$\sigma_{\text{рожд}}(hA) = \sigma_{\text{неупр}}(hA) - \sigma_{\text{дрн}}(hA). \quad (6.33)$$

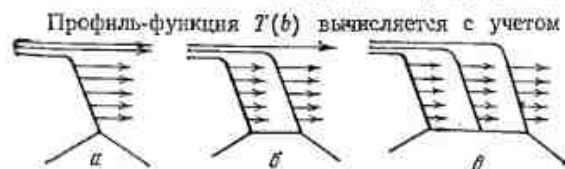


Рис. 6.3. Неупругие барион-ядерные взаимодействия одного (а), двух (б) и трех (в) налетающих кварков в кварковой модели

тронов на ядрах. В этом случае распределение ядерной материи принято описывать функцией Ферми

$$\rho(r) = \frac{1}{1 + \exp[(r - C_1)/C_2]}, \quad (6.34)$$

где

$$A = 4\pi \int \rho(r) r^2 dr. \quad (6.35)$$

Значения параметров C_1 и C_2 приведены в табл. 6.2.

Таблица 6.2. Параметры распределения плотности нуклонов в ядрах

Ядро	C_1 , фм	C_2 , фм	Ядро	C_1 , фм	C_2 , фм
C	2,24	0,5	Ag	5,11	0,545
Al	2,80	0,614	Au	6,38	0,528
Cu	4,28	0,57	Pb	6,55	0,575
Br	4,58	0,545			

Для легкого ядра ${}^9\text{Be}$ обычно используется гауссово распределение плотности нуклонов

$$\rho(r) = \rho_0 \exp(-\alpha^2 r^2) \quad (6.36)$$

с $\alpha^2 = 0,3 \text{ фм}^{-2}$. Распределения протонов и нейтронов предполагаются одинаковыми.

В результате все параметры в (6.30) определены, что позволяет вычислить вероятности $V_k^c(A)$. Эти величины для pA - и πA -взаимодействий приведены на рис. 6.4 [175, 189]. Как и ожидалось, для легких ядер доминирует процесс однокваркового взаимодействия V_1^c (π), но даже для ${}^9\text{Be}$ вероятность двухкваркового процесса не мала (около 25%). Для $A \geq 100$ вероятности всех трех процессов близки друг к другу (примерно равны $1/3$). Аппроксимация величин $V_k(A)$ и $\sigma_{\text{рожд}}(A)$ степенными выражениями приведена в табл. 6.3.

Перейдем к сравнению предсказаний АҚМ с результатами эксперимента [165]. Начнем с области фрагментации первичных адронов, в которой вторичные частицы имеют большие импульсы и формируются вне ядра. Для фрагментации $B \rightarrow B$ при $x \approx 1/3$ вторичный барион образуется по схеме 6.3.а. Если взять отношение вероятностей рождения такого бариона на ядре и протоне, то из него выпадает вся неизвестная динамика формирования адрона, образования и распадов резонансов и т. п. Остается только отношение вероятностей взаимо-

Таблица 6.3. Зависимость от A сечений $\sigma_{\text{рожд}}$ и вероятностей $V_k(A)$ при $10 \leq A \leq 250$

Величина	Параметризация	Величина	Параметризация
$\sigma_{\text{рожд}}^{pA}(A)$, мб	$39,8 A^{0,70}$	$V_1^p + 2V_2^p + 3V_3^p$	$0,95 A^{0,14}$
$\sigma_{\text{рожд}}^{\pi A}(A)$, мб	$27,2 A^{0,75}$	$V_1^\pi(A)$	$1,5 A^{-0,20}$
$V_1^p(A)$	$1,75 A^{-0,33}$	$V_1^\pi + 2V_2^\pi$	$0,93 A^{0,09}$
$V_1^p + \frac{4}{5} V_2^p$	$1,5 A^{-0,16}$		

действия одного кварка (см. рис. 6.3,а) на ядре $V_{p1}(A)$ и на протоне (примерно равное 1):

$$R\left(\frac{pA}{pp}\right)_{x \approx 1/3} = \frac{\frac{1}{\sigma_{\text{рожд}}(pA)} \frac{d^2\sigma}{dp d\Omega}(pA \rightarrow B)}{1/\sigma_{\text{неупр}} \frac{d^2\sigma}{dp d\Omega}(pp \rightarrow B)} = V_{p1}(A). \quad (6.37)$$

Величина этого отношения не зависит от типа бариона, начальной энергии и величины x вблизи $x \approx 1/3$. Она зависит только от A в соответствии с (6.30) (см. табл. 6.3). Насколько хорошо выполняются предсказания модели, видно

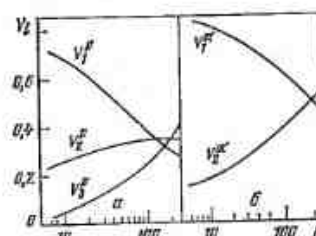
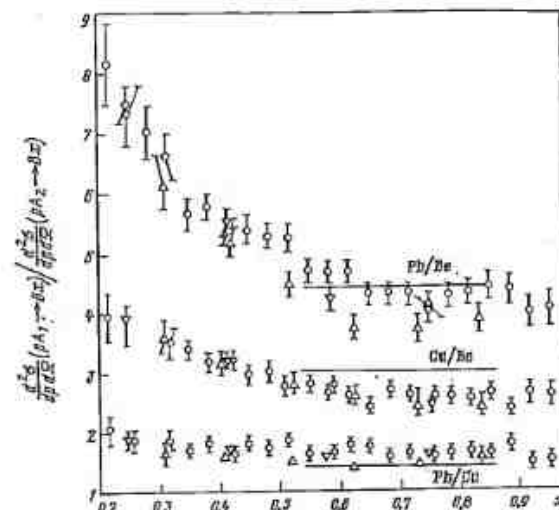


Рис. 6.4. Вероятности неупругого взаимодействия одного, двух и трех кварков в зависимости от A для pA - (а) и πA -соударений (б)

Рис. 6.5. Отношения выходов барионов на разных ядрах. Отрезки прямых — результатов расчета [189]: $\circ \rightarrow pA \rightarrow \Lambda x$ при 300 ГэВ; $\Delta \rightarrow pA \rightarrow px$ при 19,2 ГэВ; $\nabla \rightarrow pA \rightarrow px$ при 1 МэВ

из рис. 6.5, где вместо $R(pA/pp)$ приведены эквивалентные отношения для реакций на двух ядрах A_1 и A_2 [189]. Переход от $B \equiv p$ к $B \equiv \Lambda^0$, от $p_0 = 19$ или 24 ГэВ к $p_0 = 300$ ГэВ и изменение x в интервале от 0,55 до 0,85 практически не меняют отношение сечений (6.37).

Аналогичным образом можно рассматривать рождения мезонов с $x \approx 1/3$ при фрагментации $p \rightarrow M$. Вторичный мезон формируется путем соединения кварка-созерцателя ($x \approx 1/3$) с новорожденным антикварком ($x \leq 1/3$). Поэтому он



может образоваться как в процессе с двумя кварками-созерцателями (см. рис. 6.3,а), так и в случае процесса с одним кварком (см. рис. 6.3,б). Относительный вклад таких процессов определяется комбинаторикой кварков [189] и

$$R\left(\frac{pA}{pp}\right)_{x \approx 1/3} = \frac{1/\sigma_{\text{рожд}} d^2\sigma/dp^2 d\Omega (pA \rightarrow M)}{1/\sigma_{\text{непр}}(pp) \cdot \frac{d^2\sigma}{p d\Omega} (pp \rightarrow M)} = V_{p_1}(A) + \frac{4}{5} V_{p_2}(A). \quad (6.38)$$

На рис. 6.6 приведено сравнение (6.38) с данными по процессам фрагментации $p \rightarrow \pi^+$ и $p \rightarrow K^+$ с $x \approx 1/3$ при 19,2 ГэВ*. Согласно результатам эксперимента и предсказаний модели хорошее. Штриховая кривая на рис. 6.6 — результаты расчета по АКМ в предположении, что адроны формируются в момент столкновения ($I_\Phi = 0$). Поскольку число кварков во вторичном адроне на единицу больше, чем число кварков-созерцателей, то он поглощается в ядерном веществе с большим сечением. В результате выход частиц в области фрагментации

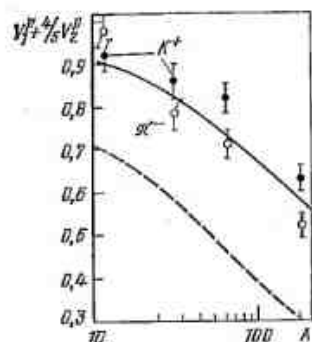


Рис. 6.6. Зависимость множественности π^- и K^+ -мезонов в pA -столкновениях при $p_0 = 19,2$ ГэВ, $x = 0,34$ и $\Phi = 12,5$ мрад от A .

Сплошная кривая — результаты расчета по модели (6.38), штриховая — вычисления по АКМ с $I_\Phi = 0$.

уменьшается. Как видно из рисунка, результаты расчета (штриховая кривая) при $p_0 = 19,2$ ГэВ не согласуются с результатами эксперимента.

Сравнение аналогичных распределений при более низких энергиях с результатами расчетов по АКМ в двух вариантах ($I_\Phi = 0$ и $I_\Phi > R_{\text{яд}}$) позволяет оценить μ в (6.28), которая характеризует время перехода кварков в адроны. Оказалось, что данные при $p_0 = 6 \div 10$ ГэВ одинаково хорошо согласуются с обоими вариантами модели, а при $p_0 = 2,5 \div 5,5$ ГэВ лучше соответствуют модели немедленного формирования ($I_\Phi = 0$) [175, 189]. Отсюда, полагая, что значение μ , при котором соотношение (6.29) для тяжелых ядер $A^{1/3} = 6$

$$p/c\mu^2 \geq 6/t_\pi \quad (6.29')$$

перестает выполняться, не превосходит 7 ГэВ, получаем

$$\mu \leq 0,4 \text{ ГэВ}. \quad (6.39)$$

Малость μ и обеспечивает успех измерения кварковой структуры адронов при высоких энергиях с помощью ядер.

Уменьшение числа вторичных адронов в области фрагментации налетающей частицы должно сопровождаться увеличением множественности в центральной области. В центре адроны формируются путем соединения морских кварков и антикварков. Если бы специфические ядерные эффекты: каскадное размножение, перераспределение и т. п., отсутствовали, то отношение числа частиц, образованных в hA - и hp -взаимодействиях, было бы равно просто среднему числу про-

* Данные по реакции $p \rightarrow \pi^+(x \approx 1/3)$ имеют большой фон, связанный с процессами типа $p \rightarrow \Delta^+ + (x \approx 2/3) \rightarrow p\pi^+(x \approx 1/3)$.

взаимодействовавших кварков:

$$R_p(|x| \leq 1/3) = \frac{\langle n(pA) \rangle}{\langle n(pp) \rangle} = V_{p_1} + 2V_{p_2} + 3V_{p_3}; \quad (6.40)$$

$$R_\pi(|x| \leq 1/2) = \frac{\langle n(\pi A) \rangle}{\langle n(\pi p) \rangle} = V_1^* + 2V_2^*. \quad (6.41)$$

Ядерные эффекты вряд ли связаны с типом налетающей частицы и, следовательно, должны выпасть из отношения pA - и πA -сечений. Тогда из (6.30) следует

$$\frac{\sigma_{\text{рожд}}^{pA}(A) \langle n(pA) \rangle}{\sigma_{\text{рожд}}^{\pi A}(A) \langle n(\pi A) \rangle} = 3/2. \quad (6.42)$$

Это соотношение хорошо выполняется в пределах погрешностей эксперимента ($\pm 10\%$) в центральной области для взаимодействий протонов и π -мезонов с ядрами углерода и свинца при $p = 200$ ГэВ [175, 189]. Этот результат нетривиален, так как множественность заряженных частиц в pp - и $p\pi$ -столкновениях практически одинакова, а сечения pA - и πA -взаимодействий определяются размерами ядра и близи друг к другу. В кварковой же модели равенство (6.42) отражает различие в числе составляющих кварков для протона и пionsа.

Итак, кварковая модель предсказывает вполне определенное уменьшение числа вторичных частиц в области фрагментации адронов, значение которого

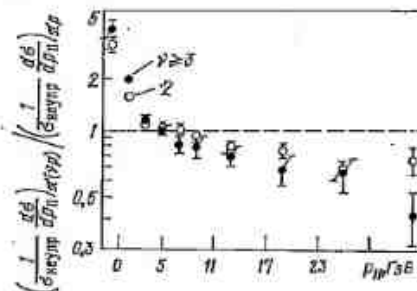


Рис. 6.7. Зависимость отношения множественностей π^- -мезонов в $\pi^-(vp)$ - и π^-p -взаимодействиях от p_0 при $p = 40$ ГэВ.

Здесь v — число протонов ядра углерода, которые участвовали в неупругом взаимодействии [192].

как функция A согласуется с результатами экспериментов. В центральной области множественность вторичных частиц должна расти, в результате чего отношение множественности на ядре и протоне выглядит так, как показано на рис. 6.7 [192]. Значение $x_0 = p_0/p_0$, при котором $R_\pi(x_0) \approx 1$, определяет эффективную границу центральной области. Из рис. 6.7 видно, что $x_0 \approx 1/4 \div 1/6$. В АКМ можно грубо оценить значение x_0 . Составляющий кварк начального пionsа имеет $x_0 \approx 1/2$, самый быстрый антикварк из центрального блока (см. рис. 6.2), вероятно, уносит около $(1/\pi \div 1/3)x_0$, т. е. $x_0 \approx 1/4 \div 1/6$, что согласуется с экспериментом [189, 192].

Некоторые другие сравнения АКМ с экспериментом приводятся в работах [175, 189]. Однако экспериментальная информация по адрон-ядерным соударениям при высоких энергиях ограничивается только отдельными экспериментами, особенно по импульсным распределениям адронов в центральной и фрагментационных областях. Поэтому необходимы новые данные по реакциях на ядрах для различных первичных адронов: нуклонов, мезонов и гиперонов. Они позволят провести более всестороннюю проверку АКМ и уточнить область ее применимости.

Итак, первые предсказания наивной кварковой модели подтверждаются экспериментом, что свидетельствует о правильности ее исходных положений: гипотезы о наличии внутри адронов трех (или двух) почти независимых объектов (АКМ) и гипотезы о большом времени формирования вторичных частиц $I_\Phi > R_{\text{яд}}$. Согласно эксперимента с моделью указывает также и на то, что со-

ставляющие кварки распределены в довольно узком интервале x около $x=1/3$ в протоне или $x=1/2$ в мезоне. Оценки показывают, что $\Delta x \leq 1/6$ [176].

Все это вместе служит хорошим обоснованием применимости АКМ для описания адронных столкновений (см. гл. 6). Кроме того, на примере проверки кварковой структуры адронов показано, что адрон-ядерные процессы могут быть хорошим методом исследования структуры самих адронов, а не только структуры ядер.

6.4. КВАРК-ПАРТОННАЯ МОДЕЛЬ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ ЧАСТИЦ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Мы обсудили основные гипотезы аддитивной кварковой модели, которые позволяют удовлетворительно описывать статистические характеристики адронов и соотношения между различными адронными процессами при небольших переданных импульсах ($|t| \leq 1 \text{ ГэВ}^2$). В этом случае структура облаков виртуальных частиц вокруг кварков, составляющих адрон, еще не проявляется. Дальнейшее развитие модели, естественно, уже связано с гипотезами о пространственно-временной структуре этих облаков. Основанием для них послужили эксперименты по глубоконеупругому рассеянию электронов на протонах ($|t| \geq 1 \text{ ГэВ}^2$), которые показали, что нуклон состоит из точечных частиц — партонов [6, 193]. Изучение глубоконеупругих процессов позволило установить, что партоны состоят из кварков и векторных частиц — глюонов, которые участвуют только в сильных взаимодействиях. В результате этого были сформулированы основные гипотезы партонной модели для описания взаимодействия адронов и лептонов при высоких энергиях [6, 171]. Эта модель впервые пытается объяснить все типы взаимодействия частиц единым образом, сводя их к взаимодействиям только кварков и лептонов путем обмена глюонами (сильные взаимодействия), γ -квантами (электромагнитные взаимодействия) и промежуточными бозонами (слабые взаимодействия).

Партонная модель имеет хорошую теоретическую основу для области больших переданных импульсов, где существенны малые расстояния (не более 0,1 фм). В этом случае эффективная константа взаимодействия кварков $\alpha_s(r)$ мала и применима теория возмущений, по которой и вычисляют поправки к модели, связанные с точной полевой картиной взаимодействия кварков (КХД). На больших расстояниях $\alpha_s(r)$ растет и КХД неприменима. Поэтому партонная модель в этой области имеет феноменологический характер, и ее предсказания должны совпадать с результатами, полученными в АКМ и ММ, которые описывают эксперимент. Таким образом, партонная модель дает единую картину всех типов адронных процессов, фрагменты которой мы уже обсуждали в рамках АКМ и мультипериферического подхода (см. гл. 3—5).

Основная гипотеза партонной модели состоит в том, что частицу с большим импульсом $p \gg m$ можно рассматривать как совокупность большого числа точечных частиц — партонов и описывать

в терминах обычной квантовой механики с помощью волновой функции [6, 171]. Физические основы этого постулата просты. Для их иллюстрации рассмотрим пример виртуального распада частицы на два партона, которые в свою очередь распадаются на другие партоны, и т. д. Время жизни такой конфигурации велико: $\Delta t \sim E/\mu^2$. Действительно, в первом распаде

$$\Delta E = \sqrt{\mu^2 + p^2} - \sqrt{\mu^2 + p^2} - \sqrt{\mu^2 + (p - p_1)^2} \approx \mu^2 \left(\frac{1}{2|p|} - \frac{1}{2|p_1|} - \frac{1}{2|p - p_1|} \right) \quad (6.43)$$

и в силу соотношения неопределенности

$$\Delta t \sim 1/\Delta E \sim E/\mu^2, \quad (6.44)$$

где массы μ всех частиц взяты одинаковыми. Виртуальные распады протонов будут продолжаться до тех пор, пока не образуют медленные частицы, время жизни которых $\Delta t \sim 1/\mu$. Нетрудно подсчитать, что полное число распадных партонов $n \sim \ln \frac{p}{\mu^2}$ [6, 171].

Затем эта флуктуация должна пойти обратно, т. е. собраться в исходную частицу. Время ее существования $\Delta t \sim E/\mu^2$ тем больше, чем больше импульс частицы. Кроме того, образование виртуальных пар партонов с большими импульсами из вакуума возможно только на короткие промежутки времени $\Delta t \sim 1/p$, и поэтому оно сказывается только в области малых импульсов партонов.

Итак, реальная частица с большим импульсом p представляет собой совокупность неопределенного числа партонов $n \sim \ln p/\mu^2$ с импульсами от p до μ и некоторого числа вакуумных пар с небольшими импульсами. Поэтому наблюдение медленной частицы за интервал времени $\Delta t \sim 1/\mu$ ничего не говорит нам о структуре частицы, поскольку мы не можем выделить ее на фоне вакуумных флуктуаций. С другой стороны, для быстрой частицы мы уже можем говорить о ее структуре, т. е. о быстрых партонах, которые не перемешиваются с флуктуациями вакуума, в результате чего быстрая частица становится в определенном смысле изолированной системой, слабо связанной с вакуумом, и ее можно описывать в терминах обычной квантовой механики с помощью волновой функции $\psi(x, k_\perp, p)$ или их совокупности, определяющей вероятности обнаружения определенного числа партонов и их распределения по импульсам. Причем в силу малости $\alpha_s(r)$ при $r \rightarrow 0$ быстрые партоны можно считать практически свободными.

Другие гипотезы партонной модели относятся к импульсным распределениям партонов в адроне, их взаимодействиям и к процессам переходов партонов в адроны. Они подробно обсуждаются в обзорах [6, 171]. Рассмотрим только некоторые из них, чтобы читатель получил общее представление о партонной концепции взаимодействия частиц и о ее связи с АКМ и с мультипериферическим подходом.

Итак, в партонной модели взаимодействие частиц сводится к взаимодействию партонов, из которых состоят адроны. Распределение партонов в быстрой частице описывается с помощью волновой функции $\varphi(x, k_{\perp}, p)$. Оно предполагается масштабно-инвариантным и ограниченным по поперечным импульсам. Эта гипотеза основывается на результатах экспериментов по глубоконеупругому рассеянию лептонов на нуклонах. Отклонение от скейлинга в этих процессах, обнаруженное в последние годы, связано с тем, что предположение об ограниченности поперечных импульсов виртуальных частиц справедливо лишь в первом приближении. Учет роста поперечных импульсов партонов с увеличением их виртуаль-

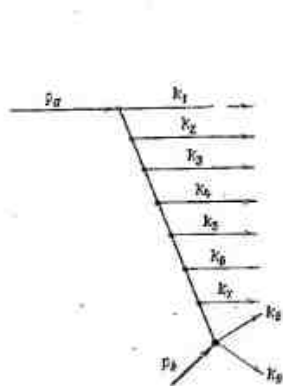


Рис. 6.8. Схема взаимодействия адронов в партонной модели

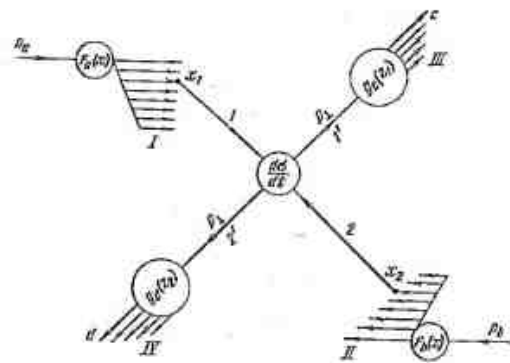


Рис. 6.9. Рождение частиц с большими поперечными импульсами в простейшей партонной модели

ности в рамках КХД позволяет хорошо описать экспериментальные данные [181—183]. Далее предполагается, что взаимодействие в основном осуществляется между партонами с близкими значениями x или y , как и следует из данных по корреляциям вторичных частиц (см. гл. 5).

Переход партонов в адроны происходит на больших расстояниях (порядка 1 фм), для которых возможно лишь феноменологическое описание с параметрами, полученными из анализа экспериментальных данных. Однако предполагается, что спектр реальных адронов подобен спектру партонов.

Из этих постулатов следует общая картина множественного рождения частиц, которая уже обсуждалась (см. гл. 3—5). В этом случае быстрые адроны взаимодействуют своими медленными партонами, так как их сечение велико: $\sigma_{1,2} \sim \pi \bar{\lambda}^2 \sim 1/s_{1,2}$, где $s_{1,2}$ — полная энергия двух партонов*. В результате взаимодействия партонов (см. рис. 6.8) нарушается их когерентность и они переходят в адроны. Поэтому число вторичных адронов $n \sim \ln p/\mu$ (см. гл. 3),

а их распределение масштабно-инвариантно (см. гл. 4). Естественно предположить, что медленные партоны одинаковы у всех адронов, и поэтому распределение вторичных частиц в центральной области не должно зависеть от типа первичных частиц (см. гл. 4). Наоборот, быстрые партоны, расположенные вблизи первичного адрона (см. рис. 6.8), помнят о своем происхождении, и поэтому распределение вторичных частиц в области фрагментации уже зависит от квантовых чисел первичных частиц. Таким образом, характерные черты множественных процессов появляются и в партонной модели.

Однако детализация партонной схемы для переходов партонов в адроны не имеет сколько-нибудь серьезного теоретического обоснования. Кроме того, уже имеется хорошо разработанный класс моделей мультипериферического типа, которые успешно описывают инклюзивные процессы с рождением частиц с малыми поперечными импульсами $p_{\perp} \leq 1$ ГэВ. А так как и в партонной модели парные энергии вторичных частиц конечны ($s_{i,i+1}$, см. рис. 6.8), то мультипериферические модели широко используются для детализации партонного подхода [180].

Таким образом, партонная схема в принципе дает связь между структурными функциями партонов в адронах и характеристиками множественного рождения частиц с небольшими поперечными импульсами. Однако нахождение данных о $\varphi(x, k_{\perp}, p)$ из анализа инклюзивных процессов или вычисление спектров вторичных адронов на основе известных структурных функций партонов, полученных из экспериментов по глубоконеупругому рассеянию лептонов на нуклонах, в настоящее время представляется очень сложной задачей*. Во-первых, как мы уже отмечали, экспериментальные данные в основном относятся не к первичным адронам, а к продуктам распадов резонансов. Во-вторых, как правило, они получены при относительно низких энергиях, где еще не выполняются полностью исходные гипотезы партонной модели (масштабная инвариантность, постоянство сечений и т. д.). Кроме того, и в самой теоретической схеме слишком много неясных моментов и свободных параметров [6]. Тем не менее даже в области мягких процессов единая картина взаимодействий частиц является существенным шагом вперед на пути построения теории сильных взаимодействий.

Совсем иная ситуация возникает при рассмотрении процессов образования частиц с большими поперечными импульсами ($p_{\perp} \geq 1$ ГэВ). Действительно, для образования частиц (или группы частиц — струи адронов) с большими поперечными импульсами (или $x_{\perp} = 2p_{\perp}/\sqrt{s}$) необходимо в силу законов сохранения энергии — импульса, чтобы произошло столкновение быстрых партонов. Как мы уже отмечали, быстрые партоны в адроне являются почти свободными, и вакуумные флуктуации для них несущест-

* Так как сечение взаимодействия двух составляющих кварков мало: $\sigma(qq) \approx 4$ мб (см. разд. 7.2), то $\bar{\lambda} \approx 10^{-14}$ см и $s_{1,2} \sim 1$ ГэВ².

* Первые попытки в этом направлении обсуждаются в работах [78, 191].

венны. Поэтому в первом приближении механизм этих процессов можно представить как результат взаимодействия двух свободных партонов (рис. 6.9). Таким образом, в партонной модели сначала партоны 1, 2 с относительно большими импульсами ($x_1 p_a$, $x_2 p_b$) рассеиваются на большой угол, а затем рассеянные партоны 1', 2', не взаимодействуя с другими партонами, распадаются на струи адронов III, IV. Поэтому характеристики этих струй (импульсы и квантовые числа) в этом упрощенном варианте модели совпадают с характеристиками партонов 1, 2, а сечение их образования определяется сечением взаимодействия партонов $d\sigma/dt$. Таким образом, изучение жестких соударений адронов позволяет в рамках партонной модели получить прямую информацию о свойствах партонов и их взаимодействии.

Для примера рассмотрим инклюзивные процессы

$$a + b \rightarrow c(p_{\perp} \geq 1 \text{ ГэВ}) + X, \quad (6.45)$$

в которых адрон c регистрируется под $\theta \approx 90^\circ$ в с. ц. и.

Инклюзивное сечение такого процесса пропорционально числу подходящих начальных партонов 1, 2 $[F(x_1)F(x_2)dx_1dx_2]$ при условии $x_1x_2 \geq x_{\perp}^2 = 4p_{\perp}^2/s$, дифференциальному сечению рассеяния партонов $d\sigma/dt$ и числу $G(z)dz$ адронов c , уносящих долю $z = p_{\perp}^c/p_{\perp}$ импульса партона 1 (см. рис. 6.9). В результате при $s \gg m^2$ и $p_{\perp} \gg m$ имеем [194]

$$I(s, p_{\perp}) \sim \int dx_1 \int dx_2 F(x_1)F(x_2)G(z) \frac{1}{xz} \times \\ \times \frac{d\sigma}{dt_{11'}}(s', t'; 1 + 2 \rightarrow 1' + 2'). \quad (6.46)$$

Здесь переменные s' , t' относятся к рассеянию партонов, и они связаны с обычными инвариантными переменными s , t для процесса (6.45) соотношениями

$$s_{1,2} = (x_1 P_a + x_2 P_b)^2 = x_1 x_2 s, \quad (6.47)$$

$$t_{1,1'} = (x_1 P_a - P_c/z)^2 = x_1 t/z. \quad (6.48)$$

При выводе (6.46) предполагали, что поперечные импульсы партонов 1, 2 малы по сравнению с продольными ($k_{\perp} \ll x p$). К обсуждению этого вопроса мы вернемся в гл. 8, в которой анализируются экспериментальные данные по жестким соударениям адронов.

Из (6.46) видно, что для описания процессов типа (6.45) в рамках партонной модели необходимо знать три основные функции: $F(x)$, $G(z)$ и $d\sigma/dt$. Функция $F(x)$ описывает распределение партонов в адронах по x . Для кварков эти распределения в принципе можно извлечь из экспериментальных данных по глубоконеупругим взаимодействиям лептонов с адронами [6, 7, 194]. Они зависят от квантовых чисел кварков и, конечно, различаются в мезонах и барионах $F_q(x)$. Подробный анализ данных

по этому вопросу проведен в работах [194]. Для иллюстрации на рис. 6.10 приведены значения функции $x F(x)$ для нуклонов, полученные из данных по взаимодействию нейтрино с нуклонами в интервале энергий от 30 до 200 ГэВ. Как видно из рисунка, в нуклоне антикварков значительно меньше, чем кварков, все они имеют небольшие значения x и уносят около 10% импульса нуклона. Кроме того, сами кварки u , d сосредоточены в области $x \leq 0,5$, и суммарный импульс кварков и антикварков $\int F(x)xdx$ составляет около 50% импульса нуклона. Поэтому в настоящее время считают, что другие 50% импульса нуклона уносят нейтральные

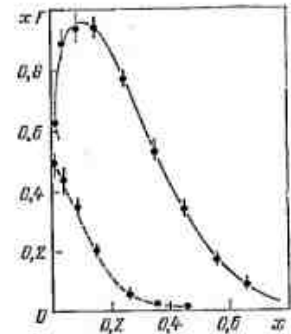


Рис. 6.10. Зависимость импульсного распределения $xF(x)$ кварков (сплошная кривая) и антикварков (штриховая) в нуклонах от x .

Данные получены из анализа взаимодействия нейтрино с нуклонами при $E_\nu = 30-200$ ГэВ.

частицы — глюоны, которые не участвуют в слабых и электромагнитных взаимодействиях. Об их распределениях по x практически ничего не известно, и обычно предполагают, что они сосредоточены в области меньших значений x , чем кварки.

Распределение u - и d -кварков при $x \geq 0,8$, полученное из данных по глубоконеупругому рассеянию электронов на нуклонах, в первом приближении можно представить в виде [194]

$$xF_u(x) \sim (1-x)^2; \quad (6.49)$$

$$xF_d(x) \sim (1-x)^4. \quad (6.50)$$

При меньших значениях x они ведут себя так, как показано на рис. 6.10. Итак, функция $F(x)$ для нуклонов в какой-то степени известна из экспериментов по слабым и электромагнитным взаимодействиям частиц.

Функцию фрагментации кварков в адроны $G(z)$ в принципе также можно получить из анализа данных по реакциям

$$l(\nu) + N \rightarrow \gamma^*(W^*) + q \rightarrow h + X, \quad (6.51)$$

где $\gamma^*(W^*)$ — виртуальный гамма-квант или промежуточный бозон, которые поглощаются кварками. Распределение адронов по z в (6.51) при высоких энергиях и больших переданных импульсах и дает функцию $G(z)$ для различных типов кварков. Другой возможностью получения $G(z)$ из экспериментальных данных является изучение адронных струй в e^+e^- -аннигиляции и в жестких адронных соударениях (см. гл. 8). Распределение частиц по z

в адронных струях и характеризует фрагментацию кварков в адроны. Функция $G(z)$ зависит от квантовых чисел кварков и адронов, на которые распадаются кварки $G^h_q(z)$.

Как правило, распределение по z функции $G(z)$ падает с увеличением z и при $z \rightarrow 1$ ее поведение определяется квантовыми числами кварков и адронов (см. гл. 8) [194]. Итак, структурные функции $F(x)$ и $G(z)$, входящие в уравнение (6.46), в первом приближении можно взять из экспериментов по слабым и электромагнитным взаимодействиям частиц. Для их уточнения необходимы новые эксперименты, особенно при $\sqrt{s} \geq 30$ ГэВ.

В этом случае, изучая процессы типа (6.45), можно получить уникальную информацию о характере взаимодействия партонов $d\sigma/dt$. Действительно, из (6.46) видно, что зависимость $f(s, p_{\perp})$ от s и $p_{\perp}$ в основном определяется поведением сечения рассеяния партонов [194]. Пусть партоны-кварки рассеиваются с помощью обмена глюонами, тогда

$$d\sigma/dt_{1,2} \sim s^{-2} \psi(t_{1,1}'/s_{1,2}). \quad (6.52)$$

Из (6.46) и (6.52) находим, что

$$f(s, p_{\perp}^c) = p_{\perp}^{-4} \Psi(x_{\perp}^c, \theta_{\perp}^*), \quad (6.53)$$

т. е. сечение процесса (6.45) будет падать степенным образом в отличие от экспоненциального падения при малых $p_{\perp}$ (см. гл. 4). Соотношение (6.53) позволяет связать сечения процесса (6.45) при разных начальных энергиях s_1 и s_2 , но одинаковых $x_{\perp}$ и $\theta_{\perp}^*$:

$$x_{\perp} = \frac{2p_{\perp 1}}{\sqrt{s_1}} = \frac{2p_{\perp 2}}{\sqrt{s_2}}. \quad (6.54)$$

В этом случае из (6.53) следует, что

$$f(s_1, p_{\perp 1}^c)/f(s_2, p_{\perp 2}^c) = (p_{\perp 2}/p_{\perp 1})^4. \quad (6.55)$$

Зависимость сечения (6.53) от энергии при фиксированном $p_{\perp}$ определяется функцией $\Psi(x_{\perp})$. Поскольку $F(x)$ быстро падает с ростом x (при $x \rightarrow 1$), то соотношение (6.55) дает быстрый рост $f(s, p_{\perp}^c)$ с энергией [6, 179, 180].

Мы рассмотрели только основные следствия, вытекающие из партонной модели, для процессов типа (6.45). Обильную информацию для проверки основ этой модели дают двухчастичные инклюзивные процессы [6, 179—183]

$$a + b \rightarrow c(p_{\perp} > 1 \text{ ГэВ}) + d(p_{\perp} > 1 \text{ ГэВ}) + X. \quad (6.56)$$

Сечения таких процессов описываются формулами типа (6.46) с включением множителя $G^d_q(z_2)$, соответствующего вероятности распада партона $2'$ на частицу d с импульсом $-z_2 = p_{\perp}^d/p$. Сильные корреляции между импульсами частиц c и d являются одним

из качественных и непосредственных следствий партонной картины соударений (см. рис. 6.9).

В общем случае топология событий, образованных в результате жестких соударений адронов, должна иметь четыре характерные струи адронов I—IV. Две из них I, II связаны с распадом обычных партонных конфигураций после выбивания из них партонов 1, 2, и по своим характеристикам они близки к обычным процессам множественного рождения частиц (см. рис. 6.9). Адронные струи III, IV связаны с распадом быстрых партонов $1'$, $2'$ на адроны, и их характеристики определяются форм-факторами частиц, которые можно получить из экспериментов по глубоконеупругим взаимодействиям лептонов с адронами.

Рассмотренный наивный вариант партонной модели жестких соударений адронов достаточно хорошо отражает физические основы этого подхода и дает многочисленные предсказания, которые могут быть проверены на эксперименте (см. гл. 8). Более точная и последовательная картина этих процессов обсуждается в рамках КХД в обзорах [179—183]. Отсюда, в частности, следует, что поперечные импульсы партонов велики: $k_{\perp} \approx 1$ ГэВ. Этот результат основан на анализе экспериментальных данных по угловым корреляциям частиц в процессах типа (6.45) и (6.56) и по образованию мюонных пар с большими эффективными массами [$M(\mu^+\mu^-) = 1 \div 10$ ГэВ] [195—196]. Поэтому рассмотренная нами простая картина жестких соударений адронов справедлива при больших значениях $p_{\perp} \gg 1$ ГэВ.

При обсуждении экспериментальных данных (см. гл. 8) увидим, что лишь при $p_{\perp} \geq 10$ ГэВ, вероятно, можно пренебречь влиянием k в процессах типа (6.45). С другой стороны, большие поперечные импульсы партонов позволяют объяснить успех применения аддитивной кварковой модели к обычным инклюзивным процессам [195]. Действительно, размеры облаков партонов вокруг кварков в адроне $r_q \sim 1/k_{\perp} \sim 0,1$ фм, что и является исходным постулатом АКМ (см. гл. 6.3).

Таким образом, по современным представлениям природа всех типов столкновений адронов (мягких и жестких) одна и та же. Только в одних соударениях партонная структура адронов проявляется в чистом виде, в других она «запутана» сильными взаимодействиями партонов.

*
* *

Бурное развитие физики частиц в последние годы привело к возникновению нового мировоззрения, которое заключается в том, что все многообразие окружающего нас мира в принципе можно свести к взаимодействиям кварков и лептонов путем обмена γ -квантами, промежуточными бозонами и глюонами. Эта картина мира основана на результатах экспериментов по глубоконеупругому рассеянию лептонов и адронов, которые уже имеют теорети-

ческое описание (КХД). Поэтому на примере простейшей модели мы постарались показать физические основы этого подхода. Их сравнение с экспериментом по глубоконеупругим соударениям адронов приведено в гл. 8.

С другой стороны, несмотря на растущую уверенность в возможности описания всех взаимодействий единым образом, мягкие соударения адронов пока не поддаются усилиям теоретиков. И здесь мы имеем парадоксальную ситуацию, не имеющую аналогий на всем протяжении развития физики. Действительно, нам известно, как происходят взаимодействия частиц на малых расстояниях (КХД), но мы ничего не можем сказать о них, если эти расстояния $r \approx 1$ фм. Поэтому анализ обычных инклюзивных процессов с помощью феноменологических моделей (ММ, АКМ и др.) позволят найти фрагменты этой единой картины и получить параметры, необходимые для построения полной теории всех взаимодействий.

В настоящей главе большое внимание уделено аддитивной кварковой модели, постулаты которой соответствуют современному мировоззрению на структуру частиц и их взаимодействия. Начало ее создания относится к 1964—1965 гг., когда еще не было данных о партонной структуре адронов. Практически она развивалась независимо от партонной схемы взаимодействий частиц и применялась для описания мягких соударений адронов. Только в последние годы постепенно становится ясно, что АКМ и партонная модель являются единым описанием взаимодействий частиц в разных типах их соударений. Ярким примером в этом отношении является успех применения АКМ к множественным процессам (1965—1973 гг.) еще до появления данных о больших значениях $k_{\perp}$ (1975—1977 гг.). Этот успех означал, что $r_q \sim 0,1$ фм и $k_{\perp} \sim 1$ ГэВ, что и было позднее обнаружено в процессах жесткого соударения адронов. Другие аспекты АКМ также связаны с кварк-партонной схемой взаимодействий частиц (см. разд. 6.3 и гл. 7).

Поэтому совместный анализ данных по всем типам соударений адронов позволит получить общую картину их взаимодействий. В этом отношении необходимы новые экспериментальные данные при высоких энергиях. Особенно важно получение информации о рождении короткоживущих частиц-резонансов, которые являются прямыми продуктами столкновений составляющих кварков в АКМ. Первые результаты по этому вопросу обсуждаются в гл. 7. Кроме того, данные по образованию адронов (или адронных струй) с большими поперечными импульсами позволяют найти границу применимости АКМ снизу, когда структура партонной шубы составляющего кварка еще существенно не проявляется во взаимодействиях частиц (см. гл. 8). Наконец, получение размеров составляющего кварка ($r_q \approx 0,1$ фм) в рамках КХД позволит понять истинные причины успеха кварковых моделей. Вся эта программа первых шагов на пути единого описания сильных взаимодействий требует существенного развития методики экспериментов и повышения энергии ускорителей. Однако уже первые ре-

зультаты по изучению рождения резонансов и адронов (или адронных струй) с большими поперечными импульсами в адронных взаимодействиях, полученные на существующих ускорителях ($E \leq 2$ ТэВ), подтверждают кварк-партонную схему сильных взаимодействий (см. гл. 6—8). Перейдем к обсуждению этих экспериментальных данных (см. гл. 7, 8).

ГЛАВА 7

ОБРАЗОВАНИЕ РЕЗОНАНСОВ И ПОИСК ТЯЖЕЛЫХ КЛАСТЕРОВ

Современные представления о структуре взаимодействия частиц при высоких энергиях связывают образование адронов с многоступенчатым механизмом перехода нестабильного состояния партонов в адроны (см. гл. 6). Например, для жестких соударений адронов

$$a+b \rightarrow 1+2 \rightarrow 1'+2' \rightarrow \Sigma c_i(1') + \Sigma c_j(2') \rightarrow c_{i,j} + X, \quad (7.1)$$

где адронные струи с большими поперечными импульсами образуются в результате фрагментации партонов в адроны (см. гл. 8). Для мягких соударений в рамках аддитивной кварковой модели (АКМ) взаимодействие адронов происходит также в несколько стадий:

$$a+b \rightarrow q_1+q_2 \rightarrow \Sigma q_i \rightarrow \Sigma(R_i, h_i) \rightarrow c_i + X, \quad (7.2)$$

где реальные адроны, в основном резонансы, возникают в результате объединения кварков (см. гл. 6). Все это показывает, что изучение одночастичных инклюзивных процессов

$$a+b \rightarrow c_i + X \quad (7.3)$$

и корреляций частиц в реакциях типа

$$a+b \rightarrow c_1+c_2+X \quad (7.4)$$

дает лишь информацию о последней стадии процессов (7.1), (7.2) (см. гл. 2—5). Кроме того, данные по реакциям (7.3) и (7.4) в основном ограничиваются долгоживущими частицами π , K , N , Σ и т. д., которые и регистрируются экспериментальными установками. Между тем как результаты расчетов по моделям, так и прямые экспериментальные результаты показывают, что очень часто сначала образуются нестабильные короткоживущие состояния ($\tau \leq 10^{-18}$ с), которые затем распадаются на долгоживущие адроны ($\tau \geq 10^{-10}$ с) [8, 9, 107]. Поэтому закономерности множественных процессов, установленные по данным реакций (7.3) и (7.4), имеют важное значение лишь для конечной стадии процессов (7.1) и (7.2) и представляют собой сложную смесь динамики и кинематики распадов партонов и резонансов. В связи с этим основные усилия экспериментаторов в последние годы были направлены на изучение различных типов кластеризации вторичных частиц, т. е. на исследование уже характеристик фрагментации партонов в адроны. К ним относятся изучение адронных струй в жестких соударениях (см. гл. 8) и образования резонансов в обычных инклюзивных процессах (см. разд. 7.1—7.3).

Первые сведения о возможности объединения генерированных адронов в некую корреляционную систему были получены в начале 50-х годов, когда были открыты резонансы в низкоэнергетических взаимодействиях лионов с нуклонами. В 1958—1960 гг. на основе данных, полученных при изучении космических лучей, была высказана гипотеза о том, что рождение новых адронов при $\sqrt{s} = 20-100$ ГэВ происходит через промежуточную стадию формирования одного или двух сгустков ядерной материи, распадающихся на адроны [107, 197]. В теоретическом плане образование промежуточных возбужденных состояний

рассматривалось в 1936—1953 гг. в термодинамических моделях (см. гл. 4—5). Эти модели имели существенный недостаток: в них рассматривались центральные соударения нуклонов, когда начальные частицы входят на равных правах с конечными адронами в общую термодинамическую систему, что по современным представлениям означает отказ от асимптотической свободы. В дальнейшем была развита мультипериферическая модель с учетом кластеров, которая успешно описала целый ряд экспериментов по множественному рождению частиц, выполненных на ускорителях (см. гл. 4, 5) [107, 197]. По современным представлениям образование кластеров можно связать с переходом неустойчивого состояния партона в коррелированную группу адронов (7.1). Особенно четко это проявляется в жестких соударениях частиц, где образуются струны адронов с $M \approx 2-3$ ГэВ, характеристики которых рассматриваются уже на основе квантовой хромодинамики (см. гл. 8).

Образование кластеров в обычных соударениях адронов обсуждается уже длительное время. Имеется и своя терминология по этому вопросу. В настоящее время кластерами называют любые промежуточные неустойчивые состояния [107, 197]. Они могут быть как адронными резонансами (известными или еще неизвестными), так и нерезонансными адронными объектами особого типа. Последние часто называют файрболами, чтобы подчеркнуть их отличие от резонансов. Распады файрболов на адроны описывают с помощью термодинамических моделей (см. гл. 4, 5).

Экспериментальное выделение кластеров K представляет собой сложную методическую задачу, так как современные экспериментальные установки регистрируют только адронные состояния, имеющие время жизни $\tau \geq 10^{-16}$ с, в то время как $\tau(K) \leq 10^{-20}$ с. Тем не менее за последние годы разработаны новые методы поиска кластеров в реакциях

$$a + b \rightarrow K + X \rightarrow \sum_k c_k + X \quad (7.5)$$

по продуктам их распада $\sum_k c_k$.

В настоящее время имеется уже несколько десятков экспериментов, в которых изучалось образование легких резонансов $M(R) \leq 1-2$ ГэВ в процессах

$$a + b \rightarrow R + X \rightarrow \sum_R c_i + X \quad (7.6)$$

во всем ускорительном интервале энергий $E \leq 2$ ТэВ. Получены новые данные и по поискам тяжелых кластеров — файрболов $M(K) = 2-3$ ГэВ [106, 197]. Обсуждение этих результатов начнем с методики выделения резонансных состояний во множественных процессах при высоких энергиях, на примере которой будет видна сложность этой проблемы.

7.1. МЕТОДИКА ВЫДЕЛЕНИЯ РЕЗОНАНСОВ ВО МНОЖЕСТВЕННЫХ ПРОЦЕССАХ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Образование резонансов в (7.6) изучается по продуктам их распада на долгоживущие частицы $\sum_R c_i$, которые регистрируются экспериментальными установками. При низких энергиях $E \leq 10$ ГэВ, когда рождается мало частиц: $\langle n \rangle \approx 3$, обычно восстанавливаются характеристики всех вторичных частиц (заряженных и нейтральных) и анализируются спектры эффективных масс различных их комбинаций. Например, в спектрах $M(\pi^+\pi^-)$ наблю-

даются пики в области масс ρ^0 - и f^0 -мезонов. Как правило, в этом случае отношение сигнала к фону составляет $r \approx 2-5$. Поэтому в проведении фоновой кривой для определения $\sigma(R)$ нет проблемы. Систематические неопределенности в фоновых кривых, которые лежат в пределах от 10 до 20%, приводят к погрешности в определении $\sigma(R)$ примерно 10%. Кроме того, полная информация о всех вторичных частицах (эксклюзивные реакции) позволяет уменьшить эту неопределенность до нескольких процентов.

Ситуация существенно меняется при высоких энергиях, когда рождается много нейтральных и заряженных частиц ($\langle n \rangle = 10-20$; $E = 40-2000$ ГэВ). В этом случае в основном регистрируются заряженные частицы, и полный кинематический анализ событий невозможен. Кроме того, с увеличением энергии первичных и вторичных частиц точность определения их импульсных характеристик уменьшается, и поэтому учет погрешностей измерения при определении $\sigma(R)$ становится уже существенным. Главной же проблемой при выделении резонансов при $\langle n \rangle \gg 10$ является фон ложных комбинаций. Например, в самом благоприятном случае, когда образуются только резонансы (например, ρ^0 -мезоны), их число $n(\rho^0) = n_{\pi^+\pi^-}/2$, а число ложных комбинаций, т. е. пар пионов от распадов разных ρ^0 -мезонов, составляет $n(\pi^+\pi^-) \sim n^2$ и $r \sim 1/n \leq 0,1$. Поэтому даже доминирующее образование резонансов при высоких энергиях дает лишь небольшой сигнал ($r \sim 0,1$) в спектрах эффективных масс и его обнаружение возможно лишь при большой статистике событий. Экспериментально только после набора десятков тысяч событий было обнаружено небольшое плечо в распределениях $M(\pi^+\pi^-)$ в области ρ^0 -мезона ($r = 0,05-0,1$), которое соответствовало большому их вкладу (порядка 14%) в образование вторичных пионов [8, 9].

Особенности выделения резонансов при высоких энергиях удобно разобрать на примере экспериментов по изучению реакции

$$p + p \rightarrow \rho^0 + X \rightarrow \pi^+ + \pi^- + X \quad (7.7)$$

при $\sqrt{s} = 23,6-63,0$ ГэВ с помощью магнитного спектрометра с пропорциональными камерами [198]. Для построения распределений по $M(\pi^+\pi^-)$ использовались вторичные заряженные частицы с $|p^*| \geq 0,3$ ГэВ и $\Delta p/p \leq 0,3$. Положительные частицы с $x \geq 0,4$ считались протонами. Разрешение по $M(\pi^+\pi^-)$ не превышало 5%. Поправки на эффективность регистрации частиц вычислялись методом Монте-Карло с использованием имеющихся данных по импульсным характеристикам вторичных частиц в реакции (7.7) при этих энергиях. Авторы работы [198] оценивают систематические погрешности в определении $\sigma(\rho^0)$ из-за этих поправок на уровне примерно 10%. В этом отношении лучшим прибором для изучения резонансов при высоких энергиях являются большие пузырьковые камеры с 4 π -геометрией и 100%-ной регистрацией заряженных частиц. Однако их можно использовать только на ускорителях обычного типа.

Спектр $M(\pi^+\pi^-)$ при $\sqrt{s}=52,8$ ГэВ приведен на рис. 7.1,а (24 тыс. событий, $\langle n_{\pm} \rangle \approx 12$). Для исключения пар некоррелированных пионов использовался спектр $M(\pi^+\pi^-)$ для пионов из разных событий (рис. 7.1,б). В пределах погрешностей измерений он совпадает с распределением по $M(\pi^+\pi^-)$, полученным методом Монте-Карло из одночастичных распределений пионов по импульсам в реакции (7.7). Как видно из рисунка, в области ρ^0 -мезона ($M \approx 0,8$ ГэВ) имеется плечо в распределении $M(\pi^+\pi^-)$ по сравнению с фоновым спектром. Вычитание фонового распределения

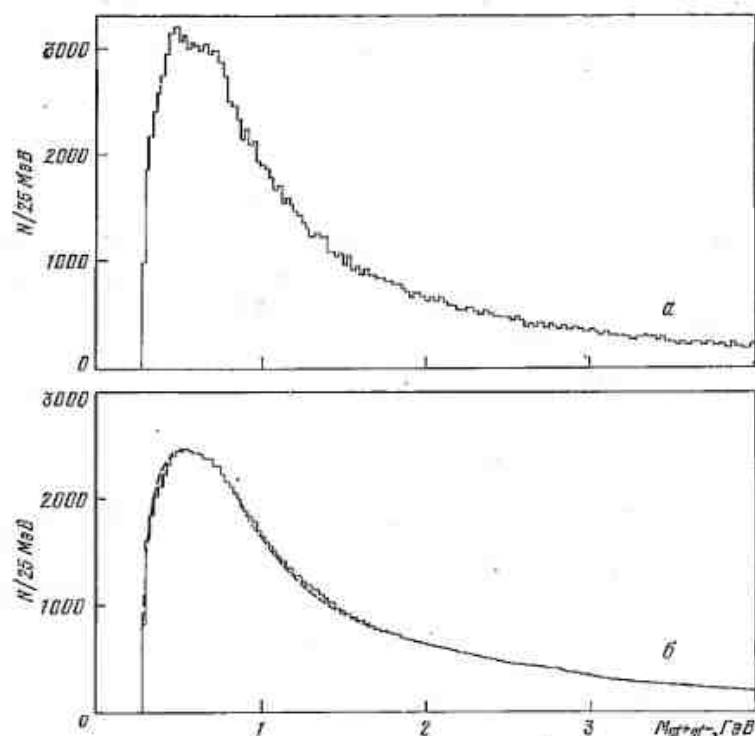


Рис. 7.1. Распределение $(\pi^+\pi^-)$ -пар по эффективным массам в pp -взаимодействии:

а — экспериментальное распределение; б — фоновый спектр $M(\pi^+\pi^-)$

из спектра $M(\pi^+\pi^-)$ дает спектр эффективных масс пар коррелированных пионов, в котором уже отчетливо виден сигнал от ρ^0 -мезона (рис. 7.2)*. Слева от него имеется пик при $M(\pi^+\pi^-) \approx 0,45$ ГэВ, который может быть связан с отражением распада $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ ($M_{\omega}(\pi^+\pi^-) = 0,28 \div 0,64$ ГэВ) [199].

* Фоновое распределение нормировалось на экспериментальное в области $M=2 \div 4$ ГэВ, где корреляции пионов ожидаются незначительными.

Дальнейший анализ полученных данных проводился по стандартной схеме [8, 9]. Распределение по $M(\pi^+\pi^-)$ аппроксимировалось выражением

$$\frac{dN}{dM} = \alpha_1 \Phi_1(M) + \alpha_2 \Phi_2(M) \Phi(B.V.(M)) + \alpha_3 \Phi_3(M) \Phi(\omega, \eta, \dots), \quad (7.8)$$

где $\Phi_i(M)$ — фоновые кривые, $\Phi(B.V.(M))$ — функции Брейта-Вигнера для соответствующих резонансов ρ, f ; $\Phi(\omega, \eta)$ — функции отражения распадов трехчастичных резонансов $\omega, \eta, \dots$ в спектре $M(\pi^+\pi^-)$. Фоновые кривые $\Phi_i(M)$ выбираются или в виде

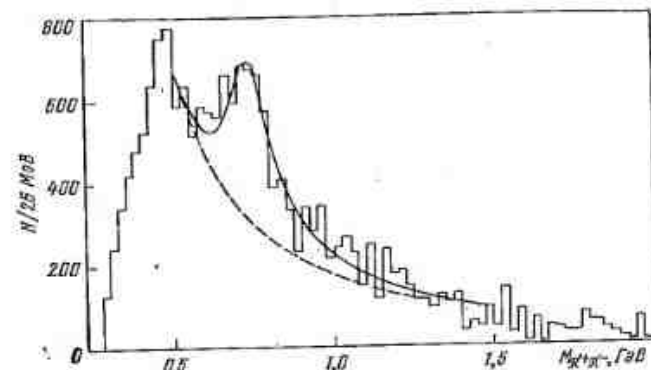


Рис 7.2. Распределение по $M(\pi^+\pi^-)$ -коррелированных пионов в pp -взаимодействиях при $\sqrt{s} = 52,8$ ГэВ.

Сплошная кривая — аппроксимация данных формулой (7.8), штриховая — фоновое распределение

$\exp(\alpha M + \beta M^2)$, или полиномиального типа: $a_1 M^{-1} + a_2 M^{-2}$ [8, 9]. Неопределенность в $\sigma(\rho^0)$ из-за разного типа фоновых кривых оценивается на уровне 10% [198]. В большинстве работ, выполненных при $E \geq 20$ ГэВ, отражение распада ω -мезонов не учитывалось, хотя $\sigma(\rho^0) \approx \sigma(\omega^0)$ [8, 9]. Поэтому, как правило, найденные значения $\sigma(\rho^0)$ занижены на 20% [198].

Полученные спектры $M(\pi^+\pi^-)$ в реакции (7.7) при $\sqrt{s} = 23,6 \div 63,8$ ГэВ аппроксимировались (7.8) с $\Phi(\omega, \eta, \dots) = 0$ в таблице 7.1. Значения $\sigma(\rho^0)$ в pp -взаимодействиях при $\sqrt{s} = 23,6 \div 63,0$ ГэВ (ISR)*

$\sqrt{s}$, ГэВ	$\sigma(\rho^0)$, мб	$\langle n(\rho^0) \rangle$	$\sigma(\rho^0)/\sigma(\pi^-)$
23,6	$12,4 \pm 1,7$	$0,38 \pm 0,05$	$0,13 \pm 0,02$
30,6	$18,3 \pm 2,2$	$0,54 \pm 0,06$	$0,16 \pm 0,02$
44,6	$20,6 \pm 1,9$	$0,59 \pm 0,05$	$0,15 \pm 0,02$
52,8	$24,3 \pm 2,1$	$0,68 \pm 0,06$	$0,15 \pm 0,02$
63,0	$20,9 \pm 2,4$	$0,59 \pm 0,07$	$0,12 \pm 0,02$

* Здесь приведены только статистические погрешности. Систематические погрешности составляют 25%.

в интервале масс от 0,5 до 1,5 ГэВ. Оно хорошо описывает экспериментальные распределения (см. рис. 7.2, сплошная кривая). Отсюда и были определены значения $\sigma(\rho^0)$ при разных энергиях по величине s_2 в (7.8) (табл. 7.1).

Эта методика используется и для определения дифференциальных сечений $\sigma_R(x, p^2_\perp)$. Вместо полного спектра $M(\pi^+\pi^-)$ анализируются распределения эффективных масс пионов с определенными значениями $x \pm \Delta x$ и $p^2_\perp \pm \Delta p^2_\perp$. Анализ их проводится по формуле (7.8). В результате получают значения $\sigma_R(x, p^2_\perp)$ для нескольких интервалов (около 5—10) по поперечному или продольному импульсам с погрешностью до 50% при $E \geq 40$ ГэВ [8, 9].

Таким образом, на примере определения $\sigma(\rho^0)$ в реакциях (7.7) при высоких энергиях на ускорителе со встречными пучками протонов (ISR) видно, что выделение резонансов в инклюзивных процессах является сложной задачей. Совершенствование методики эксперимента позволит понизить систематические неопределенности, связанные с неэффективностью установки, но вряд ли существенно уменьшит неопределенность в проведении фоновых кривых при $r \approx 0,1$. Несколько лучше ситуация в экспериментах, выполненных на обычных ускорителях с помощью больших пузырьковых камер [8, 9]. В этом случае нет поправок, связанных с эффективностью регистрации вторичных заряженных частиц. Поэтому точность нахождения $\sigma(\rho^0)$ определяется в основном значением $r \approx 0,1$ и составляет уже 10—20% при $E = 40 \div 400$ ГэВ. Для получения более точных данных о рождении векторных мезонов (ρ^0 , ω^0 , ϕ) целесообразно изучать процессы

$$a + b \rightarrow \rho^0(\omega^0, \phi) + X \rightarrow \mu^+ + \mu^- + X, \quad (7.9)$$

сечение которых составляет около $10^{-4}\sigma(R)$. В этом случае нет проблемы ложных комбинаций, так как $\langle n(R) \rangle < 1$ и $r > 1$. Конечно, эти реакции могут быть изучены только электронными методами на ускорителях обычного типа с интенсивными пучками первичных частиц.

Наиболее полные и надежные данные по образованию резонансов получены при относительно низких энергиях ($E = 10 \div 25$ ГэВ). В этом случае число вторичных частиц относительно невелико ($n = 3 \div 6$), точности измерения их импульсов в пузырьковых камерах составляют несколько процентов, и поэтому возможно не только изучение инклюзивных процессов, но и эксклюзивных реакций. Все это значительно уменьшает систематические неопределенности в определении $\sigma(R)$, и полные погрешности не превышают 10%.

На основании данных по $\sigma(R)$ было получено, что сечения образования резонансов велики и около 60—80% вторичных пионов образуются при их распаде [8, 9, 198—201]. Поэтому характеристики пионов в значительной степени определяются не динамикой взаимодействия частиц, а кинематикой распадов резонансов.

В связи с этим изучение образования резонансов при высоких энергиях, несмотря на сложность их выделения, является необходимой программой экспериментальных исследований на всех крупнейших ускорителях мира.

7.2. СЕЧЕНИЯ ОБРАЗОВАНИЯ РЕЗОНАНСОВ И КВАРКОВАЯ СТРУКТУРА АДРОНОВ

Кварк-партонное описание взаимодействий частиц дает единую картину всех взаимодействий. Для мягких соударений эта схема является феноменологической (АКМ), параметры которой должны быть вычислены в будущей теории сильных взаимодействий (см. гл. 6). Аддитивная кварковая модель успешно применялась для описания статических свойств адронов, их полных сечений и бинарных реакций. Ее основная гипотеза о существовании в адронах пространственно разделенных составляющих кварков была частично проверена в экспериментах по адрон-ядерным взаимодействиям (см. гл. 6) и в жестких соударениях частиц (см. гл. 8). В применении к множественным процессам в АКМ вводится дополнительное предположение о едином механизме образования адронов из кварков [201]. Поэтому предсказания АКМ относятся только к соотношениям между выходами различных типов частиц в центральной $|x| \leq 1/3$ и фрагментационных $|x| \geq 1/3$ областях (см. гл. 6). Абсолютные сечения образования адронов в инклюзивных процессах вычисляются в мультипериферических моделях (см. гл. 3—5).

Отметим те следствия АКМ, которые можно проверить на основании имеющихся данных о рождении резонансов (см. гл. 6)*.

Во-первых, механизм образования адронов из кварков предполагается одинаковым для состояний с одинаковыми орбитальными L моментами (например, для 3б-плета мезонов и 5б-плета барions с $L=0$).

Поэтому в центральной области $|x| \leq 1/3$ импульсные распределения этих адронов должны быть подобными для всех типов первичных частиц. Кроме того, должны выполняться следующие соотношения [201]:

$$\langle n(\rho^0) \rangle = \langle n(\rho^+) \rangle = \langle n(\rho^-) \rangle; \quad (7.10)$$

$$\langle n(\omega^0) \rangle = \langle n(\rho^0) \rangle; \quad (7.11)$$

$$\langle n(\Delta^{++}) \rangle = \langle n(\Delta^+) \rangle = \langle n(\Delta^0) \rangle = \langle n(\Delta^-) \rangle; \quad (7.12)$$

$$\langle n(\Delta) \rangle = \frac{8}{27} \langle n(\rho) \rangle; \quad (7.13)$$

$$\langle n(\Delta) \rangle = \langle n(\bar{\Delta}) \rangle; \quad (7.14)$$

* Данные по образованию долгоживущих частиц в инклюзивных процессах удовлетворительно описываются АКМ, но, конечно, прямая ее проверка возможна лишь после выделения резонансов в реакциях типа (7.6).

$$\langle n(K^{*+}) \rangle = \langle n(K^{*0}) \rangle = \langle n(\bar{K}^{*0}) \rangle = \langle n(\bar{K}^{*-}) \rangle; \quad (7.15)$$

$$\langle n(\Sigma^{*+}) \rangle = \langle n(\Sigma^{*0}) \rangle = \langle n(\Sigma^{*-}) \rangle = \langle n(\bar{\Sigma}^{*-}) \rangle. \quad (7.16)$$

Для образования странных частиц вводится на основе экспериментальных данных коэффициент подавления их рождения $\lambda \approx 0,2$, который в принципе может зависеть от энергии [8]. Из-за спинного фактора $2J+1$ сечение образования векторных мезонов (ρ , ω) в 3 раза больше, чем псевдоскалярных (π).

В области фрагментации $|x| \geq 1/2$ распределения адронов по импульсам уже зависят от типа первичных частиц, но одинаковы для всех вторичных частиц. Соотношения между сечениями образования резонансов в этой области вычислены (так называемая кварковая комбинастика) и приведены в таблицах [201].

Новым развитием этой модели является учет образования P -волновых ($L=1$) резонансов $K^*(1420)$, f , A , B , которые состав-

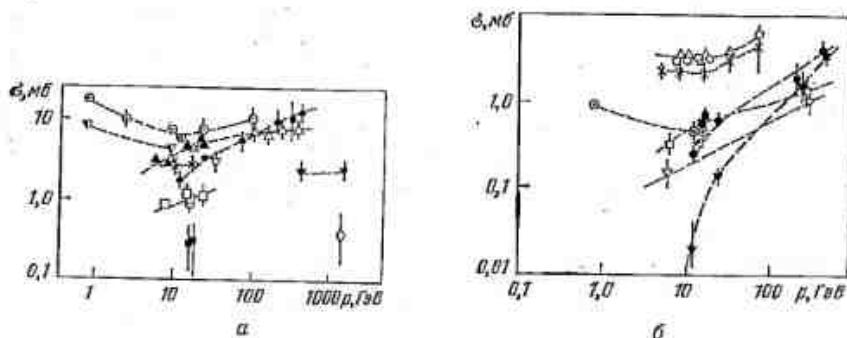


Рис 7.3. Зависимость сечений образования ρ^0 , ω^0 и ϕ^0 (а) и $K^*(890)$ -мезонов (б) от p для различных типов первичных частиц:

○, ●, △, ▲, ▽, × — ρ^0 -мезоны; ▽, ▽, ○, □ — ω^0 -мезоны; ■, ○ — ϕ^0 -мезоны

ляют примерно 25% всех мезонов, непосредственно образуемых в многочастичных реакциях (7.6) [201].

Как видно, гипотезы модели слишком просты, и поэтому следует ожидать их выполнения лишь в первом приближении, тем более, что данные получены при относительно низких энергиях ($E \leq 100$ ГэВ), где исходные предположения модели плохо выполняются, особенно в отношении образования античастиц (см. гл. 6). Однако предсказание интенсивного рождения резонансов в 1973 г. и экспериментальное его подтверждение в 1976—1977 гг. показывают, что АКМ правильно отражает динамику множественных процессов уже при $E \geq 10$ ГэВ. Поэтому сравнение модели с экспериментом позволит установить границы ее применимости.

В настоящее время имеется информация о сечениях рождения мезонных и баронных резонансов в $\bar{p}p$ -, pp -, $p\bar{p}$ - и Kp -взаимодействиях в интервале энергий от 1 ($\bar{p}p$ -соударения) до 2000 ГэВ [198—205]. Диапазон измеренных сечений составляет от 10 мб

$\sigma(\rho^0)$ до 10 мб $\sigma(\Sigma^*(1530))$. Однако основные результаты получены при $E \leq 40$ ГэВ, и только по $\sigma(\rho^0)$ имеются данные в интервале 10—2000 ГэВ (рис. 7.3)*. Сечения образования резонансов растут с увеличением энергии. Например,

$$\sigma(\rho^0) = a \ln^2 s + b \quad (7.17)$$

с $a = (0,38 \pm 0,02)$ мб, $b = (-2,1 \pm 0,4)$ мб, s — в ГэВ² [198]. Энергетическая зависимость $\langle n(\rho^0) \rangle = f(s)$ практически одинакова для pp - и $p\bar{p}$ -взаимодействий при $E \leq 400$ ГэВ

$$\langle n(\rho^0) \rangle_{\pi^+p} = (0,09 \pm 0,1) \ln s - (0,13 \pm 0,03); \quad (7.18)$$

$$\langle n(\rho^0) \rangle_{pp} = (0,09 \pm 0,1) \ln s - (0,23 \pm 0,06). \quad (7.19)$$

Различие в образовании ρ^0 -мезонов в этих процессах связано с малым сечением фрагментации $p \rightarrow \rho^0$. Отсюда можно оценить, что

$$\sigma_{\text{фр}}(\pi^+ \rightarrow \rho^0) = (0,10 \pm 0,07) \sigma_{\text{нукл}}(\pi^+ p) = (2,0 \pm 1,4) \text{ мб}. \quad (7.20)$$

Большое значение $\sigma_{\text{фр}}(\pi \rightarrow \rho)$ показывает, что сравнение с АКМ нужно проводить для центральной и фрагментационной областей отдельно. Такое разделение при низких энергиях ($E \leq 40$ ГэВ) является условным, так как $|\Delta y| \leq 2$. Первые данные по этому вопросу были получены для πp -, $K p$ -взаимодействий при $p=16$ ГэВ и pp -взаимодействий при $p=24$ ГэВ (табл. 7.2) [8]**.

Таблица 7.2. Сечения образования ρ^0 -мезонов

Реакция	p , ГэВ	$\sigma_{\text{фр}}$, мб	АКМ	$\sigma_{\text{ц}}$, мб	АКМ
$K^- p \rightarrow \bar{K}^{*0} X$	16	$3,3 \pm 0,4^*$	3	—	—
$\pi^- p \rightarrow \rho^0 X$	16	$3,1 \pm 0,3$	3	$1,6 \pm 0,5$	2
$K^- p \rightarrow \rho^0 X$	16	$1,4 \pm 0,6$	3/2	$1,5 \pm 0,5$	2
$pp \rightarrow \rho^0 X$	24	—	—	$3,5 \pm 0,4^*$	2

* Полные сечения.

Предсказания АКМ даны в произвольных единицах, так как имеют смысл только соотношения между ними. Как видно из таблицы, согласие результатов, полученных при расчете по АКМ и найденных в эксперименте, хорошее.

Другим важным следствием АКМ является соотношение (7.11), которое в мультипериферических моделях не выполняется $\langle n(\rho^0) \rangle \gg \langle n(\omega^0) \rangle$ (см. гл. 4, 5). Экспериментальное выделе-

* Как мы уже отмечали (см. разд. 7.1), при измерении $\sigma(\rho^0)$ не учитывалось отражение распадов ω -мезонов, что существенно при $E \geq 40$ ГэВ.

** В этом случае составляющие кварки в мезонах и протонах имеют одинаковые импульсы: $p(q) = p(M)/2 = p(B)/3 = 8$ ГэВ.

ние ω -мезонов по их распадам $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ еще более сложно, чем выделение $\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$. В этом случае необходимо регистрировать не только заряженные частицы, но и γ -кванты от распадов $\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$. Поэтому данные по $\langle n(\omega) \rangle$ имеются только при относительно низких энергиях ($E \leq 24$ ГэВ), где возможен эксклюзивный подход, и при $E=32-40$ ГэВ, когда в больших пузырьковых камерах регистрировались γ -кванты по электрон-позитронным парам конверсии (табл. 7.3) [8, 199, 202].

Таблица 7.3. Значения отношения $\langle n(\omega) \rangle / \langle n(\rho^0) \rangle$

Тип реакции	p , ГэВ в л. с. к.	$\langle n(\omega) \rangle / \langle n(\rho^0) \rangle$	Тип реакции	p , ГэВ в л. с. к.	$\langle n(\omega) \rangle / \langle n(\rho^0) \rangle$
$\pi^\pm p \rightarrow RX$	16	$0,9 \pm 0,1$	$pp \rightarrow RX$	12	$1,0 \pm 0,2$
	40	$0,8 \pm 0,2$		24	$1,0 \pm 0,2$
$\bar{p}p \rightarrow RX$	9,1	$1,05 \pm 0,15$	$K^- p \rightarrow RX$	32	$1,0 \pm 0,5$

Эти результаты явно указывают на интенсивное рождение ω -мезонов $\sigma(\omega^0) \approx \sigma(\rho^0)$. При высоких энергиях ($E_p=400$ ГэВ) хорошо согласуется с результатами расчета по АКМ и отношение $\langle n(K^{*+}) \rangle / \langle n(\rho^0) \rangle = 0,3 \pm 0,1$ (АКМ — 0,33) [204].

Особенно впечатляющим было выполнение главного предсказания АКМ о том, что около 80—90% пионов образуется в результате распадов резонансов. Наиболее полные данные по этому вопросу получены для $\pi^\pm p$ -взаимодействий при $p=16$ ГэВ (табл. 7.4) [8, 9].

$$\sigma_{\pi^+ p \rightarrow \pi^-} = (12,4 \pm 0,9) \text{ мб} = (51 \pm 4) \% \sigma_{\text{неупр}}(\pi^+ p \rightarrow \pi^- X).$$

Таким образом, при $E=16$ ГэВ выделенные мезонные резонансы образуют 51% всех вторичных π -мезонов, из них векторные мезоны (ρ , ω) — 43%. Часть мезонов (около 10%) образуется при распаде барнионных резонансов (N^* , Σ^*).

В результате резонансные источники примерно 60% пионов уже найдены. Что же является источником образования остальных пи-

Таблица 7.4. Сечения образования мезонных резонансов в $\pi^+ p$ -взаимодействиях при $p=16$ ГэВ

Резонанс	$\sigma(R)$, мб	Выход в $\sigma(\pi^-)$, мб	Резонанс	$\sigma(R)$, мб	Выход в $\sigma(\pi^-)$, мб
ρ^+	$5,3 \pm 0,9$	—	η'	$\sim 0,1$	$\sim 0,07$
ρ^0	$4,8 \pm 0,4$	$4,8 \pm 0,4$	φ	$\sim 0,1$	$\sim 0,01$
ρ^-	$2,3 \pm 0,5$	$2,3 \pm 0,5$	ρ^0	$0,32 \pm 0,20$	$0,08 \pm 0,05$
f	$0,99 \pm 0,10$	$0,63 \pm 0,07$	$K^{*-}(890)$	$0,18 \pm 0,05$	$0,12 \pm 0,03$
ω	$4,6 \pm 0,7$	$3,7 \pm 0,6$	$K^{*0}(890)$	$0,71 \pm 0,10$	$0,47 \pm 0,07$
η	$1,5 \pm 0,3$	$0,44 \pm 0,09$	Δ^{++}	$4,67 \pm 0,11$	—

онов? В первую очередь необходимо оценить вклад тяжелых тензорных мезонов (f , K^* (1420), A , B , Q и т. д.) [201]. Отношения выходов $\alpha = \langle f \rangle / \langle \rho^0 \rangle$ и $\alpha = \langle K^*(1420) \rangle / \langle K^*(890) \rangle$ практически не зависят от энергии и типа первичных частиц и составляют примерно 0,2 (табл. 7.5).

Таблица 7.5. Значение отношений $\langle f \rangle / \langle \rho^0 \rangle$ и $\langle K^*(1420) \rangle / \langle K^*(890) \rangle$

Тип реакции	p , ГэВ в л. с. к.	$\langle f \rangle / \langle \rho^0 \rangle$	Тип реакции	p , ГэВ в л. с. к.	$\langle K^*(1420) \rangle / \langle K^*(890) \rangle$
$\pi^+ p \rightarrow RX$	8	$0,32 \pm 0,07$	$K^- p \rightarrow RX$	10	$0,16 \pm 0,05$
	15	$0,22 \pm 0,05$		16	$0,11 \pm 0,03$
	16	$0,21 \pm 0,02$		32	$0,38 \pm 0,20$
	23	$0,21 \pm 0,02$		—	—
$\pi^- p \rightarrow RX$	16	$0,20 \pm 0,04$	$K^+ p \rightarrow RX$	5	$0,17 \pm 0,08$
	40	$0,18 \pm 0,11$		18	$0,22 \pm 0,09$
				16	$0,27 \pm 0,09$
				32	$0,29 \pm 0,07$
$pp \rightarrow RX$	400	$0,20 \pm 0,05$	$pp \rightarrow RX$	400	$0,23 \pm 0,12$
$K^- p \rightarrow RX$	10—16	$0,18 \pm 0,20$			
	32	$0,20 \pm 0,10$			
$K^+ p \rightarrow RX$	32	$0,25 \pm 0,10$			

Это значение α используется в АКМ для получения вероятности образования P -волновых резонансов [201]. Оказывается, что они составляют не менее 25% всех адронов, непосредственно образуемых в многочастичных процессах (7.6). При этом доля пионов, рожденных на первой стадии процесса (7.6), уменьшается и составляет около 7% (прямые пионы). Таким образом, модель предсказывает, что около 93% пионов образуется в результате распадов резонансов. Из эксперимента при $E=10-40$ ГэВ найдено, что эта доля не менее 80—90%. Такая же оценка получается и на основании анализа распределений резонансов и пионов по поперечным импульсам (см. разд. 4.6) [8, 9]. При более высоких энергиях $E=100-400$ ГэВ имеются лишь отдельные эксперименты, в которых изучалось образование резонансов ρ , $K^*(890)$, $\Sigma^*(1385)$, Δ^{++} . Отсюда получено, что более 50% пионов, $(52 \pm 10) \% K^0$ -мезонов и $(30 \pm 4) \% \Lambda^0$ -частиц образуется в результате распадов мезонных резонансов $K^*(890)$ и $\Sigma^*(1385)$ соответственно. Все эти данные подтверждают основное предсказание АКМ — интенсивное образование резонансов при высоких энергиях.

При обсуждении $\sigma(R)$ и АКМ мы рассматривали только мезонные резонансы, которые образуются в центральной и фрагментационных областях. Барнионные резонансы при существующих энергиях в основном рождаются в области фрагментации нуклонов [9]. Энергии ускорителей еще недостаточны, чтобы происходило заметное образование барнионов и антибарнионов в центральной области. Поэтому в этом случае соотношения типа (7.14) еще не работают. Грубая оценка учета конечности энергии показывает, что они должны выполняться при $E \geq 10$ ТэВ [201]. Относительные вероятности образования барнионов в процессах фрагментации мезонов и барнионов в АКМ приведены в таблицах работы [201]. Отсюда, в частности, следуют соотношения для области $|x| = \frac{2}{3} \rightarrow \frac{5}{6}$ при $p \rightarrow B$:

$$\langle N(\Delta^{++}) \rangle = \frac{3}{4} \langle N(p) \rangle; \quad (7.21)$$

$$\langle N(\Lambda^0) \rangle = \frac{4}{9} \langle N(\Sigma^{*+}) \rangle; \quad (7.22)$$

$$\langle N(\Xi^*(1530)) \rangle = 0; \quad (7.23)$$

$$\langle N(\Lambda^0) \rangle \approx \frac{1}{8} \langle N(p) \rangle \quad (7.24)$$

для барнионов, образуемых на первой стадии процесса (7.6). Их можно проверить в эксперименте.

Большинство доступной информации по инклюзивным сечениям барнионных резонансов связано с изучением рождения Δ^{++} (1236), Δ^0 -изобар и Σ^* (1385)-частиц в экспериментах, выполненных с помощью пузырьковых камер [8, 9]. Поэтому выделение Δ -изобар по их распадам $\Delta \rightarrow p\pi$ возможно лишь в ограниченной области фазового пространства из-за необходимости идентификации протона, который надежно выделяется по ионизации при $p \leq 1,4$ ГэВ в л. с. к. Поэтому данные по Δ -изобарам, как правило, получены для переданных импульсов $|t_{p\Delta}| \leq 1$ ГэВ². Для pp - и $p\bar{p}$ -взаимодействий при $E \geq 100$ ГэВ сечения $\sigma(\Delta^{++}(1236))$ практически не зависят от энергии и составляют около $(1,5 \pm 0,1)$ мб на протон для $|t_{p\Delta}| \leq 1$ ГэВ² [$\sigma_{pp}(\Delta^{++}) \approx 2 \cdot 1,5 = 3,0$ мб] [9, 205]. Полные сечения $\sigma(\Delta^{++})$ по различным оценкам примерно на 50% больше и составляют $\sigma(\Delta^{++}) \approx 2,3$ мб на протон [$\sigma_{pp}^{\text{полн}}(\Delta^{++}) = 4,6$ мб]. Изобары Δ рождаются в основном во фрагментационной области, однако для проверки соотношения (7.21) нет еще хороших данных по спектрам протонов.

Выделение Σ^* (1385)-частиц по распадам $\Sigma^* \rightarrow \Lambda^0 \pi^\pm$ было проведено для Kp -, πp -, pp -, и $\bar{p}p$ -взаимодействий в интервале энергий от 5 до 400 ГэВ (рис. 7.4) [204, 205].

Отношение сечений $\sigma(\Sigma^*)/\sigma(\Lambda)$ слабо меняется с энергией. Для pp -взаимодействий при $p=405$ и 24 ГэВ значения $\sigma(\Sigma^*)$ приведены в табл. 7.6. Если учесть, что только часть $\Sigma^*(1385)$ образуется в области $|x| \geq \frac{2}{3}$ и примерно 25% Λ^0 -частиц являются

продуктами их распада (табл. 7.6), то соотношение (7.22) в АКМ не противоречит эксперименту. Первые данные по рождению Σ^{*0} (1530), полученные для Kp -взаимодействий (рис. 7.4), показывают, что они рождаются в основном в области $|x| \leq 0,3$ [см. (7.23)] [204, 205].

Изучение образования барнионных резонансов в процессах (7.6) только начинается и АКМ предлагает большую программу иссле-

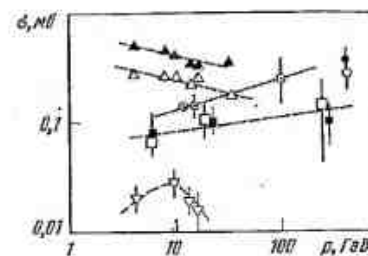


Рис. 7.4. Инклюзивные сечения образования $\Sigma^{*\pm}(1385)$ и $\Sigma^{*0}(1530) \rightarrow \pi^+\pi^-$ в различных реакциях: $\Delta - \Sigma^*(1530)$; остальные — $\Sigma^*(1385)$

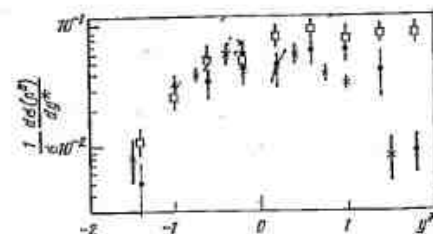


Рис. 7.5. Распределение ρ^0 -мезонов по быстроте в $\pi^-p(\square)$ -, $K^-p(\bullet)$ - и $pp(X)$ -взаимодействиях

дования их характеристик в зависимости от кварковой структуры первичных адронов [201].

Таблица 7.6. Сечения образования Σ^* (1385), мб

Тип реакции	$p, \text{ ГэВ}$ л. с. к.	$\sigma(\Lambda^0)$	$\sigma(\Sigma^{*+})$	$\sigma(\Sigma^{*-})$	$\frac{\Sigma^{*+}}{\Lambda^0}$	$\frac{\Sigma^{*-}}{\Lambda^0}$
$pp \rightarrow \Sigma^*(1385)X$	405	$4,01 \pm 0,39$	$0,61 \pm 0,13$	$0,45 \pm 0,11$	$0,15 \pm 0,03$	$0,11 \pm 0,03$
$pp \rightarrow \Sigma^*(1385)X$	24	$1,76 \pm 0,06$	$0,28 \pm 0,03$	$0,12 \pm 0,02$	$0,16 \pm 0,02$	$0,07 \pm 0,01$

7.3. ИМПУЛЬСНЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ РЕЗОНАНСОВ

Аддитивная кварковая модель предсказывает универсальность распределений резонансов по импульсам в центральной области независимо от типа первичных частиц. На рис. 7.5 приведены нормированные распределения ρ^0 -мезонов по быстроте для Kp -, πp -взаимодействий при $p=16$ ГэВ и для pp -взаимодействий при $p=24$ ГэВ. При таких импульсах первичных частиц импульсы составляющих кварков в первичных мезонах и протонах одинаковы. Как видно из рисунка, в области $|y^*| \leq 0,5$ сечения образования ρ^0 -мезонов в пределах погрешностей измерений $\pm 10\%$ совпадают для этих процессов. В области фрагментации падающей частицы π^- , K^- , p они существенно различаются и не противоречат соотношениям, полученным в АКМ (см. разд. 7.2). В об-

ласти фрагментации протона — мишени $y^* \leq -0,5$ сечения $\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma(p)}{dy^*}$ опять одинаковы. Отсюда также видно, что разделение на области (центральную и фрагментационную) при таких энергиях является весьма условным (см. гл. 1). С этой точки зрения лучше сравнивать образование ρ^+ , ρ^0 , ρ^- -мезонов в pp -взаимодействиях, где $\sigma_{\text{фр}}(p \rightarrow p)$ мало (рис. 7.6). Как мы видим, в пределах погрешностей измерений $\pm 10\%$ они одинаковы во всем интервале изменения y^* : $|y^*| \leq 1,6$. К сожалению, аналогичные данные при более высоких энергиях еще не получены. Поэтому в пер-

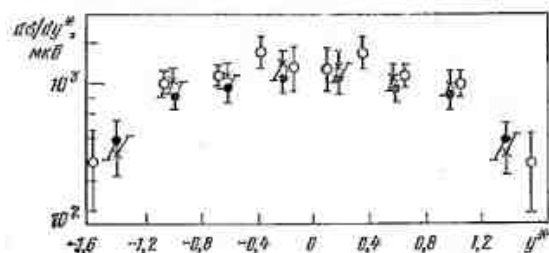


Рис. 7.6. Распределение ρ^+ ($\times$), ρ^- ($\bullet$), ρ^0 ($\circ$)-мезонов по быстрой в pp -взаимодействиях при $\sqrt{s} = 24$ ГэВ

вом приближении можно считать, что распределение ρ -мезонов при низких энергиях в центральной области описывается универсальной функцией

$$\frac{1}{\sigma_{\text{неупр}}} \frac{d\sigma(R_l)}{dy^*} = C(R_l) F(y^*). \quad (7.25)$$

Как зависит эта функция от энергии и типа резонанса — предмет будущих экспериментальных исследований.

Следует заметить, что спектры пионов, образующихся при распаде резонансов, имеют другое распределение по y^* . Поэтому как задача выделения плато по y^* , так и проблема изучения масштабной инвариантности сильных взаимодействий (см. гл. 4) должны быть пересмотрены с учетом образования резонансов. В качестве оценки возможного их влияния на решения этих вопросов на рис. 7.7 приведены распределения ρ^0 - и ω^0 -мезонов и продуктов их распада π^- по x в π^+p -взаимодействиях при $\sqrt{s} = 16$ ГэВ [8]. Как видно из рисунка, распределение распадающих пионов более узкое, чем резонансов, что связано с кинематикой распадов $\omega \rightarrow \pi^-$ и $\rho \rightarrow \pi^-$. Поэтому пионы могут иметь значения x , далекие от $x(R)$. Например, при распаде $\rho \rightarrow 2\pi$ с $x_\rho \approx 1$

$$0 \leq x_\pi/x_\rho \leq 1. \quad (7.26)$$

При распаде барионных резонансов $\Delta \rightarrow N + \pi$

$$0 \leq x_\pi/x_\Delta \leq 1 - (m_N/m_\Delta)^2 \quad (7.27)$$

$$(m_N/m_\Delta)^2 \leq x_N/x_\Delta \leq 1, \quad (7.28)$$

если $p_\perp(\Delta) \approx 0$ и $x_\Delta \approx 1$. Таким образом, пионы из области фрагментации резонансов заполняют центральную область и существенно искажают первоначальное распределение адронов. Этот эффект усиливается при распаде тяжелых резонансов с большим энергосодержанием. Поэтому нарушение скейлинга, обнаруженное при высоких энергиях, частично может быть связано с каскадным механизмом образования мезонов в реакциях (7.6) (см. гл. 4).

Распределение резонансов по поперечным импульсам мы уже частично обсуждали (см. разд. 4.6) при рассмотрении характеристик долгоживущих частиц. В широком интервале энергий (10—

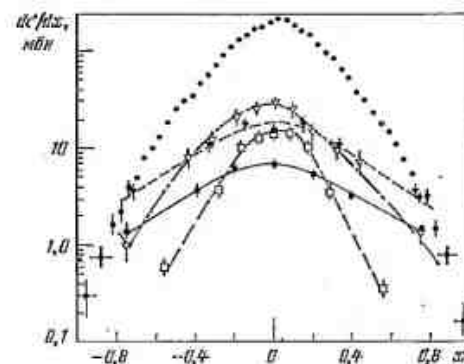


Рис. 7.7. Распределения ρ^0 ($\blacktriangledown$) и ω^0 ($\blacksquare$)-мезонов и продуктов их распада π^- по x в π^+p -взаимодействиях:

π^- ($\bullet$), π^- (∇) и π^- ($\square$)

2000 ГэВ) и для разных типов первичных частиц (πp , Kp , NN и pp) их распределения по поперечным импульсам хорошо описываются формулой

$$d\sigma(R)/dp_\perp^2 = A(s) \exp(-B(R) p_\perp^2), \quad (7.29)$$

где $A(s)$ определяется полным инклюзивным сечением образования резонанса и $\langle B(R) \rangle = (3,4 \pm 0,2)$ ГэВ $^{-2}$ для $M(R) \leq 1,5$ ГэВ. [ρ , ω , ϕ , f , K^* , Δ^{++} , $\Sigma(1530)$, $\Sigma^\pm(1385)$] [8, 9]*. Например, при $\sqrt{s} = 23,6 - 63,0$ ГэВ для образования ρ^0 -мезонов в pp -соударениях получено $B = (3,3 \pm 0,2)$ ГэВ $^{-2}$ и $\langle p_\perp(\rho^0) \rangle = 0,49 \pm 0,02$ ГэВ [198]. Интересно отметить, что и прямые пионы (их 10—20%) так же хорошо описываются формулой (7.29) с $B = 3,4$ ГэВ $^{-2}$ (см. гл. 4).

Семейства новых частиц (J/ψ и Υ), состоящие из более тяжелых кварков, чем обсуждаемые резонансы, имеют подобные распределения по $p_\perp^2$ с $B = 1 - 1,5$ ГэВ $^{-2}$ (см. гл. 4). Однако они образуются из более тяжелых кварков c , b , и механизм их рождения связан уже с жесткими соударениями адронов (см. гл. 8).

Таким образом, относительно легкие резонансы $M(R) \leq 1,5$ ГэВ, механизм образования которых связан с обычными

* Значения $p_\perp(R)$ менялись от 0,1 до 1 ГэВ.

соударениями адронов, имеют одинаковые распределения по поперечным импульсам и $\langle p_{\perp}(R) \rangle \approx 0,5$ ГэВ.

Кроме того, распадные пионы, каоны и нуклоны имеют, как правило, меньший импульс, чем резонансы (см. рис. 4.19—4.21), $\langle p_{\perp}(\pi) \rangle = 0,34$ ГэВ, $\langle p_{\perp}(K) \rangle = 0,44$ ГэВ и $\langle p_{\perp}(p) \rangle = 0,48$ ГэВ (см. табл. 4.7). Их распределения по $p_{\perp}^2$ представляют собой смесь динамики рождения и кинематики распадов резонансов. Для оценки этих эффектов распределения названных частиц в области $p_{\perp}^2 = 0 \div 0,3$ ГэВ² были аппроксимированы выражением (7.29) [204, 205]. Оказалось, что $B(\pi) = 9,1$ ГэВ⁻²; $B(K) = 5,8$ ГэВ⁻² и $B(\Lambda) = 3,7$ ГэВ⁻², где K -мезоны и Λ^0 -частицы образовались при распаде $K^*(890)$ - и $\Sigma^*(1385)$ -резонансов соответственно. Отсюда видно, что чем больше масса частицы, тем ближе ее распределение к $\sigma(R, p_{\perp}^2)$ с $B \approx 3,4$ ГэВ⁻². Эти результаты показывают, как возникает известная зависимость $\langle p_{\perp}(M) \rangle$ от массы частиц (см. табл. 4.8), которая отражает лишь кинематику распадов резонансов. Поэтому если картина рождения резонансов существенно не изменится при переходе от $E = 16 \div 40$ ГэВ к $E \geq 1000$ ГэВ, где еще мало данных по $\sigma(R)$, то можно считать, что $p_{\perp}(h) \approx 0,5$ ГэВ в реакциях типа (7.6).

Интересно отметить, что в этом случае размер области их образования ($r \approx 1/p_{\perp} \approx 1/m_{\pi}$) значительно меньше размеров нуклонов ($r_N \approx 1/m_N$), что опять подтверждает исходную гипотезу АКМ о пространственном разделении кварков в адронах (см. гл. 6). Представляет большой интерес непосредственное измерение размеров области излучения резонансов по интерференционным явлениям в реакциях типа

$$a+b \rightarrow R+R+X, \quad (7.30)$$

где $R = \rho, \omega, K^*$ и т. п. (см. гл. 5). Определение таких малых размеров $r \sim 0,1$ фм требует проведения специальных экспериментов с высокой точностью разрешения по импульсам вторичных частиц.

Таким образом, первые данные по реакциям (7.6) не противоречат универсальности распределений резонансов по их импульсам, которая предсказывалась АКМ еще в 1973 г. [201]. Однако эти результаты получены в основном при $E \leq 100$ ГэВ и с большими погрешностями (10—30%). Тем не менее уже они показывают, что распределения пионов и каонов слабо отражают динамику сильных взаимодействий. Поэтому при высоких энергиях необходимо изучать именно характеристики рождения резонансов.

В целом относительно простая аддитивная кварковая модель удивительно хорошо описывает имеющиеся данные по образованию резонансов с $M(R) \leq 1,5$ ГэВ. Она является естественным развитием современных представлений о кварк-партонной структуре адронов и объясняет большую совокупность эксперименталь-

ных данных: от статических свойств адронов до характеристик множественных процессов. С увеличением переданных импульсов АКМ переходит в партонную модель адронов (см. гл. 6, 8). Поэтому дальнейшая ее проверка и установление области ее применимости являются важной задачей экспериментальных исследований на ускорителях. В частности, необходимо получить данные о рождении баронных резонансов и тензорных мезонов, измерить их поляризацию и проверить соотношения типа (6.20) для образования частиц и античастиц при $E \geq 1$ ТэВ [201].

Мы не сомневаемся в том, что предсказания АКМ будут нарушаться при повышении точности экспериментальных данных, что позволит уточнить ее исходные предположения и получить значения параметров, определяющих структуру сильных взаимодействий на расстояниях $r \geq 0,1$ фм.

7.4. ПОИСК ТЯЖЕЛЫХ КЛАСТЕРОВ (ФАЙРБОЛОВ)

Эксперименты по изучению рождения резонансов во множественных процессах (7.6) показали, что при $E \leq 100$ ГэВ источниками пионов и K -мезонов являются легкие мезонные резонансы с $M(R) \leq 1,5$ ГэВ, распадающиеся на два-три мезона. Однако и при этих энергиях не исключено, что часть адронов (около 20%) образуется в результате распадов более тяжелых кластеров с $M(K) \geq 1,5$ ГэВ. С увеличением энергии первичных частиц их доля, возможно, будет расти [107, 197]. Поэтому поиск и выделение тяжелых кластеров, распадающихся на $n(\pi) \geq 3$, являются необходимым этапом изучения динамики сильных взаимодействий. Традиционные методы выделения короткоживущих адронных состояний по спектрам эффективных масс продуктов их распада в этом случае неэффективны из-за большого комбинаторного фона (см. наст. главу). Поэтому для их поиска используют другие методы, которые дают лишь косвенную информацию о возможном существовании кластеров*. Интерпретация полученных результатов включает в себя широкий спектр моделей: от АКМ до мультипериферических моделей с учетом образования кластеров (файрболов), распадающихся по термодинамическим законам [107, 197].

Предсказания АКМ по образованию тяжелых резонансов с $L = 1,2$ уже обсуждались в предыдущих разделах (см. гл. 6 и 7). Несколько иная интерпретация наблюдаемых корреляций дается в рамках моделей с образованием файрбола. Среди них наиболее полной является мультипериферическая модель с учетом образования термодинамических кластеров (МКМ) (см. гл. 5). Она дает удовлетворительное описание большой совокупности данных по множественным процессам при $E = 40 \div 200$ ГэВ. МКМ позволяет

* Методы выделения адронных струй в процессах с большими передачами импульсов обсуждаются в гл. 8.

провести количественный анализ данных с целью поиска файрболов.

В экспериментальном плане введение файрболов позволяет описать ряд характеристик инклюзивных процессов. Кроме того, не исключено, что при высоких энергиях, когда рождается много частиц в небольшом объеме $r \leq R_N$, из-за сильного взаимодействия между ними возможен переход динамической системы в термодинамическую. Распад такой системы должен идти в соответствии с законами статистики и термодинамики, чем и могут быть оправданы изотропный распад файрбола и наблюдаемое планковское распределение по импульсам вторичных частиц [107, 197]. Возможно, что кластеры наиболее экономно описывают коллективные возбуждения адронных систем со многими степенями свободы, которые рассматриваются в теории поля. В любом случае альтернативная интерпретация позволяет лучше понять уровень достоверности полученных результатов по исследованию промежуточных стадий процессов типа (7.5) и (7.6). Поэтому мы кратко обсудим методы выделения и результаты поисков кластеров на ускорителях, используя упрощенную схему их образования и МКМ.

1. Кластеризация частиц по быстротам. Подробный анализ методики обнаружения кластеров во множественных процессах приведен в работах [107, 197]. Главным экспериментальным основанием идеи кластеризации является наличие сильной парной корреляции при малых быстрых интервалах $|\Delta y| \leq 2$. Она проявляется в инклюзивных и в полунинклюзивных процессах. Мы уже обсуждали эти корреляции в двухчастичных инклюзивных процессах (см. гл. 5). Поэтому здесь мы уделим больше внимания корреляциям групп частиц и их интерпретации в рамках моделей с учетом файрболов.

Вначале рассмотрим имеющиеся данные в рамках упрощенной схемы независимого испускания кластеров (файрболов), следуя работе [197]. При этом учитываются три основных обстоятельства.

1. Если некоторый объект K распадается изотропно в своей системе на k частиц, то независимо от числа продуктов распада их распределение dN/dy по y описывается гауссовой кривой

$$G(y - y_k) = \frac{dN(y)}{dy} = \frac{k}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp \left[-\frac{(y - y_k)^2}{2\sigma^2} \right], \quad (7.31)$$

где y_k — быстрота кластера до распада и $\sigma \approx 0.7-0.8$. Таким образом, на оси быстрой продукты одного кластера занимают область

$$\delta y \approx 2\sigma \approx 1-2. \quad (7.32)$$

2. Полная ширина области, реально занимаемой всеми вторичными частицами при $\sqrt{s} \leq 60$ ГэВ, составляет только

$$\Delta y \leq 3-4, \quad (7.33)$$

хотя кинематически разрешенная область гораздо шире ($Y \leq 8$). Продукты одного только кластера занимают половину всего наблюдаемого интервала быстрой. Поэтому при современных энергиях продукты разных кластеров существенно перекрываются на оси быстрой.

3. Существуют разные механизмы образования кластеров. В частности, имеются два сильно отличающихся механизма их генерации — дифракционная диссоциация и основной механизм множественного образования, кластерная структура которого и является предметом нашего обсуждения. При современных энергиях их продукты не разделяются по оси быстрой. Это приводит к сложной зависимости корреляционных функций $C_2(y_1, y_2)$ от энергии (см. гл. 4, 5).

Поэтому при выделении кластеров следует стирать события с $n \geq \langle n \rangle$, чтобы исключить дифракционные процессы.

В рамках этой упрощенной схемы данные по корреляционным функциям $C_2(y_1, y_2)$ удовлетворительно описываются формулой (7.31) с $\sigma = 0.8-0.9$ (см. гл. 5). Более четко группировка частиц по быстротам проявляется при построении распределений $P(r^k_k)$ по быстрым интервалам

$$r^k_k = |y_{i+k+1} - y_i|, \quad k \leq n-2, \quad (7.34)$$

в которых расположено k вторичных частиц для полунинклюзивных процессов. Распределения $P(r^k_k)$ для pp -взаимодействий при $E=200$ ГэВ приведены на рис. 7.8 в сравнении с ожидаемыми распределениями для независимого испус-

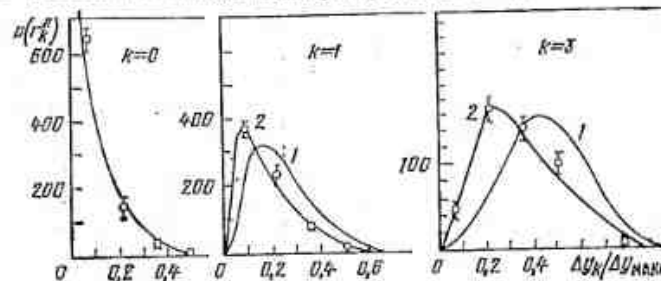


Рис. 7.8. Распределение вероятности появления заданных быстрых интервалов при $E=200$ ГэВ, $n_{ch}=8$ в pp -взаимодействиях при разном числе частиц

кания пионов (кривая 1) и кластеров (кривая 2) с $k_{ch}=2$. Как видно из рисунка, кластеризация частиц увеличивается с ростом k . При больших значениях $n_{ch}/\langle n_{ch} \rangle$ максимум сдвигается к меньшим значениям r^k_k , т. е. лучше согласие с кривыми получается при $k_{ch} > 2$.

Анализ полунинклюзивных корреляционных функций $C_2^{(n)}(y_1, y_2)$ в рамках модели независимого образования кластеров дает возможность получить из эксперимента величину

$$A(n_{ch}) = \langle k_{ch}(k_{ch}-1) \rangle / \langle k_{ch} \rangle, \quad (7.35)$$

которая связана со вторым моментом $\langle k_{ch}^2 \rangle$ распределения по множественности адронов, образовавшихся при распаде кластера. Для этой цели используется обычное выражение корреляционной функции (см. гл. 5)

$$C_2^{(n_{ch})}(y_1, y_2) = A(n_{ch}) \left(\frac{1}{\sigma_n} \frac{d\sigma_n}{dy} \right) G(y_1 - y_2) - \frac{1}{n_{ch}} (1 + A(n_{ch})) \left(\frac{1}{\sigma_n} \frac{d\sigma_n}{dy_1} \right) \left(\frac{1}{\sigma_n} \frac{d\sigma_n}{dy_2} \right), \quad (7.36)$$

где $G(y_1 - y_2)$ определено формулой (7.31). Результаты такого анализа данных при $E=40, 205$ и 2000 ГэВ представлены на рис. 7.9. Отсюда видно, что при $n_{ch} \leq 1.5$ $\langle n_{ch} \rangle$ можно считать, что кластеры — это двухпионные и трехпионные резонансы ρ, ω, f . При $n_{ch} \geq 1.5$ $\langle n_{ch} \rangle$ рождаются более тяжелые кластеры с $k_{ch} \geq 3$. Возможно, что они являются резонансами типа $B \rightarrow \omega\pi, \rho(1600) \rightarrow 4\pi, \omega(1670) \rightarrow 5\pi$ и др., которые распадаются на много пионов. Однако трудно понять, почему генерируются только тяжелые резонансы, а не более легкие, от ρ до f . Учет мультитермического характера процесса и законов сохранения в рамках МКМ показывает, что приведенные оценки $A(n_{ch})$ дают лишь нижние их границы [197].

Из последних работ, посвященных поиску файрболов и изучению их характеристик, отметим исследования, проведенные на встречных пучках протонов ISR при $\sqrt{s} = 52.5$ ГэВ [206]. В этих экспериментах для регистрации множественных процессов с $n_{ch} \geq 7$ использовалась электронная методика и было

набрано примерно 120 тыс. событий. Огромный экспериментальный материал позволил провести детальный анализ данных по одночастичным распределениям и корреляционным функциям в рамках кластерной модели. Хорошее описание всех этих распределений было получено при следующих характеристиках файр-болов, образуемых в центральной области: $M(K) \approx 1,3$ ГэВ; $\sigma(y) \approx 0,65$; $\langle k_{ch} \rangle = 1,8$; $p_{\perp}(K) = 0,65 \pm 0,10$ ГэВ и $dn(K)/dy \approx 1$ [206].

Относительно большое значение $\langle k_{ch} \rangle$ показывает, что эти результаты вряд ли можно объяснить рождением только легких резонансов $\langle k_{ch} \rangle \approx 1,5$.

Отметим еще одно направление поиска кластеров по локальной компенсации различных физических величин, например электрического заряда или поперечно-

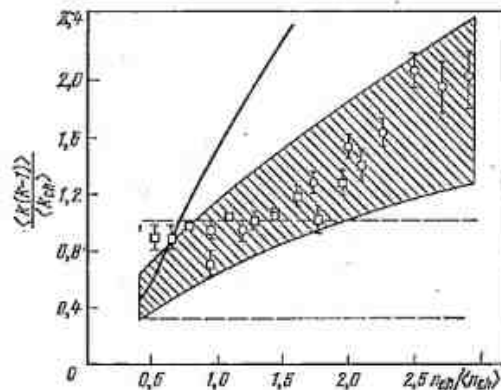


Рис. 7.9. Зависимость $A(n_{ch})$ от $n_{ch} / \langle n_{ch} \rangle$.

Точки получены для pp -взаимодействий при $\sqrt{s} = 23$ и 69 ГэВ [197]. Заштрихованная область — возможные значения $A(n_{ch})$ при $E = 40$ и 205 ГэВ по экспериментальным данным с меньшей статистикой. Сплошная кривая — расчет по мультикластерной модели, штриховые — трехчастичные (верхняя кривая) и двухчастичные (нижняя кривая) резонансы.

го импульса в зависимости от быстроты [197]. Однако эти характеристики процессов множественного рождения частиц весьма общи, они могут быть воспроизведены в различных динамических моделях и поэтому не критичны для проверки конкретной модели. Эти характеристики не противостоят и модели независимого испускания кластеров с зарядом $Q=0, \pm 1$.

2. Азимутальные корреляции. Новую интересную информацию о механизмах образования частиц могут дать их корреляции по так называемому азимутальному углу φ в плоскости, перпендикулярной импульсу первичных частиц. В этом случае влияние законов сохранения энергии — импульса значительно меньше, чем при изучении корреляций частиц по быстротам. Поэтому обнаруженные азимутальные корреляции, как правило, связываются с механизмами рождения и распадами кластеров. Обычно изучается зависимость распределения пар частиц по азимутальному углу $\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$ между их поперечными импульсами в зависимости от разности быстрот этих частиц $\Delta y = y_2 - y_1$. Простейшей мерой этой корреляции является коэффициент асимметрии

$$B(\Delta y) = [N_1(\varphi \geq \pi/2) - N_2(\varphi < \pi/2)] / (N_1 + N_2), \quad (7.37)$$

где N_1 — число пар частиц с $\varphi \geq \pi/2$ и N_2 — с $\varphi < \pi/2$ (см. гл. 5). Для распада одного кластера можно оценить величину $B(\Delta y)$ [197]. Пусть при распаде кластера на k частиц половина из них летит в одну полусферу, а другая половина — в другую. Выбрав одну частицу с данными y_1 и φ_1 , для частиц с $y_2 = y_1 + \Delta$ и $\varphi_2 = \varphi_1 + \varphi$ получим $k/2$ частиц с $\varphi \geq \pi/2$ и $(k/2 - 1)$ частиц с $\varphi < \pi/2$. Отсюда легко подсчитать, что

$$B(\Delta y) = \frac{k/2 - (k/2 - 1)}{k/2 + (k/2 - 1)} = \frac{1}{k - 1}, \quad (7.38)$$

т. е. $B(\Delta y) \sim 1/k$. Для более реалистичской оценки $B(\Delta y)$ следовало бы учесть флуктуации при распаде кластера и перемешивание частиц на оси быстрот из разных кластеров. Однако в первом приближении интересно провести сравнение (7.38) с экспериментальными данными.

На рис. 7.10 приведена зависимость B от Δy для пар тождественных и разных пионов, образованных в pp -взаимодействиях ($n_{ch} \geq 6$) при $E_p = 1400$ ГэВ (рис. 7.10,а) и в π - p -соударениях ($n_{ch} \geq 4$) при $E_{\pi} = 40$ ГэВ (рис. 7.10,б) [207, 208]. Значения $B(\Delta y)$ для π - p -взаимодействий вычислялись по всем парам пионов. Различие в поведении $B(\Delta y)$ для $\pi^+\pi^+$ и $\pi^+\pi^-$ пар связано с интерференцией тождественных частиц, а не с характеристиками кластера. Для ее исключения значения $B(\Delta y)$ в pp -взаимодействиях (см. рис. 7.10,а) приведены для пар с $\Delta p_{\perp} \geq 0,2$ ГэВ при $\Delta y \leq 0,8$. Как видно из рисунка, в этом случае поведение $B(\Delta y)$ одинаково для всех пар пионов. Аналогичный результат был получен и для π - p -взаимодействий при тех же условиях отбора $B(0) = -0,22$ [197]. Четкий подъем значений $B(\Delta y)$ при $\Delta y \leq 0,5$ связывают с тем, что обе частицы лежат в области распада одного кластера, где поперечные импуль-

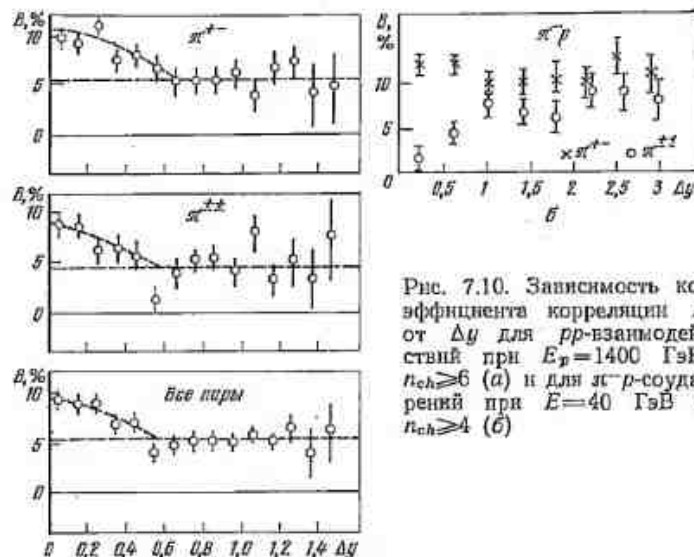


Рис. 7.10. Зависимость коэффициента корреляции B от Δy для pp -взаимодействий при $E_p = 1400$ ГэВ, $n_{ch} \geq 6$ (а) и для π - p -соударений при $E_{\pi} = 40$ ГэВ и $n_{ch} \geq 4$ (б).

сы частиц должны взаимно компенсироваться. Тогда из (7.38) можно получить, что $\langle k \rangle \approx 10$, $B(0) \approx 0,1$ при $E = 1400$ ГэВ и $\langle k \rangle \approx 5$, $B(0) \approx 0,22$ при $E = 40$ ГэВ. Эти грубые оценки показывают, что число частиц, на которые распадается кластер, велико ($k = 5 + 10$), и оно растет с увеличением энергии первичных частиц. Более точная оценка $\langle k \rangle$ была получена при описании экспериментальных данных по $B(\Delta y)$ при $E = 40$ и 200 ГэВ мультипериферической моделью с учетом образования файрболов (МКМ) [197, 209]. Оказалось, что при $E = 40 + 200$ ГэВ $\langle k \rangle \approx 5,5$, что хорошо согласуется с оценками по (7.38) $\langle k \rangle \approx 5,7$.

Конечно, столь близкое совпадение случайно, на самом деле в $B(0)$ дают вклад частицы из разных кластеров, при нахождении $\langle k \rangle$ нужно учитывать флуктуации и т. д. Кроме того, в $B(0)$ все-таки дают вклады и различные интерференционные эффекты, которые по своей природе не имеют отношения к распадам кластеров (см. гл. 5). Однако из полученных оценок следует, что $\langle k \rangle$ велико и файрболы следует искать в событиях с $n_{\pm} \geq \langle n_{ch} \rangle$.

В рамках МКМ был оценен вклад файрболов при $E = 30 + 2000$ ГэВ [197]. Оказалось, что сечение генерации пионного файрбола с $M(K) \approx 2 + 3$ ГэВ составляет примерно 1,5 мб при $E \approx 30$ ГэВ. Следует учесть, что при этих энергиях велика и роль фрагментационных кластеров, т. е. возбужденных состояний, связанных с первичными нуклонами. Поэтому при анализе данных их следует учитывать. При $E = 200$ ГэВ пионный файрбол образуется в среднем в количестве около 1,3 на событие с $n_{ch} \geq \langle n_{ch} \rangle$, $\sigma_{файрбол}(pp) \approx 30$ мб.

Таким образом, изучение корреляций вторичных частиц в событиях с большой множественностью $n \gg \langle n \rangle$ явно свидетельствует о рождении групп скоррелированных адронов. В рамках моделей с учетом образования фэйрболов эти корреляции удовлетворительно описываются при $M(K) \geq 2$ ГэВ и $\langle k \rangle \geq 3$. Основные качественные характеристики фэйрболов уже достаточно ясны, и распределения продуктов их распада по массам и поперечным импульсам согласуются с термодинамическими формулами [197]. Возможно, что в этом случае мы имеем явление, аналогичное образованию адронных струй при переходе неустойчивого состояния партонна в адроны, когда образуются скоррелированные группы адронов с $M \geq 2+3$ ГэВ, которые только в среднем имеют те же квантовые числа, что и исходный партон (см. гл. 8). Такие группы адронов нельзя отнести к резонансным состояниям. Однако не исключено, что тяжелые кластеры являются резонансными с $M(R) \geq 1,5$ ГэВ. Поэтому установление природы этих кластеров требует дальнейших исследований.

*
* *

Экспериментальные исследования образования резонансов и кластеров в адронных взаимодействиях в интервале энергии от 10 до 2000 ГэВ показали, что процесс генерации конечных адронов имеет по крайней мере две стадии: образование короткоживущих состояний ($\tau \leq 10^{-20}$ с) и последующий их распад на долгоживущие адроны [см. формулы (7.5) и (7.6)]. Установлено, что при относительно низких энергиях ($E \leq 100$ ГэВ) эти состояния в основном являются легкими резонансами с $M(R) \leq 1,5$ ГэВ (не менее 60%).

Получены данные о существовании групп скоррелированных адронов с $M(K) \geq 1,5+3$ ГэВ, доля которых, вероятно, растет с увеличением энергии первичных частиц. Их природа пока не установлена из-за методических трудностей выделения короткоживущих состояний, распадающихся на $n(\pi, K) \geq 3$ на фоне большого числа вторичных частиц ($\langle n \rangle \geq 6$). В рамках кварк-партонового подхода (АКМ) эти тяжелые кластеры связывают с образованием тензорных мезонов [A, B, $K^*(1420)$ и др.], по оценкам они могут составлять не более 25% всех адронов, образуемых в реакциях (7.6) [201].

В моделях с учетом образования кластеров-фэйрболов распад этих состояний описывается термодинамическими законами [107, 197]. Их доля растет с увеличением энергии и достигает 1,3 фэйрбола на одно событие при $E=200$ ГэВ. Фэйрболы не имеют определенных квантовых чисел и по своей природе существенно отличаются от резонансных состояний. Несмотря на экзотичность этих объектов в современной теории поля, их образование можно связать с большим числом вторичных частиц и их взаимодействиями в конечном состоянии [107, 197]. Во всяком случае удивительно хорошее описание распределений адронов по поперечным импульсам термодинамическими формулами в широком интервале энергий (см. гл. 4) заставляет нас рассматривать и эту возможность. В экспериментальном плане этот альтернативный подход позволяет получить оценки надежности выделения резонансов и провести количественный анализ данных на предмет поиска фэйрболов во множественных процессах. В любом случае определение при-

роды тяжелых кластеров является одной из главных задач физики мягких соударений адронов.

В целом полученные данные по изучению образования короткоживущих состояний хорошо согласуются с простой кварковой картиной соударения адронов (АКМ), которая предсказывает соотношения между выходами различных адронов и существование центральной и фрагментационных областей образования адронов. Абсолютные сечения рождения частиц и корреляции между ними неплохо описываются в рамках мультипериферических моделей, которые широко используются при анализе данных по долгоживущим адронам и при планировании новых экспериментов. Синтез описания этих двух стадий процесса генерации адронов с учетом партонной структуры адронов, несомненно, позволит полностью описать реакции типа (7.6) [210]. Однако для этой цели необходимо получить более полные данные о первой стадии реакции (7.6) при высоких энергиях $E \geq 100$ ГэВ. В частности, очень важно изучить поляризацию резонансов и корреляции между ними (см. гл. 5, 6).

Дальнейший шаг в едином описании множественных процессов — совместный анализ данных по генерации адронов в слабых, электромагнитных и сильных взаимодействиях при высоких энергиях. В кварк-партоновой схеме взаимодействия частиц и в квантовой хромодинамике все три типа взаимодействий имеют общую структуру: адроны образуются в результате распадов кварков и глюонов [211, 212]. К сожалению, информация о характеристиках адронной компоненты в слабых и электромагнитных взаимодействиях пока имеется лишь при небольших энергиях $\sqrt{s} \leq 30$ ГэВ в отдельных экспериментах [213].

Новое поколение ускорителей протонов и электронов вместе с существенным развитием методов идентификации короткоживущих состояний позволит получить более четкую информацию о характере образования адронов из партонов в мягких соударениях частиц.

ГЛАВА 8

ПРОЦЕССЫ ОБРАЗОВАНИЯ ЧАСТИЦ И СТРУЙ АДРОНОВ С БОЛЬШИМИ ПОПЕРЕЧНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ (ЖЕСТКИЕ СОУДАРЕНИЯ АДРОНОВ)

Партонная модель адронов первоначально была основана на результатах экспериментов по глубоконеупругому рассеянию лептонов на нуклонах (см. гл. 6). В сильных взаимодействиях лишь некоторые свойства адронов можно было объяснить их кварковой структурой. Ситуация существенно изменилась в 1972 г., когда в экспериментах, проводимых на ISR, было обнаружено новое явление: аномально большое сечение образования адронов с большими поперечными импульсами $p_{\perp} \geq 1$ ГэВ. Оказалось, что сечение рождения пио-

нов в реакции

$$p + p \rightarrow \pi + X \quad (8.1)$$

при $\theta = 90^\circ$, $p_1 = 6$ ГэВ и $\sqrt{s} = 52,7$ ГэВ на семь порядков (!) больше, чем ожидалось из экстраполяции данных при $p_1 \ll 1$ ГэВ (см. гл. 4). С тех пор эти

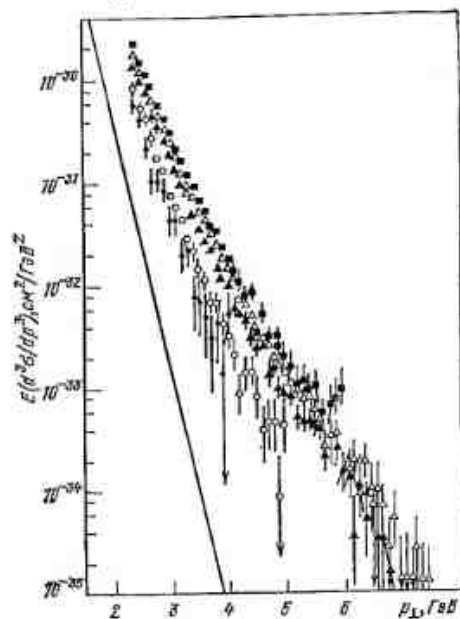
процессы интенсивно изучались на всех крупнейших ускорителях мира; полученные результаты приведены в обзорных и оригинальных работах [214—235].

На рис. 8.1 представлены сечения образования π^0 -мезонов в реакции (8.1) вместе с предсказанием, вытекающим из экспериментов, полученных при $p_1 \ll 1$ ГэВ, $Ed\sigma/dp \sim \exp(-6p_1)$. На первый взгляд они напоминают результаты знаменитых экспериментов Резерфорда по аномально большому сечению рассеяния на большие углы α -частиц на атомах, в которых были открыты атомные ядра. Поэтому, естественно, возникает предположение о том, что и в случае рождения частиц с $p_1 \gg 1$ ГэВ мы имеем дело с прямым проявлением новых объектов, из которых состоят адроны.

В результате изучения этих процессов получены данные по образованию π -, K -, p -, $\bar{p}$ - и η -частиц в интервале энергий, в котором работают ускорители Женевы, Батейви и Серпухова, для различных типов первичных частиц π , K , p , $\bar{p}$.

Анализ этих данных показывает, что, действительно, в жестких соударениях адронов проявляется та же партонная структура адронов, что и в глубоконеупругих взаимодействиях лептонов. Тем самым различные области физики частиц впервые получили единое теоретическое описание (КХД) [214—221].

Однако интерпретация этих данных с точки зрения взаимодействия партон-нов, конечно, не имеет той наглядности и простоты, которая существует в описании столкновений ядер с атомами. В первую очередь это связано с тем, что партоны (кварки, глюоны) не являются свободными частицами и проявляются лишь косвенным образом в характеристиках вторичных адронов (см. гл. 6). Тем не менее с каждым годом растет уверенность в их существовании в связанном состоянии внутри адронов. Так, например, 1979 г. считается годом открытия глюона по наблюдению трех струй адронов в e^+e^- -анигиляции при высоких энергиях ($\sqrt{s} = 32$ ГэВ) [232].



Таким образом, жесткие соударения адронов являются только одним из процессов, в которых проявляется партонная структура адронов. Поэтому их анализ и интерпретация неразрывно связаны со всей совокупностью данных по глубоконеупругим взаимодействиям лептонов и адронов (см. гл. 6). Для наших целей достаточно рассмотреть только основные особенности процессов типа (7.1) с точки зрения общей картины адронных взаимодействий. Кроме того, эти процессы имеют и свою привлекательную особенность по сравнению с электромагнитными и слабыми взаимодействиями частиц: их сечения в значительной степени

Рис. 8.1. Зависимость инвариантного сечения процесса (8.1) при $\theta^* = 90^\circ$ от поперечного импульса в интервале энергий $\sqrt{s} = 23,5 \div 62,4$ ГэВ. Прямая линия — экстраполяция данных при $p_1 \ll 1$ ГэВ

определяются взаимодействиями элементарных объектов, что позволяет экспериментально изучить реакции типов

$$q + q \rightarrow q + q; \quad (8.2)$$

$$q + g \rightarrow q + g \quad (8.3)$$

и т. п. [231].

Обсуждение многочисленных экспериментальных данных по образованию частиц с большими поперечными импульсами удобно разделить на три части (см. разд. 8.1—8.3). В первой приводятся результаты по сечениям реакций типа (8.1), которые послужили первым указанием на партонную структуру адронов в сильных взаимодействиях. Во второй рассмотрены корреляции двух вторичных частиц, они позволяют судить о возможности выделения струй адронов при со-временных энергиях ускорителей (см. разд. 8.2), и в третьей — первые результаты по изучению образования струй адронов (см. разд. 8.3), которые в большей мере отражают характеристики процессов типов (8.2), (8.3), чем частицы $p_1 \gg 1$ ГэВ.

Удовлетворительная интерпретация этих процессов дается в рамках партон-ных моделей (см. гл. 6) с учетом поправок, связанных с глюонной картиной взаимодействия частиц (КХД) [180, 217, 231].

8.1. ОДНОЧАСТИЧНЫЕ ИНКЛЮЗИВНЫЕ ПРОЦЕССЫ

Медленное (степенное) падение сечения образования частиц в реакциях

$$a + b \rightarrow c_{\text{тр}} + X, \quad (8.4)$$

где $p_1(c_{\text{тр}}) \gg 1$ ГэВ, обнаружено во всех экспериментах при $E \gg 40$ ГэВ * [222—228]. Большинство экспериментов выполнено для частиц, летящих под углом $\theta \approx 90^\circ$ в с. ц. и., так как в этом случае влияние ограниченности фазового объема реакции минимально.

Полученные результаты обычно аппроксимируются функцией

$$E \frac{d^2\sigma}{dp^2} = A p_1^{-n} \Phi(x_1, \theta), \quad (8.5)$$

которая следует из простых кварк-партонных моделей (см. гл. 6). Факторизация сечений на p_1^{-n} и безразмерную функцию $\Phi(x_1, \theta)$ является одной из общих особенностей составных моделей. Скей-линговая функция Φ не зависит от энергии и очень часто параметризуется в виде

$$\Phi(x_1, \theta)|_{90^\circ} = (1 - x_1)^m, \quad (8.6)$$

где $x_1 = 2p_1/\sqrt{s}$. Сечения реакций типа (8.4) слабо зависят от угла вылета $c_{\text{тр}}$ для $\theta \geq 20^\circ$ [215]. При малых углах ($\theta \leq 20^\circ$)

* $c_{\text{тр}}$ обозначает триггерную частицу с $p_1 \gg 1$ ГэВ, образование которой необходимо для включения экспериментальной установки, регистрирующей события. Слово «триггер» произошло от английского слова *trigger* — спуск, запуск.

они падают и в этом случае неплохо описываются

$$\Phi(x_{\perp}, \vartheta) = (1 - x_R)^{m'},$$

где $x_R = x_{\perp}/\sin\vartheta$. Для описания сечений реакций типа (7.4) при $p_{\perp} \geq 0,5$ ГэВ используется выражение

$$E \frac{d^2\sigma}{dp^2} = A(p_{\perp}^2 + M^2)^{-n/2} \Phi(x_{\perp}, \vartheta), \quad (8.7)$$

в котором имеется феноменологический параметр M^2 . Обсуждая результаты при $p_{\perp} \leq 1$ ГэВ (см. гл. 4) мы видели, что большинство регистрируемых частиц является продуктами распадов резонансов, спектр которых в области малых поперечных импульсов

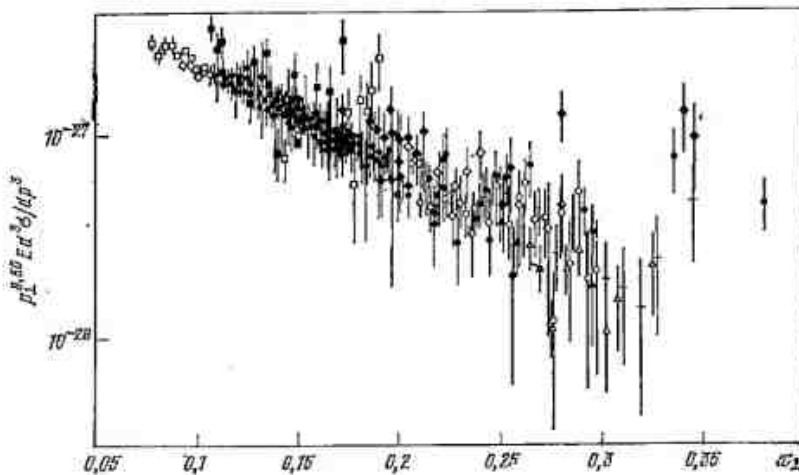


Рис. 8.2. Зависимость $p_{\perp}^{6.6} E d^2\sigma/dp^2$ для π^+ -, π^- -, π^0 -мезонов от $x_{\perp} = 2p_{\perp}/\sqrt{s}$ при $\sqrt{s} = 23,5 \div 62,4$ ГэВ

существенно отличается от (8.7). Поэтому выражение (8.7) — это только удобный способ описания данных при $p_{\perp} \geq 0,5$ ГэВ.

Факторизация сечений (8.4) и независимость $\Phi(x_{\perp}, \vartheta)$ от энергии хорошо иллюстрируются данными по образованию пионов при энергиях $\sqrt{s} = 23,5 \div 62,4$ ГэВ (рис. 8.2) [224].

Отсюда видно, что в пределах погрешностей измерений $\Phi(x_{\perp})$ практически не зависит от энергии при $x_{\perp} \leq 0,3$ ($p_{\perp} \leq 8$ ГэВ). В табл. 8.1 приведены средние значения параметров n , m и M^2 , полученные при анализе данных по образованию пионов, K -мезонов, протонов и антипротонов при $p_{\perp} = 1 \div 8$ ГэВ [217].

Значения параметров n и m растут с увеличением массы вторичных частиц, что согласуется с правилами кваркового счета [221]. Однако большинство данных относится к области $x_{\perp} \leq 0,3$, где существенны кроме (7.2) и другие процессы.

Как уже отмечалось (см. гл. 6), если основной вклад в образование частиц с $p_{\perp} \geq 1$ ГэВ дает рассеяние кварков с обменом векторным глюоном [см. (7.2)], то значение n должно быть равно четырем.

Таблица 8.1. Значения параметров n , m и M^2

Реакция	n	m	M^2	Реакция	n	m	M^2
$pp \rightarrow \pi^+$	$8,2 \pm 0,2$	$10 \pm 0,5$	$0,74 \pm 0,02$	$pp \rightarrow K^+$	$8,72 \pm 0,30$	$9,0 \pm 1,0$	$1,69 \pm 0,05$
$pp \rightarrow \pi^-$	$8,2 \pm 0,2$	$10,4 \pm 0,5$	$0,79 \pm 0,02$	$pp \rightarrow p$	$10,4 \pm 0,3$	$7,8 \pm 0,8$	$1,8 \pm 0,1$
$pp \rightarrow \pi^0$	$8,2 \pm 0,2$	$7,1 \pm 0,4$	$2,3 \pm 0,3$	$pp \rightarrow \bar{p}$	$9,1 \pm 0,3$	$14,0 \pm 1,4$	$1,2 \pm 0,1$
$pp \rightarrow K^-$	$8,76 \pm 0,35$	$12,2 \pm 1,1$	$1,77 \pm 0,10$	$\pi^+ p \rightarrow \pi^0$	$10,0 \pm 0,2$	$5,8 \pm 0,3$	$1,8 \pm 0,77$

Из экспериментальных данных при $x_{\perp} \leq 0,3$ ($p_{\perp} \leq 8$ ГэВ) получено, что $n \geq 8$ (см. табл. 8.1). Это существенное отклонение вызвало широкое обсуждение других элементарных процессов и привело к учету дополнительных эффектов. В связи с этим были рассмотрены различные модификации кварк-партоновой модели. Основные из них учитывают следующие эффекты.

1. Относительно большой поперечный импульс партонов ($k_{\perp} \approx 1$ ГэВ).
2. Зависимость константы $\alpha_s(t)$ кварк-глюонного рассеяния от t (см. гл. 6). Уменьшение ее величины с увеличением переданных партоном импульсов является одним из главных достижений КХД.
3. Вклад других двухчастичных процессов (например, $qg \rightarrow qg$ и $gg \rightarrow gg$, $q\bar{q} \rightarrow gg$), который может быть существен при относительно низких значениях $x_{\perp}$ и $\sqrt{s}$.
4. Зависимость распределения партонов в первичных адронах от t (нарушение скейлинга).
5. Изменение вероятности образования резонансов с энергией и $p_{\perp}$, продукцией распада которых и являются триггерные частицы.
6. Уменьшение вероятности излучения c_{tr} с увеличением $p_{\perp}$ при фрагментации партона в адроны.

Первые четыре эффекта рассматриваются в квантовой хромодинамике [180, 217—220]. Модельные расчеты показывают, что учет поперечных импульсов партонов может привести к увеличению n на $\Delta n \approx 2$. Уменьшение $\alpha_s(t)$ с увеличением t дает $\Delta n \approx 1$. Нарушение скейлинга также приводит к $\Delta n \approx 1$.

Кроме того, при относительно низких энергиях и $x_{\perp}$ существенный вклад в образование адронов с $p_{\perp} \geq 1$ ГэВ дают взаимодей-

ствия глюонов с кварками. Как известно из экспериментов по глубоконеупругому рассеянию лептонов, в которых измеряется распределение кварков в адроне по x , глюонная компонента несет большую долю импульса первичных адронов (порядка 0,5), преимущественно при малых значениях $x \leq 0,3$. Поэтому процесс типа $qg \rightarrow qg$ при $x_{\perp} \leq 0,3$ также дают вклад [231].

Модельные расчеты показывают, что их вклад уменьшается с ростом $x_{\perp}$ и $\sqrt{s}$, и уже при $x_{\perp} \geq 0,3$ и $\sqrt{s} \geq 52$ ГэВ доминирует процесс (8.2) [180]. Итак, из КХД следует ожидать, что при $x_{\perp} \geq 0,3$ ($p_{\perp} \geq 8$ ГэВ) несущественны эффекты 1 и 3 и $n=5 \div 6$ [180, 217, 231].

Пятый эффект можно оценить только экспериментально. Имеющиеся данные показывают, что резонансы составляют большую долю среди частиц с $p_{\perp} = 2 \div 6$ ГэВ. Например, в реакциях

$$p + p \rightarrow \pi^{\pm}(\rho^0) + X, \quad (8.8)$$

отношение $N(\pi^0)/N(\pi^{\pm}) = 0,56 \pm 0,02$ в интервале энергий $\sqrt{s} = 31 \div 63$ ГэВ и $p_{\perp} = 3,6$ ГэВ [224]; в реакциях

$$p + p \rightarrow \pi^{\pm}(\rho^0) + X, \quad (8.9)$$

где $p_{\perp} = 2 \div 3$ ГэВ, $N(\rho^0)/N(\pi^{\pm}) \approx 1$. Получены первые результаты, показывающие интенсивное образование $K^*(890)$, $\Delta(1236)$ и других резонансов [180, 217—220]. Таким образом, в жестких соударениях адронов, как и в мягких (см. гл. 7), по-видимому, доминирует образование резонансов. Поэтому их выделение является одной из основных задач эксперимента.

Зависимость сечения образования резонансов от $p_{\perp}$, которая и может приводить к увеличению n (см. гл. 4), вероятно, слабая. Однако экспериментальные данные по этому вопросу слишком бедны, чтобы можно было оценить влияние этого эффекта на n .

Наконец, возможное уменьшение вероятности излучения частиц с увеличением их поперечных импульсов связано с нарушением скейлинга при фрагментации партонов в адроны. Оно означает, что вместо функции $G(z)$ в (6.46) следует рассматривать $G(z, p_{\perp})$.

В настоящее время нет данных для такой замены. Кроме того, импульс триггерной частицы составляет лишь часть полного импульса рассеянного партона (рис. 6.9), поэтому нарушение скейлинга не должно существенно сказываться на поведении сечения реакции (7.4).

Учет перечисленных эффектов показывает, что ими можно объяснить большую величину n в (8.5) при относительно низких значениях энергий и поперечных импульсов. Однако простая картина рассеяния кварков (см. рис. 6.9) значительно усложняется.

Поэтому большой интерес представляют первые данные для $p_{\perp} \geq 8$ ГэВ, полученные на ISR [233—235]. В настоящее время изучены процессы образования нейтральных и заряженных пионов с поперечными импульсами до 16 ГэВ. На рис. 8.3 приведены результаты [234] по исследованию реакций (8.4) в интервале поперечных импульсов $p_{\perp} = 3 \div 14$ ГэВ и $\sqrt{s} = 30,6 \div 62,4$ ГэВ. Как видно из рисунка, они не описываются формулой (8.5) с $n=8$ при $p_{\perp} \geq 8$ ГэВ и скорость падения сечения замедляется. Найденные значения n для разных $x_{\perp}$ показаны на рис. 8.4. Для наивысших доступных энергий $\sqrt{s} = 53,1$ и $62,4$ ГэВ в интервала $p_{\perp} = 3,5 \div 7,0$ ГэВ значение $n = 8,0 \pm 0,5$ находится в согласии с результатами других экспериментов (см. табл. 8.1). При больших поперечных импульсах ($p_{\perp} = 7,5 \div 14,0$ ГэВ) $n = 5,1 \pm 0,4$, что уже совпадает с ожидаемым значением $n = 5 \div 6$. Аппроксимация данных по $x_{\perp}$ выражением (8.6) дает значения $m = 5,2 \pm 2,1$ при $p_{\perp} \leq 8$ ГэВ и $m = 12,1 \pm 0,3$ для $p_{\perp} \geq 8$ ГэВ.

По-видимому, действительно, при больших значениях $x_{\perp}$ и $\sqrt{s}$ перечисленные выше эффекты несущественны, и простая модель (см. гл. 6) с учетом зависимости a_i от t удовлетворительно описывает жесткие соударения адронов. Новое поколение ускорителей позволит получить более точные данные о процессах типа (8.4) при еще больших энергиях, что дает богатую информацию о характере взаимодействия кварков и глюонов.

Жесткие соударения адронов отличаются от обычных не только поведением зависимости их сечений от $p_{\perp}$ и $\sqrt{s}$, но и составом вторичных частиц. При малых поперечных импульсах $p_{\perp} \leq 1$ ГэВ и $\theta = 90^\circ$ основную долю всех вторичных долгоживущих частиц составляют пионы (около 90%) (см. гл. 4). При $p_{\perp} \geq 1,5$ ГэВ доля заряженных пионов падает до 65%, а доля K -мезонов увеличивается до 18% и $p(\bar{p})$ до 17%. Множественность всех вторичных частиц растет с увеличением $p_{\perp}$. С точки зрения кварк-партоновой картины (см. рис. 6.9) эти различия не являются удивительными, так как в обычных процессах образуются только адронные струны I, II, а в жестких столкновениях — I—IV (см. гл. 6). Следует, однако, подчеркнуть, что в процессах типа (7.4) изучен в основном только состав долгоживущих частиц π , K , p , $\bar{p}$, которые, как показывают первые результаты, могут быть продуктами распадов резонансов. Поэтому выделение резонансов во всех типах соударений частиц при высоких энергиях является важной задачей будущих экспериментов (см. гл. 7).

Зависимость сечения образования частиц π , K , p , $\bar{p}$ с $p_{\perp} = 1 \div 4$ ГэВ от типа первичных частиц была изучена при $E = 100$ и 200 ГэВ на ускорителе в Батейви [217, 227—229]. Она позволяет

получить сведения о характере жестких соударений при разном кварковом состоянии первичных частиц.

Интересные данные получены при сравнении выходов заряженных частиц и нейтральных пионов в pp - и πp -соударениях [227, 228].

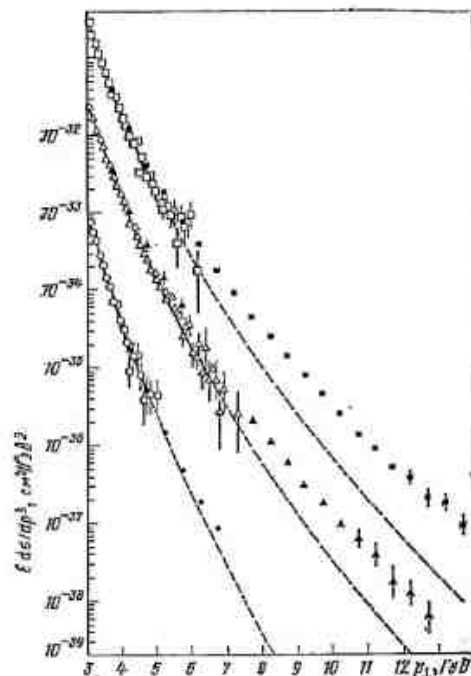


Рис. 8.3 Зависимость инвариантных сечений реакции $pp \rightarrow \pi^0 X$ при $\theta = 90^\circ$ от $p_{\perp}$.

Штриховая кривая — результаты расчета по формуле (9.2) с $n=8$: $\square, \blacksquare$ — $\sqrt{s}=62,4$ ГэВ; $\Delta, \blacktriangle$ — $\sqrt{s}=53,1$ ГэВ ($\times 10^{-4}$); $\circ, \bullet$ — $\sqrt{s}=30,7$ ГэВ ($\times 10^{-4}$)

Отношение этих сечений $R(pp \rightarrow h^\pm / \pi p \rightarrow h^\pm)$ составляет около 1,5 при $p_{\perp} \leq 2$ ГэВ и падает до 0,5 при $p_{\perp} \approx 4$ ГэВ (рис. 8.5, б), в то время как выходы заряженных частиц в π^-p - и π^+p -взаимодействиях не зависят от $p_{\perp}$ и $R \approx 1$ (рис. 8.5, а). Эти результаты

можно объяснить в рамках аддитивной кварковой модели (см. гл. 6). Действительно, отношение числа начальных кварков в партоне и пионе равно $3/2$, а мишени в обоих типах соударений оди-

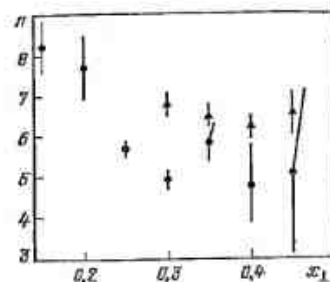


Рис. 8.4. Зависимость n от $x_{\perp}$:

$\blacktriangle$ — $\sqrt{s_1}=30,7$ ГэВ, $\sqrt{s_2}=53,1$ ГэВ;
 $\bullet$ — $\sqrt{s_1}=53,1$ ГэВ, $\sqrt{s_2}=62,4$ ГэВ

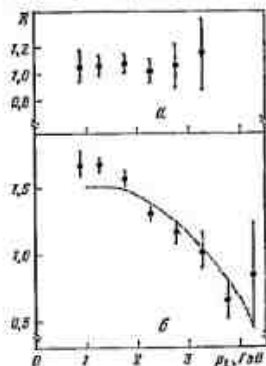


Рис. 8.5. Зависимость отношения сечений образования заряженных частиц и π^0 -мезонов при $\theta^* = 90^\circ$ в pp - и πp -соударениях при $E=200$ ГэВ от $p_{\perp}$: а — отношение сечений $\pi^+p \rightarrow h^\pm X$ к $\pi^-p \rightarrow h^\pm X$; б — отношение сечений $pp \rightarrow h^\pm X$ к $\pi p \rightarrow h^\pm X$. Штриховая кривая — то же самое для π^0 -мезонов

наковы. Поэтому если справедлива АКМ, то облака составляющих кварков не перекрываются и взаимодействие осуществляется в результате соударения одного из этих облаков с мишенью. Так как в протоне их больше, чем в пионе, то и выходы частиц в pp -соударениях должны быть в 1,5 раза больше, чем в πp -столкновениях, до тех пор пока не будет сказываться разность импульсов начальных кварков $x_q(\pi) \approx 1/2$, $x_q(p) \approx 1/3$. При $E=200$ ГэВ импульс $p_q(\pi) \approx 5$ ГэВ и $p_q(p) \approx 3$ ГэВ. Поэтому из АКМ следует, что отношение $R(pp \rightarrow h^\pm X / \pi p \rightarrow h^\pm X)$ должно уменьшаться при $p_{\perp} \geq 3$ ГэВ. Экспериментальные данные хорошо согласуются с этими оценками (см. рис. 8.5) *.

В этих же работах [217, 227—229] исследовалась зависимость сечений образования различных вторичных частиц π , K , p , $\bar{p}$ от знака их заряда и типа первичных частиц π , p , K . Во всех случаях оказалось, что выход частиц с зарядом, совпадающим с зарядом первичной частицы, больше, чем выход тех же частиц с противоположным зарядом, причем значение отношений сечений $R(a^\pm p \rightarrow h^\pm X / a^\mp p \rightarrow h^\mp X)$ растет с ростом поперечного импульса вторичного адрона. Качественно это объясняется участием валентных кварков u , d , s , несущих квантовые числа первичного адрона, в жестких соударениях. Количественно эти данные удовлетворительно описываются в рамках партонной модели [231].

Таким образом, изучение процессов типа (8.4) показало, что наши представления о проявлении партонной структуры адронов в жестких соударениях оказались близкими к действительности, несмотря на отсутствие партонов в свободном состоянии.

При относительно малых значениях поперечных импульсов частиц ($1 \leq p_{\perp} \leq 8$ ГэВ) большой вклад дают другие эффекты, которые ранее не учитывались в наивной партонной модели. Однако при $p_{\perp} \geq 8$ ГэВ, по-видимому, основной вклад дает рассеяние кварков с обменом глюонами, что соответствует первоначальным представлениям о механизме жестких соударений (см. гл. 6).

8.2. КОРРЕЛЯЦИИ

Следующим этапом в изучении жестких соударений адронов, как и в обычных инклюзивных реакциях (см. гл. 5), является исследование характеристик двухчастичных и многочастичных процессов. Существенным отличием этого случая является образование двух новых струй адронов (см. рис. 6.9), что значительно усложняет анализ событий. Поэтому реакции типа

$$a+b \rightarrow c_{\text{тр}} + c_2 + X \quad (8.10)$$

* Интересно отметить, что и из этих данных следует оценка размера составляющего кварка: $r_q \sim 1/p_{\perp} \sim 0,1$ фм, совпадающая с оценками, полученными из других экспериментов (см. гл. 6).

изучаются в разных областях фазового пространства для частиц $c_{тр}$, c_2 , принадлежащих как одной какой-либо струе адронов, так и разным. Эти реакции и дают первые указания о возможности выделения струй адронов при существующих энергиях.

Исследование многочастичных процессов позволяет получить оценки характеристик этих адронных струй, которые дают более прямую информацию о свойствах партонов, нежели одночастичные инклюзивные реакции (см. разд. 8.3).

Первые успехи описания процессов (8.4) в рамках простой кварк-партоновой модели (см. разд. 8.1) позволяют надеяться найти в реакциях (8.10) корреляции между частицами, связанные в первую очередь с кинематикой и динамикой рассеяния партонов (см. рис. 6.9) [180, 217—220, 231].

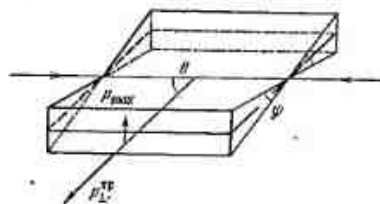


Рис. 8.6. Схематическое изображение кинематических областей, занимаемых адронными струями (III, IV) (см. рис. 6.9)

Следствия этой простой картины жестких соударений связаны с образованием четырех струй адронов I—IV. Это приводит к легко наблюдаемому в эксперименте корреляциям. Во-первых, все четыре пучка адронов лежат примерно в одной плоскости. Между частицами $c_{тр}$ и c_2 должны существовать корреляции при $\phi \approx \varphi \approx 180^\circ$ (рис. 8.6), которые связаны с динамикой и кинематикой рассеяния партонов. Распределения частиц c_2 при этих углах будут иметь максимум, увеличивающийся с ростом $p_{\perp}(c_1)$. Во-вторых, характер корреляций между частицами, принадлежащими к одной какой-либо струе адронов, может быть различным. В обычных струях (I, II) они должны быть аналогичны корреляциям частиц в мягких адронных соударениях (см. гл. 5). В струях III, IV они определяются характером фрагментации партонов в адроны и должны быть подобны корреляциям частиц, образованных в глубоконеупругих лептон-адронных и лептон-лептонных соударениях.

Эти качественные предсказания, конечно, справедливы при $s \geq s_0$, когда кинематические ограничения и поперечные импульсы партонов не искажают четырехструйную картину жестких соударений*. По-видимому, при достигнутых энергиях и $x_{\perp} \geq 0,3$ ($p_{\perp} \geq 8$ ГэВ) эти следствия можно проверить в эксперименте (см. разд. 8.1). Теперь обсудим экспериментальные данные.

* Мы здесь не касаемся вопроса влияния неупругих процессов типа $q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}g$, которые при высоких энергиях могут привести к более сложной картине жестких соударений [231, 232].

1. Корреляции частиц в обычных струях. Множественность и распределение по импульсам частиц в обычных струях I, II практически совпадают с множественностью и распределениями адронов в неупругих соударениях с $p_{\perp} \leq 1$ ГэВ при $V_{s_{эф}} = \sqrt{s} - 2p_{\perp}$, т. е. при энергии, которая идет на их образование [215, 217]. Корреляции частиц по быстротам в этих струях примерно такие же, как и в обычных неупругих соударениях (см. гл. 5).

Отличием характеристик струй I, II в процессах с большими $p_{\perp}$ от обычных соударений адронов является сильное подавление (примерно в 5—10 раз!) дифракционного пика при $x \rightarrow 1$, которое было изучено в $p\bar{p}$ -соударениях при $x = 0,5 \div 1$ и $\sqrt{s} = 52,5$ ГэВ. Такое подавление объясняется сильной энергетической зависимостью сечений процессов (8.4) (см. гл. 8) [215]. Действительно, если регистрируется адрон с $x \geq 0,9$, то масса системы всех остальных частиц (среды которых, по крайней мере, одна имеет большой поперечный импульс) $M^2 \leq s(1-x) \approx 0,1s$, т. е. рождение адрона с большим $p_{\perp}$ происходит при энергии $s_{эф}$ в $1-x$ раз меньшей, чем полная энергия первичных частиц. А так как сечения реакций (8.4) быстро падают с уменьшением энергии и увеличением $p_{\perp}$, то относительный вклад процессов дифракционной диссоциации в рождение адронов с $p_{\perp} \geq 1$ ГэВ оказывается малым [217]. В связи с этим множественность вторичных частиц в обычных струях несколько больше, чем в инклюзивных процессах с образованием частиц с $p_{\perp} \leq 1$ ГэВ (см. гл. 3 и 4).

Корреляции частиц в обычных струях изучены только в отдельных экспериментах. Большинство экспериментов проведено на ISR, где методические трудности не позволяют регистрировать все вторичные частицы (см. гл. 2 и 3). Поэтому для сравнения характеристик жестких и мягких соударений адронов, как правило, используют данные, полученные одной и той же установкой с $p_{\perp}(c_{тр}) \geq 1$ ГэВ и $p_{\perp}(c_{тр}) \leq 1$ ГэВ. Тем самым в первом приближении исключаются неопределенности, связанные с разрешением, эффективностью и ограниченностью регистрации по углам вылета частиц данной экспериментальной установки. Для получения полной информации о характеристиках частиц, рожденных в адронных столкновениях при высоких энергиях, используются ускорители обычного типа, которые пока имеют энергии меньше, чем ISR ($E \leq 1$ ТэВ).

2. Корреляции частиц в триггерной струе адронов. Наиболее сильные корреляции вторичных частиц обнаружены в триггерной струе III адронов. Распределение вторичных частиц по быстроте имеет пик при $y(c_2) \approx y^T(c_{тр})$ [223]. Пик становится более узким с ростом $p_{\perp}$, но уменьшается по абсолютному значению. Ширина пика по $\Delta y = y(c_2) - y^T(c_{тр})$ составляет $|\Delta y| \approx 1$. Отсюда легко оценить процент событий типа (8.10), в которых частица c_2 летит в ту же сторону ($|\Delta y| \leq 2$), что и $c_{тр}$. При $\phi_{тр} = 20^\circ$ ($y_{тр} = 1,8$) такие события составляют 10% и при $\phi_{тр} = 45^\circ$ ($y_{тр} = 0,83$) — 20% ($\sqrt{s} = 52,5$ ГэВ), причем в 80% событий частицы c_2 , сопровождающие $c_{тр}$, имеют $p_{\perp} \leq 1$ ГэВ.

На рис. 8.7 представлены распределения вторичных заряженных частиц с $p_{\perp} \geq 1$ ГэВ по $\Delta y = y - y^T$ при $\phi_{тр} = 45^\circ$. Полная ширина на половине высоты пика составляет 0,75. Такие близкие корреляции двух частиц показывают, что при существующих энергиях можно довольно хорошо выделить триггерную струю адронов. Эти корреляции сильно зависят от суммарного заряда Q системы $c_{тр}$, c_2 . Отношение максимумов двух распределений с $Q=0$ и $Q=\pm 2$ на рис. 8.7 составляет 2,5. Аналогичные зарядовые корреляции обнаружены при $\phi_{тр} = 90^\circ$ и $\phi_{тр} = 20^\circ$ ($y_{тр} = 0$ и $y_{тр} = 1,8$) при энергиях ISR [217—220]. Распределение по эффективным массам $M(c_{тр}, c_2)$ показывает, что зависимость корреляций от заряда нельзя объяснить только образованием легких резонансов, распадающихся на две частицы $M(R) \leq 1$ ГэВ, хотя их доля велика (около 50%).

Эксперименты по исследованию образования двух π^0 -мезонов при $\sqrt{s} = 53,2$ ГэВ в реакциях типа (8.10) показали, что сечение этих процессов не зависит от разности поперечных импульсов $\Delta p_{\perp} = p_{\perp}(\pi^0_{тр}) - p_{\perp}(\pi^0)$ при $\phi \approx 90^\circ$

и $\varphi \approx 0$, а зависимость этого сечения от суммы $p_{\perp}(\pi^0_{\text{тр}}) + p_{\perp}(\pi^0)$ и начальной энергии $\sqrt{s}$ повторяет поведение одночастичных инклюзивных спектров (7.4):

$$E_1 E_2 \frac{d\sigma}{d^2 p_1 d^2 p_2} = A [p_{\perp}(\pi^0_{\text{тр}}) + p_{\perp}(\pi^0)]^{-n} \Phi(x_{\perp}, \theta), \quad (8.11)$$

где $x_{\perp} = \frac{2}{\sqrt{s}} [p_{\perp}(\pi^0_{\text{тр}}) + p_{\perp}(\pi^0)]$ и $n = 8,3 \pm 0,2$ [180, 217—220]. Такое поведение означает, что, возможно, и вся триггерная струя адронов в первом приближении описывается формулой (8.11).

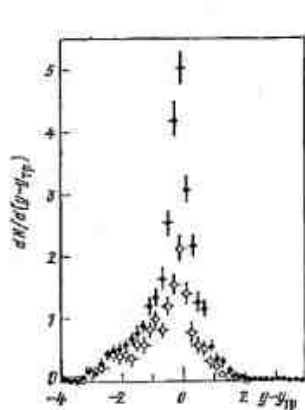


Рис. 8.7. Распределение вторичных частиц c_2 в реакции (8.10) с $p_{\perp} \geq 1$ ГэВ по быстрой относительно $y(c_{\text{тр}})$ при $\theta_{\text{тр}}^* = 45^\circ$ ($y_{\text{тр}}^* = 0,8$) и $p_{\perp}(c_{\text{тр}}) \geq 2$ ГэВ для различных зарядовых комбинаций системы ($c_{\text{тр}}, c_2$):
● — (+—) и (—+); ○ — (++) и (—)

Эксперименты по изучению корреляций вторичных частиц позволяют оценить область углов θ и φ , в которой сосредоточены адроны, образовавшиеся от распада партона I' . При больших $p_{\perp}$ угол вылета θ непосредственно связан с быстрой частицы (см. гл. 1). Действительно, если пренебречь массой адрона $p_{\perp} \gg m$, то

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_{\parallel}}{E - p_{\parallel}} \approx \frac{1}{2} \ln \frac{1 + \cos \theta}{1 - \cos \theta} = -\ln(\operatorname{tg} \theta/2) = \eta \quad (8.12)$$

и $y \approx \eta$. Поэтому область триггерной струи обычно определяется в переменных φ и y . При современных энергиях ($\sqrt{s} = 40 \div 60$ ГэВ) размеры струи составляют $|\varphi| \lesssim 30^\circ$ и $|\Delta y| \lesssim 2$.

Множественность частиц в этой струе адронов невелика, что объясняется в первую очередь условиями отбора событий по образованию частиц $c_{\text{тр}}$ с $p_{\perp} \geq$

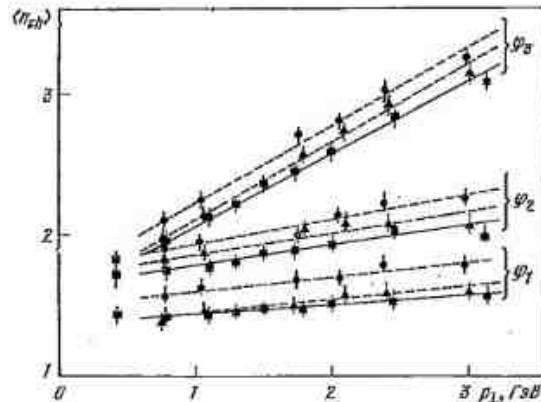


Рис. 8.8. Зависимость множественности заряженных частиц в событиях типа (8.10) от $p_{\perp}$ для $c_{\text{тр}} = \pi^+, K^-, p$ и трех областей по φ ($\sqrt{s} = 44$ ГэВ, $\theta_{\text{тр}}^* = 90^\circ$):

□ — π^+ ; ▲ — K^- ; ● — p ; $|\varphi_1| = 0 \div 36^\circ$; $|\varphi_2| = 72 \div 108^\circ$ и $|\varphi_3| = 144 \div 180^\circ$

≥ 1 ГэВ (см. гл. 6). Среднее число заряженных частиц в струе вместе с $c_{\text{тр}}$ составляет по разным оценкам от 1,5 до 2,5 и слабо зависит от $p_{\perp}$. На рис. 8.8 показана зависимость данных по $\langle n_{ch} \rangle$ от $p_{\perp}$ для трех областей по азимутальному углу φ . $\sqrt{s} = 44$ ГэВ [222]. Область φ можно связать с $\langle n_{ch} \rangle$ в триггерной струе, φ_2 — с $\langle n_{ch} \rangle$ в обычных струях и φ_3 — с $\langle n_{ch} \rangle$ в струе назад от распада партон $2'$ (см. рис. 6.9). Как видно из рисунка, имеется слабая зависимость $\langle n_{ch} \rangle$ от типа триггерной частицы (π, K, p). Множественность адронов в триггерной струе немного растет (0,02 част./ГэВ с увеличением $p_{\perp}$).

Таким образом, экспериментальное изучение двухчастичных корреляций при $\sqrt{s} = 40 \div 60$ ГэВ в триггерной струе адронов III показало, что события типа (8.10) имеют относительно узкую струю ($|\Delta y| \lesssim 2$ и $|\varphi| \lesssim 30^\circ$) с небольшим числом частиц.

Конечно, условия отбора событий по образованию частиц с $p_{\perp} \geq 1$ ГэВ приводят к сильной выборке типа фрагментации партона (см. I' , рис. 6.9). Она тем сильнее, чем больше $x_{\perp}$. По оценкам вероятность распада партона с образованием $c_{\text{тр}}$ ($p_{\perp} \geq 1$ ГэВ) составляет примерно 0,01, что означает отбор очень специфических струй адронов (см. гл. 6). Поэтому эксперименты калориметрического типа, в которых отбор событий идет по суммарному энерговыделению во все частицы в выбранной области фазового пространства, дают более полную информацию о характеристиках фрагментации партон в адроны. Тем не менее данные о размерах триггерной струи адронов служат первым приближением для выбора области регистрации нормальной струи адронов при достигнутых энергиях [222—225].

3. Характеристики частиц в струе, направленной в сторону, противоположную триггерной частице, и корреляция между частицами из разных струй. Из кварк-партонной схемы жестких соударений (см. рис. 6.9) мы ожидаем, что корреляция частиц в этой струе дадут информацию о фрагментации партон в любые адроны. Они и будут характеризовать размеры нормальных адронных струй при достигнутых энергиях, которые можно сравнивать со струями в лептон-лептонных и лептон-адронных соударениях. Кроме того, почти очевидно, что отсутствие в струе частицы, несущей большую долю ее импульса, приведет к уширению распределений адронов по y и φ , ослаблению корреляций между струями III и IV и увеличению множественности.

Экспериментальные данные показывают, что множественность частиц, летящих в области $|\varphi| = 144 \div 180^\circ$ (см. рис. 8.8), значительно больше, чем в триггерной струе, и растет линейно с $p_{\perp}$ примерно с тем же наклоном (порядка 0,8 част./ГэВ), как и для обычных инклюзивных процессов (см. гл. 3).

Другим замечательным фактом является независимость $\langle n_{ch} \rangle$ от начальной энергии $\sqrt{s} = 23 \div 63$ ГэВ [180, 217—220]. Эти результаты хорошо согласуются с представлениями кварк-партонной модели жестких соударений, в которой фрагментация партон $2'$ с $p_{\perp} \approx -p_{\perp}(c_{\text{тр}})$ происходит независимо от начальных условий и поэтому определяется только значением $p_{\perp}$ (см. гл. 6).

Распад партон на несколько адронов ($\bar{n}_{ch} = 3,7 \pm 0,3$ при $p_{\perp}^{\text{тр}} = 5$ ГэВ) приводит к уменьшению степени коллинеарности событий типа (8.10), и поэтому выделение нормальных адронных струй при достигнутых энергиях представляет собой сложную задачу, особенно если включать в них частицы с $p_{\perp} \lesssim 0,4$ ГэВ. Кроме того, число частиц в этой струе относительно невелико ($\bar{n}_{ch} \approx 4$), и поэтому среди них должны быть частицы с $p_{\perp} \geq 0,4$ ГэВ, так как $\sum_i p_{\perp}^i \approx -p_{\perp}^{\text{тр}}$.

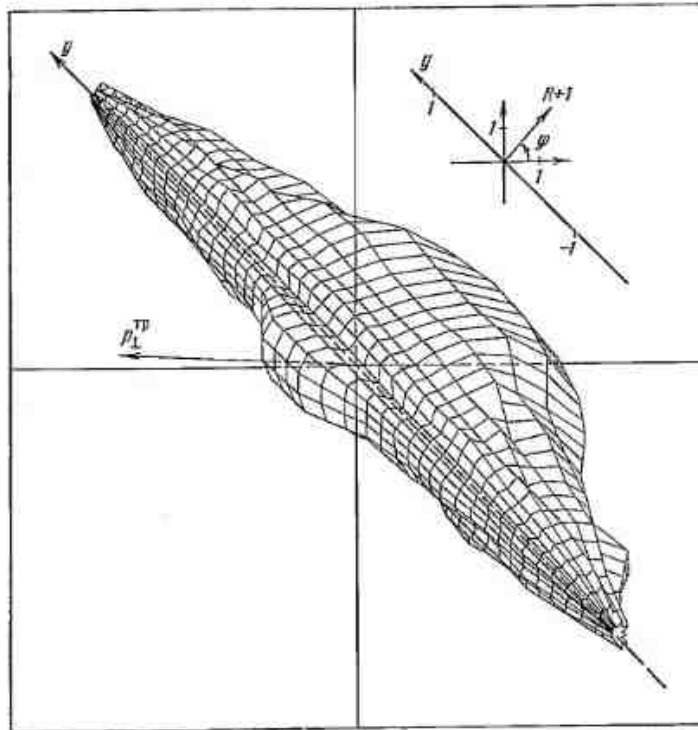


Рис. 8.9. Распределение $R(y, \varphi) + 1$ заряженных частиц с $p_{\perp} \geq 0,5$ ГэВ в событиях типа (8.10) с $p_{\perp}^{\text{тр}} = 3 \div 4,5$ ГэВ при $\theta^* = 90^\circ$ и $\sqrt{s} = 52,6$ ГэВ относительно распределения адронов в событиях с $p_{\perp}^{\text{тр}} \leq 1$ ГэВ

Корреляции между частицами, летящими в сторону, противоположную $c_{\text{тр}}$, изучались при энергиях $E \geq 40$ ГэВ для нейтральных и заряженных адронов [215—220, 222—225]. Общее представление о их зависимости от азимутального угла φ и скорости y можно получить из рис. 8.9, где приведено распределение заряженных вторичных частиц с $p_{\perp} \geq 0,5$ ГэВ (без триггерной частицы) при $p_{\perp}^{\text{тр}} = 3 \div 4,5$ ГэВ, $\theta^{\text{тр}} = 90^\circ$ и $\sqrt{s} = 52,6$ ГэВ по величине

$$R(\varphi, y) + 1 = 1/N_{\text{тр}} \int \frac{dn_{\text{тр}}}{dy d\varphi dp_{\perp}} dp_{\perp} / 1/N \int \frac{dn}{dy d\varphi dp_{\perp}} dp_{\perp}, \quad (8.13)$$

где знаменатель — распределение частиц по φ и y -в инклюзивных процессах с $p_{\perp}^{\text{тр}} \leq 1$ ГэВ [225]. Функция $R(\varphi, y)$ в (8.13) в первом приближении совпадает с обычной корреляционной функцией $R_2(\varphi_1, \varphi_2, y_1, y_2)$ (см. гл. 5). Из рис. 8.9 видно, что имеется относительно узкий максимум в (R, y, φ) при $|\varphi| \leq 30^\circ$ и $|y| \leq 2$ для частиц, сопровождающих триггерную частицу, и широкий максимум для частиц, летящих назад $\varphi = (180 \pm 45)^\circ$; $|y| \leq 3$. По существу уже эти результаты являются наблюдением двух струй с большими поперечными импульсами. Вторичные частицы летят в основном близко к плоскости реак-

ции $ab \rightarrow c_{\text{тр}} X$ $|\varphi| \leq 30^\circ$ и $\varphi = (180 \pm 45)^\circ$, как и ожидалось из кварк-глюонной картины жестких соударений.

Аналогичные результаты были получены при той же начальной энергии протонов для вторичных заряженных частиц с $p_{\perp} \geq 0,8$ ГэВ и $p_{\perp}^{\text{тр}} = 2 \div 5$ ГэВ при $y_{\text{тр}} = 0,8$ ($\theta_{\text{тр}} = 45^\circ$) и $y_{\text{тр}} = 1,8$ ($\theta = 20^\circ$) [214]. Корреляционная функция $C_2(y_1, y_2)$ для таких частиц [$\varphi = (180 \pm 40)^\circ$, $|y| \leq 4$] имеет максимум при $y_1 \approx y_2$ с шириной $|y_1 - y_2| \leq 0,6$ и слабо зависит от суммы скоростей $y_1 + y_2$. Однако доля событий, в которых имеются две частицы, летящие назад с $p_{\perp} \geq 0,8$ ГэВ, невелика и составляет $(16 \pm 1)\%$. Как и в случае триггерной струи, ближние корреляции частиц в этой струе сильно зависят от их полного заряда. Они больше для $Q=0$, чем для $Q=\pm 2$, что частично можно объяснить образованием легких резонансов ρ^0, ω . Корреляции частиц уменьшаются с уменьшением их поперечных импульсов. Распределение всех частиц с $p_{\perp} \geq 0,3$ ГэВ уже не зависит от $y_{\text{тр}}$ (или $\theta_{\text{тр}}$) и симметрично относительно $y=0$ в интервале $|y| \leq 4$; ширина пика составляет $|y| \leq 2$.

Корреляции между частицами разных струй III, IV изучались в работах [224, 225]. Они усиливаются при уменьшении скорости вторичных частиц ($|y| \leq 0,5$) и увеличении $p_{\perp}^{\text{тр}}$ и $p_{\perp}$. Так, например, $R+1$ достигает $(5,0 \pm 0,5)$ для $\varphi = 180^\circ$ и $2,5 \pm 1,0$ для $\varphi = 0$ при $p_{\perp}^{\text{тр}} \geq 3$ ГэВ и $p_{\perp} > 0,5$ ГэВ, а ширина пика уменьшается до $|\Delta\varphi| \leq 30^\circ$ [225]. Обнаружены и большие положительные корреляции между триггерной частицей и адроном с $\varphi \approx 180^\circ$ [224]. Оказалось, что они не зависят от энергии ($\sqrt{s} = 23 \div 62$ ГэВ) и заряда $Q(c_{\text{тр}}, c_x)$.

Совокупность полученных данных по корреляциям частиц в процессах типа (8.10) не противоречит четырехструйной картине жестких соударений адронов при высоких энергиях (см. рис. 6.9).

Триггерная струя адронов состоит из небольшого числа частиц (1,5—2) и занимает сравнительно узкую область в фазовом пространстве: $|\varphi| \leq 30^\circ$, $|y| \leq 2$.

Струя адронов, летящих назад ($\varphi \approx 180^\circ$), образуется при распаде партона $2'$ на любые адроны ($p_{\perp} \geq 0,4$ ГэВ) и занимает большую область: $\varphi = (180 \pm 45)^\circ$, $|y| \leq 3$. Она состоит из относительно большого числа частиц $\bar{n}_{\text{кл}} = 4$ при $p_{\perp}^{\text{тр}} = 5$ ГэВ, которое не зависит от начальной энергии протонов $\sqrt{s} = 30 \div 60$ ГэВ и растет линейно (порядка 0,8 част./ГэВ) с увеличением $p_{\perp}^{\text{тр}}$. Размеры этой струи уменьшаются примерно до размеров триггерной струи, когда $p_{\perp}(c_x) \geq 1$ ГэВ.

Корреляции между частицами из разных струй III, IV усиливаются с увеличением $p_{\perp}(c_x)$ и $p_{\perp}^{\text{тр}}$ при $y \approx -y_{\text{тр}}$.

Обычные струи I, II имеют характеристики, близкие к характеристикам частиц в инклюзивных процессах с $p_{\perp} \leq 1$ ГэВ (см. гл. 3—5).

Во всех струях обнаружены ближние корреляции адронов с $L=1 \div 2$, значение которых больше для полного заряда двух частиц $Q=0$, чем для $Q=\pm 2$. Частично эта зависимость $R(y_1, y_2)$ от Q объясняется интенсивным рождением легких резонансов $M(R) \leq 1$ ГэВ.

Серьезную проблему для выделения струй составляет индифферентность адронов с $p_{\perp} \leq 0,4$ ГэВ. Они практически не скоррелированы с адронами, имеющими $p_{\perp} \geq 1$ ГэВ, и принадлежность их к той или иной струе остается неясной. Поэтому, как правило, при изучении адронных струй рассматривают только адроны с $p_{\perp} \geq 0,4$ ГэВ.

Результаты изучения корреляций частиц в реакциях (8.10) качественно хорошо описываются в рамках простой картины жестких соударений адронов (см. гл. 6). Это означает, что при энергиях $\sqrt{s} = 30 \div 60$ ГэВ возможны выделение и изучение характеристик адронных струй I—IV.

В этом отношении ситуация значительно улучшается с увеличением p_T^T , что и ожидалось при учете поперечных импульсов партонов в первичных адронах ($k_{\perp} \approx 1$ ГэВ). Их влияние, по-видимому, еще существенно при $p_T^T \lesssim 8$ ГэВ (см. гл. 8), особенно для частиц с $p_{\perp} \lesssim 0,4$ ГэВ. Поэтому большие надежды физики связывают с вступлением в строй нового поколения ускорителей ($\sqrt{s} = 0,5 - 1$ ТэВ), которые позволят изучать процессы (8.4) и (8.10) с $p_T^T \gtrsim 20$ ГэВ. В этом случае предсказывается более четкое разделение адронных струй в фазовом пространстве, чем при меньших энергиях и p_T^T .

Экспериментальные результаты по реакциям (8.4) и (8.10) не только качественно, но и количественно описываются в рамках кварк-партоновых моделей [231]. При этом учитываются и отклонения от модельных представлений, связанные с квантово-полевой природой адронных взаимодействий (КХД) [236]. Основой этих моделей является схема жестких соударений (см. рис. 6.9), в которой струи адронов образуются в результате двухчастичных процессов типа

$$q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}, q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}, g\bar{g} \rightarrow g\bar{g}, q\bar{q} \rightarrow g\bar{g}. \quad (8.14)$$

В некоторых моделях учитываются и неупругие элементарные процессы типа [232, 236]

$$q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}g \quad (8.15)$$

Эти модели позволяют не только списать уже имеющиеся данные, но и предсказать направления новых экспериментов по изучению адронных струй. В частности, наиболее полной является модель, развитая в [231]. В ней учитывается вся совокупность результатов, полученных по струям в слабых, сильных и электромагнитных взаимодействиях. Модель доведена до стадии сравнения с любыми экспериментальными результатами путем моделирования искусственных событий на ЭВМ. Авторы [231] предлагают большую программу новых экспериментов по изучению свойств адронных струй, взаимодействий кварков, по определению характеристик фрагментации кварков в адроны и зарядов кварков. Часть экспериментов уже выполнена, а их результаты обсуждаются ниже.

8.3. СТРУИ ЧАСТИЦ В ЖЕСТКИХ СОУДАРЕНИЯХ АДРОНОВ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Оценки размеров адронных струй в фазовом пространстве реакции (8.10), полученные на основе корреляционных экспериментов (см. разд. 8.2), позволяют изучать характеристики самих струй J^* . Здесь мы будем пользоваться уже установившейся терминологией в названии различных типов струй в адронных столкновениях:

$$a+b \rightarrow J_{\text{тр}}(h) + J_b(h) + J_s(h) + J^s(h), \quad (8.16)$$

где $J_{\text{тр}}(h)$ — триггерная струя адронов, в которую входит и частица $c_{\text{тр}}$ (см. рис. 6.9, струя III). Очевидно, что триггерная струя адронов отличается от обычной, если отбор событий происходит по $p_T^T(c_{\text{тр}})$, так как это сильно нарушает условия распада партона

I' . Вторая струя адронов (см. рис. 6.9, струя IV) с большим поперечным импульсом, как правило, имеет направление, противоположное триггерной струе, и обозначается $J_b(h)$ (струя назад, $\varphi \sim 180^\circ$). Она в основном и компенсирует большой поперечный импульс $P_{\perp}(J_{\text{тр}})$ триггерной струи. Условия ее образования не накладывают ограничения на фрагментацию партона $2'$ в адроны, и поэтому ее характеристики должны быть подобны характеристикам адронных струй в электромагнитных и слабых взаимодействиях. Наконец, имеются две струи I и II, которые практически не принимают участия в образовании струй с большими $P_{\perp}(J)$. Они являются пассивными участниками этого процесса, поэтому их обозначают $J_s(h)$, где индекс s происходит от английского слова *spectator* — наблюдатель, созерцатель, зритель.

Адронные струи образуются также и в глубоко неупругих взаимодействиях лептонов ($l = e, \mu, \nu$) с нуклонами

$$l+N \rightarrow \gamma^*(W) + q \rightarrow J(h), \quad (8.17)$$

где γ^* — виртуальный γ -квант и W — промежуточный бозон.

Аналогичное явление имеет место и в процессах аннигиляции

$$e^+ + e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow q + \bar{q} \rightarrow J_1(h) + J_2(h), \quad (8.18)$$

где при высоких энергиях $\sqrt{s} = 10 - 30$ ГэВ, обнаружены две и три струи адронов [232].

Различие между образованиями струй в процессах (8.16) — (8.18) с точки зрения партоновой модели заключается в том, что кварки (или партоны) с большими импульсами рождаются за счет соударений с разными векторными частицами: g, γ, W . Распад этих кварков на адроны происходит практически независимо от других партонов, и характеристики адронных струй в этих процессах зависят только от значения импульса и квантовых чисел изолированных кварков. Поэтому совместный анализ данных по струям в слабых, электромагнитных и сильных взаимодействиях дает информацию о процессах фрагментации кварков в адроны, т. е. позволяет найти одну из главных структурных функций современной теории КХД, характеризующих адронное содержание кварка [231, 236]. Кроме того, жесткие соударения адронов дают уникальную информацию о характере взаимодействия кварков и глюонов, которую невозможно получить из электромагнитных и слабых взаимодействий частиц (см. гл. 6). Именно на этой стадии изучения глубоко неупругих процессов и происходит наиболее плодотворное объединение данных, полученных в реакциях (8.16), (8.17) и (8.18), что позволяет рассматривать все типы взаимодействий с единой точки зрения как результат взаимодействия векторных частиц (g, γ, W) с партонами (кварками и глюонами).

Как мы уже отмечали, главной целью этой книги является обсуждение адронных столкновений при высоких энергиях. Поэтому

* Конечно, картина взаимодействия, возможно, усложнится за счет включения неупругих процессов типа (8.15), но кинематическое разделение струй будет более простым, чем при существующих энергиях.

* От английского слова *Jet* — струя.

му и здесь мы уделим им основное внимание, предполагая, что читатель может получить информацию о процессах (8.17), (8.18) в обзорах [214—220]. Обсуждение свойств адронных струй начнем с данных, полученных на встречных пучках протонов (ISR), где и были впервые обнаружены реакции типа (8.4).

1. Адронные струи в pp -соударениях при $\sqrt{s}=23 \div 62$ ГэВ. Первые данные о характеристиках частиц в адронных струях были получены на ISR на основе корреляционных измерений (см. разд. 7.2) [180, 217—220, 222—225]. Поэтому здесь обсуждаются в основном характеристики всей струи в целом: полный импульс струи, его компоненты, средний заряд струи и т. п. При обсуждении свойств струй мы будем исходить из четырехструйной картины жестких соударений адронов, которая удовлетворительно описывает корреляции частиц в процессах (7.10) [231].

Триггерная струя адронов $J_{tr}(h)$. Эта струя адронов изучалась практически во всех работах по жестким соударениям адронов. Наиболее полно ее характеристики исследовались при $\sqrt{s}=52,6$ ГэВ и $\theta_{tr}=90^\circ$ ($y_{tr}=0$), 45° ($y_{tr}=0,8$), 20° ($y_{tr}=1,8$) [222—225]. В качестве триггерной частицы использовались $\pi^\pm$, $K^\pm$ -мезоны, протоны, антипротоны с $p_\perp^{tr}=1 \div 5$ ГэВ и π^0 -мезоны с $p_\perp^{tr}=3 \div 10$ ГэВ [$\theta_{tr}(\pi^0)=90^\circ$]. Для определения характеристик $J_{tr}(h)$ отбирались вторичные частицы в реакции (8.10) в области $|y| \leq 1$ и $|\varphi| \leq 30 \div 35^\circ$ (см. разд. 8.2).

Проекция суммарного импульса частиц сопровождения на направление $p_\perp(c_{tr})$ составляет около 0,4 ГэВ при $p_\perp^{tr}=1$ ГэВ и линейно растет с увеличением $p_\perp^{tr}$ при $y_{tr} \approx 0$. Поэтому полный поперечный импульс струи $P_\perp(J_{tr})$ с учетом нейтральных частиц можно представить в виде

$$P_\perp(J_{tr}) = 0,4 + (1 + 3/2\alpha) p_\perp^{tr}, \quad (8.19)$$

где $\alpha \approx 0,03$ и слабо зависит от типа $c_{tr}(\pi, K, p, \bar{p})$ для интервала $p_\perp^{tr}=1 \div 5$ ГэВ. Таким образом, разница между $P_\perp(J_{tr})$ и $P_\perp^{pr}$ невелика и определяется в основном адронами с малыми поперечными импульсами, принадлежность которых к струе установить трудно (см. разд. 8.2). Поэтому хорошей оценкой $P_\perp(J_{tr})$ является выражение

$$P_\perp(J_{tr}) \approx (1 + 3/2\alpha) p_\perp^{tr}. \quad (8.20)$$

Отсюда можно оценить долю z импульса струи, уносимой триггерной частицей,

$$\langle z \rangle \approx P_\perp^{tr}/P_\perp(J_{tr}) \approx (1 + 3/2\alpha)^{-1} \approx 0,95. \quad (8.21)$$

Значение $P_\perp(J_{tr})$ довольно точно (до 5%) определяется значением $P_\perp^{tr}(c_{tr})$.

Направление полного импульса $P(J_{tr})$ находили по двум заряженным частицам c_{tr}, c_a , расположенным в интервале $|\varphi| \leq 35^\circ$ и $|y| \leq 1$ с $p_\perp^{tr} \geq 2,5$ ГэВ, $p_\perp(c_a) \geq 1$ ГэВ [$P(J_{tr}) = P_\perp^{tr} + P(c_a)$] [225]. Изучалось распределение частиц по поперечному импульсу $P_\perp^{(j)}$ относительно оси триггерной струи $P(J_{tr})$. Получено, что распределение частиц хорошо описывается экспонентой

$$\frac{dN_{tr}(J)}{N_{tr} dP_\perp^{(j)}} = A \exp(-BP_\perp^{(j)}) \quad (8.22)$$

с $B = (3,8 \pm 0,3) \text{ ГэВ}^{-1}$, что соответствует $\langle P_\perp^{(j)} \rangle = (0,52 \pm 0,05) \text{ ГэВ}$. Аналогичные результаты получены и в других экспериментах (например, $\langle P_\perp^{(j)} \rangle = (0,59 \pm 0,05) \text{ ГэВ}$) [220]. Оказалось, что значение $\langle P_\perp^{(j)} \rangle$ не зависит от $P_\perp^{tr}$ при его изменении от 3 до 10 ГэВ, как и ожидалось в кварк-партоном подходе [231]. Учитывая, что доля частиц сопровождения с $p_\perp \geq 1$ ГэВ мала (не более 0,1), можно считать, что значение и направление $P(J_{tr})$ в процессах типа (8.10) определяются p_{tr} , особенно при $p_{tr} \geq 5$ ГэВ.

Распределение продуктов фрагментации в триггерной струе по $z(G(z))$ при отборе событий по $p_\perp(c_{tr})$ сосредоточено в области $z \leq 0,05$ [см. (8.21)] из-за выбора типа фрагментации.

Поэтому, чтобы получить данные о функции $G(z)$, необходимы эксперименты калориметрического типа, в которых регистрируются события с $P_\perp(J_{tr}) \geq 1$ ГэВ (8.16). Такие эксперименты были проведены при $\sqrt{s}=53$ и 63 ГэВ [237, 238]. В них регистрировались вторичные нейтральные частицы (π^0, η^0, γ) и заряженные частицы с $p_\perp \geq 0,8$ ГэВ в области $|y| \leq 0,6 \div 0,8$ и $\varphi \leq \pm 12^\circ$ и $\varphi \leq (180 \pm \pm 12)^\circ$.

Отбирались такие события, в которых суммарный импульс нейтральных частиц ($P_\perp^0(J_{tr}) = 5 \div 10$ ГэВ и $P_\perp^0(J_b) \geq 3$ ГэВ. Полный импульс струи адронов определялся суммой импульсов частиц, летящих в одну сторону ($\varphi = \pm 12^\circ$ или $\varphi = (180 \pm 12)^\circ$, соответственно

$$P(J_{tr}) = \sum p_i^{tr}; \quad P(J_b) = \sum p_i^b, \quad (8.23)$$

где $p_i \geq 0,8$ ГэВ. В этом случае уже нет существенных ограничений на распределение фрагментов струи по z . В результате было показано, что данные при $z \geq 0,2$ удовлетворительно описываются соотношением

$$G(z) = 0,2 + 2,4(1-z)^2 \quad (8.24)$$

в предположении, что адроны состоят из π^0 , π^+ , π^- , η^0 и ρ -мезонов, причем $N(\rho)/N(\pi)=1$ и $N(\eta^0)/N(\pi^0)=0,5$ [220, 238]. Такой вид функции (8.24) ожидается в кварк-партоновой модели для мезонов [231]. Распределение фрагментов триггерной струи по $x = P(J_{\text{тр}})/|P(J_{\text{тр}})|^2$ описывается экспонентой

$$xdN/dx = C \exp(-x/k) \quad (8.25)$$

с $k=0,13 \pm 0,01$, не зависящим от $P_{\perp}(J_{\text{тр}})$ в интервале от 5 до 10 ГэВ. Таким образом, полученные результаты показывают, что функция фрагментации $G(z)$ в основном зависит от z , и существенных отклонений от скейлинга в интервале $P_{\perp}(J_{\text{тр}})=5-10$ ГэВ не обнаружено.

Анализ типа частиц в триггерных струях показал, что при $\sqrt{s}=52-63$ ГэВ, $P_{\perp}(J)=2-10$ ГэВ и $y_{\text{тр}}=0$; 0,8 и 1,8 рождается много резонансов (ρ , η , ω). В табл. 8.2 приведены данные из работ [237, 238].

Видно, что доля резонансов по отношению к пионам определена еще с большими погрешностями. Однако полученные результаты не противоречат значению $N(\rho)/N(\pi) \approx 1$, которое было получено для струй, образованных в глубоконеупругих лептон-нуклонных соударениях [231].

Отношение положительно заряженных фрагментов струи к отрицательным частицам растет с увеличением x от 1,2 ($x \approx 0,2$) до 1,5-2,0 при $x \geq 0,5$, что связано с начальным зарядом валентных кварков.

Полученные данные по характеристикам триггерной струи адронов в реакциях (8.10) и (8.16) при наивысших доступных энергиях $\sqrt{s}=53-63$ ГэВ удовлетворительно описываются в рамках партоновой модели с учетом $k_{\perp} \approx 1$ ГэВ.

Таблица 8.2. Образование резонансов R в триггерной струе

Тип резонанса	Интервал $P_{\perp}$, ГэВ	R/π
η^0	$4 \leq P_{\perp}(\eta^0) \leq 6$	$\eta^0/\pi^0 = 0,3 \pm 0,1$
ω^0	$4 \leq P_{\perp}(\omega^0) \leq 6$	$\omega^0/\pi^0 \leq 0,3$
$\rho^{\pm}$	$\left\{ \begin{array}{l} 6 \leq P_{\perp}(\rho^{\pm}) \leq 8 \\ P_{\perp}(\pi^{\pm}) \geq 0,8 \end{array} \right\}$	$\frac{(\rho^+ + \rho^-)}{\pi^0} = 1,0 \pm 0,5$
	$4 \leq P_{\perp}(\pi^0) \leq 6$	$\rho^+/\rho^- = 1,2 \pm 0,3$
ρ^0	$\left\{ \begin{array}{l} P_{\perp}(\pi^+) = 2,5 \\ P_{\perp}(\pi^-) = 1,7 \end{array} \right\}$	$\rho^0/\pi^- = 1,34 \pm 0,15$ $\rho^0/\pi^+ = 0,82 \pm 0,15$

Струя адронов $J_b(h)$. Струя адронов, летящих в сторону, противоположную триггерной струе, связана с фрагментацией партона на любые адроны. Такого же типа струи образуются в слабых и электромагнитных процессах (8.17) и (8.18). Поэтому в первом приближении все они должны иметь одинаковые характеристики, зависящие только от $P(J)$ и квантовых чисел фрагментирующих партонов.

Мы уже отмечали (см. разд. 8.2), что множественность частиц в этой струе относительно велика. Она не зависит от $\sqrt{s}$ и растет с увеличением $P(J_b)$ для интервала $P_{\perp}^{\text{тр}}=1-3$ ГэВ (см. рис. 8.8). В экспериментах [238], где изучался процесс (8.16) для более узкой области $|y| \leq 0,8$ и $\phi=(180 \pm 12)^\circ$, было получено

$$\langle n_{ch} \rangle = (0,3 \pm 0,6) + (1,83 \pm 0,34) P_{\perp}^{(J_{\text{тр}})} \quad (8.26)$$

для интервала $P_{\perp}^{(J_{\text{тр}})}=3-8$ ГэВ, что не противоречит аналогичной зависимости для обычных инклюзивных процессов (см. гл. 3). Данные по множественности адронов в струе $J_b(h)$ подтверждают наши представления о почти свободном распаде партона $2'$ (см. рис. 6.9) на адроны. Аналогичные результаты получены и для процессов (8.17) и (8.18) (см. гл. 3).

Распределение фрагментов по поперечному импульсу относительно оси струи не зависит от $P_{\perp}(J_b)$ и энергии первичных частиц [$P_{\perp}(J_b)=5-10$ ГэВ; $\sqrt{s}=40-63$ ГэВ]. Для нейтральных частиц $\langle p_{\perp}^{(J_b)} \rangle = (0,56 \pm 0,04)$ ГэВ, и для заряженных адронов $\langle p_{\perp}^{(J_b)} \rangle = (0,55 \pm 0,04)$ ГэВ [238]. В электромагнитных и слабых взаимодействиях $\langle p_{\perp}^{(J_b)} \rangle$ оказались равными 0,30-0,35 ГэВ для $P(J)=3-5$ ГэВ. Различие средних поперечных импульсов адронов в процессах (8.16)-(8.18) может быть связано с погрешностями в определении направления струи и с влиянием поперечных импульсов партонов и глюонных взаимодействий в адронных соударениях [236].

Сам факт ограниченности $\langle p_{\perp}^{(J)} \rangle$ и независимости от $P(J)$ и энергии $\sqrt{s}$ является экспериментальным доказательством существования струй в процессах (8.16)-(8.18).

Распределение фрагментов струи $J_b(h)$ в реакциях (8.16) по доли уносимого ими импульса $P(J)$

$$x_E = - \frac{P(J_{\text{тр}})}{|P(J_{\text{тр}})|^2} \quad (8.27)$$

не зависит от энергии и $P(J_{\text{тр}})$ при $x_E \geq 0,3$ и $P(J_{\text{тр}})=3-6$ ГэВ. Оно совпадает в пределах погрешностей измерений с аналогичными данными, полученными в реакциях (8.17) и (8.18) [217, 220].

Таким образом, в первом приближении распределение фрагментов струй в процессах (8.16)–(8.18) по поперечным и продольным импульсам относительно $P(J_b)$ не зависит от энергии, значения $P(J)$ и типа взаимодействия, что является хорошим доказательством независимого распада партонов с большими импульсами. Из этих данных также следует, что коллимация частиц в струе с увеличением энергии [или $P(J)$] будет усиливаться: $\langle p_{\perp}^{(j)} \rangle \ll P(J)$.

Этот вывод был подтвержден в экспериментах по изучению реакций (8.18) в интервале энергий $\sqrt{s}=4 \div 32$ ГэВ: $P(J)=2 \div 16$ ГэВ [232]. Для выделения оси струи в e^+e^- -аннигиляции обычно используют величину

$$T = \max \left(\frac{\sum |p_{i\parallel}|}{\sum p_i} \right), \quad (8.28)$$

которая максимизируется по различным направлениям оси разлета двух струй, проходящей через область столкновения первичных частиц. Для идеально узкой струи $T \rightarrow 1$ или $(1-T) \rightarrow 0$. Значение $1 - \langle T \rangle$ уменьшается от 0,23 при $\sqrt{s}=4$ ГэВ до $0,12 \pm 0,01$ при $\sqrt{s}=31,57$ ГэВ [232]. Таким образом, адронная струя сужается в интервале $P(J)=2 \div 16$ ГэВ.

Из этих данных можно грубо оценить, что раствор адронной струи меняется от $\langle \phi \rangle = \langle p_{\perp} \rangle / \langle p_{\parallel} \rangle = 30$ до 12° . В партонных моделях конечные частицы имеют ограниченные относительные поперечные импульсы, т. е. углы разлета конечных частиц $\langle \phi \rangle \rightarrow 0$ при $s \rightarrow \infty$ [$(1 - \langle T \rangle) \rightarrow 0$]. Учет полевой картины взаимодействия, в которой поперечные импульсы частиц растут с уменьшением области взаимодействия, приводит к $\langle \phi \rangle \rightarrow \text{const}$ [$(1 - \langle T \rangle) \rightarrow \text{const}$]. В квантовой хромодинамике этот рост связан с испусканием глюонов исходными кварками. Значение $1 - \langle T \rangle$ вычислено в первом порядке теории возмущений по α_s [236]

$$1 - \langle T \rangle \approx 1,57 (2\alpha_s/3\pi). \quad (8.29)$$

Подставляя сюда $\alpha_s=0,2$, полученное из других работ, находим $1 - \langle T \rangle = 0,07$, что уже близко к значению $0,12 \pm 0,01$ при $P(J)=16$ ГэВ [236]. Итак, по-видимому, уже при этих импульсах адронных струй значение их размеров близко к предельному: $\langle \phi \rangle \approx 12 \div 15^\circ$ и необходимо учитывать отклонения от простых партонных моделей, связанные с полевой картиной взаимодействия кварков и глюонов.

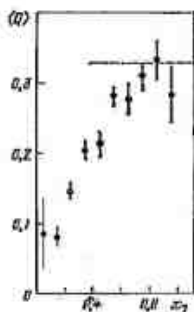


Рис. 8.10. Зависимость среднего заряда $\langle Q \rangle$ лидирующей частицы в струе $J_b(h)$ от x_j

Обратимся теперь к корреляциям в направлениях вылета двух струй $J_{\text{тр}}(h)$, $J_b(h)$ в адронных столкновениях. Они характеризуются величиной $p_{\text{выл}}$, которая является компонентой $p(c_2)$, перпендикулярной плоскости реакции $ab \rightarrow c_{\text{тр}}X$ (см. рис. 8.6).

Ее среднее значение увеличивается с ростом x_E и $p_{\perp}^{\text{тр}}$ от 0,4 ГэВ при $x_E=0,1$ и $p_{\perp}^{\text{тр}}=4 \div 8$ ГэВ до $0,75 \pm 0,05$ ГэВ ($p_{\perp}^{\text{тр}}=4$ ГэВ) и $1,20 \pm 0,05$ ГэВ ($p_{\perp}^{\text{тр}}=8$ ГэВ) при $x_E \approx 0,9$ [180, 220]. Это означает, что $P(J_b) \neq -P(J_{\text{тр}})$ и масштаб отклонения увеличивается до 1 ГэВ при $x_E \approx 1$. Отклонение от компланарности событий типа (8.16) естественно связать с поперечными импульсами партонов ($k_{\perp} \approx 1$ ГэВ) в исходных адронах. Учет их приводит к удовлетворительному описанию направлений вылета струй в адронных соударениях. Более прямые измерения $k_{\perp}$ были проведены в экспериментах на ускорителе в Батейвине (см. ниже).

Новые результаты были получены при изучении среднего заряда $\langle Q(J) \rangle$ струи $J_b(h)$ при $\sqrt{s}=52,2$ ГэВ, который должен быть равен $1/3$, если кварк-партонная картина (см. рис. 6.9) жестких соударений верна [220, 237]*. Для того чтобы избежать потерь лидирующих заряженных частиц, связанных с валентными кварками, была построена зависимость $\langle Q(J_b) \rangle$ от $x_j = p_{\perp}(J_b)/p_{\perp}(J_{\text{тр}})$ (рис. 8.10). К струям относились вторичные заряженные частицы с $\Delta y = |y - y_{\text{тр}}| \leq 0,7$ и $y_{\text{тр}}=0,8$ ($\phi=45^\circ$) для $J_{\text{тр}}(h)$ и адроны с $|\Delta y| \leq 0,7$ по отношению к частице, имеющей $y < 0$ и максимальный поперечный импульс, для $J_b(h)$. Как видно из рисунка, средний заряд лидирующей частицы в струе $J_b(h)$ растет с увеличением x_j и достигает $0,33 \pm 0,05$ при $x_j \geq 0,7$. Этот результат не зависит от $Q(c_{\text{тр}})$. Второй набор событий типа (8.10) был взят с $y(c_2) \approx y_{\text{тр}} \approx 0,8$. Такая конфигурация струй в кварк-партонной модели при $Q(c_{\text{тр}})=+1$ получается, если валентный кварк провзаимодействовал с медленным партоном (глюоном или кварком), у которого $\langle Q \rangle = 0$. Тогда ожидается, что $\langle Q(c_2) \rangle = 0$. В эксперименте было получено $\langle Q(c_2) \rangle = 0,05 \pm 0,03$ при $x_j \geq 0,4$. С другой стороны, если $Q(c_{\text{тр}})=-1$, то $Q(c_2)=1/3$, т. е. лидирующая частица образуется при распаде валентного кварка.

Подобные результаты были получены при изучении соотношений между средними множественностями лидирующих частиц c_2 с $Q=\pm 1$ в реакциях типа (8.10) при $c_{\text{тр}}=K^-, \bar{p}$ [220]. Оказалось, что $\langle n_+ \rangle = 2\langle n_- \rangle$, т. е. $-\langle Q(c_2) \rangle \approx 1/3$. Эти и другие первые качественные результаты по определению зарядов кварков показывают, что наивная модель (см. рис. 6.9) с рассеянием кварков неплохо описывает эти данные [217–220].

* Действительно, так как протоны состоят из двух валентных u -кварков и одного d -кварка, то $\langle Q(J) \rangle = 2Q(u)/3 + Q(d)/3 = 1/3$. Этот заряд и должен проявляться как средний заряд струи, если в ней присутствует валентный кварк (см. гл. 6).

Спектаторные струи $J_s^{(a,b)}(h)$. Обычные (или спектаторные) струи ясно видны на рис. 8.9. На первый взгляд они напоминают распределения частиц по y и φ в мягких соударениях адронов. Однако имеются и отличия. Одно из них — подавление дифракционных процессов в реакциях (8.10) мы уже обсуждали (см. разд. 8.2).

Другое связано с ростом поперечных импульсов адронов в этих струях ($\varphi = 90 \pm 20^\circ$ и $|x| = 0,2 \div 0,6$) по сравнению с $\langle p_\perp \rangle$ адронов в обычных инклюзивных процессах [220]. Отношение $N(p_\perp(h_s))/N(p_\perp)$ увеличивается на 25–30% при $\langle p_\perp(h_s) \rangle = 0,6 \div 1,0$ ГэВ. Этот эффект может быть связан с тем, что ось $J_s(h)$ не совпадает с направлением импульса первичных частиц. Небольшие отклонения $P(J_s)$ от $P_{a,b}$ и будут приводить к увеличению $p_\perp(h_s)$ относительно $P_{a,b}$, особенно при больших значениях $p_\perp(h_s) \approx 1$ ГэВ. В кварк-партоновой схеме жестких соударений (см. рис. 6.9) с учетом поперечных импульсов партонов триггерная частица b [см. реакцию (8.10)] или триггерная струя адронов в процессах (8.16), как правило, образуется из партона, поперечный импульс которого направлен в ту же сторону, что p_{tr} . Это связано с быстрым падением сечений процессов (8.10) и (8.16) с ростом $p_\perp^{tr}$.

Поэтому в этой схеме спектаторная струя адронов в силу закона сохранения поперечного импульса должна иметь $p_\perp(J_s)$, направленный в сторону, противоположную $p_\perp^{tr}$. Это и приведет к увеличению поперечных импульсов адронов в этой струе.

Эти предположения были проверены в экспериментах на ISR при $\sqrt{s} = 52$ ГэВ [220, 237]. Отбирались события типа (8.10) и адроны с $|x| = 0,4 \div 0,8$ и $p_\perp \geq 0,4$ ГэВ, чтобы исключить примесь адронов из струй $J_{tr}^{(h)}$, $J_b(h)$. Изучалась зависимость $\langle p_\perp(c_s) \rangle$ в плоскости реакции $ab \rightarrow c_{tr}x$ от $p_\perp^{tr}$. Оказалось, что $\langle p_\perp(c_s) \rangle$ растет от $(0,05 \pm \pm 0,01)$ ГэВ при $p_\perp^{tr} = 1$ ГэВ до $(0,10 \pm 0,01)$ ГэВ при $p_\perp^{tr} = 4$ ГэВ и $p_\perp(c_s)$ направлен в сторону, противоположную $p_\perp^{tr}$. Этот результат в основном и объясняет наблюдаемое увеличение числа частиц с $p_\perp = 0,6 \div 1,0$ ГэВ в струях $J_s(h)$ по сравнению с обычными мягкими соударениями адронов.

Кроме отмеченных отличий в импульсных спектрах $J_s(h)$, связанных с кинематикой и динамикой процессов (8.10) и (8.16), начали изучать зависимость их особенностей от природы триггерной частицы [180, 217–220]. В кварк-партоновой схеме жестких соударений партоны спектаторных струй не принимают участия в образовании струй с большими поперечными импульсами $J_{tr}(h)$, $J_b(h)$. Однако природа этих партонов может быть связана с типом триггерной частицы, если она образовалась при распаде валентных кварков.

Для поиска этих корреляций изучались частицы в спектаторных струях при $\sqrt{s} = 52,2$ ГэВ [220, 237]. В качестве триггерной частицы с $p_\perp^{tr} \geq 2$ ГэВ использовались $\pi^\pm$, $K^\pm$ -мезоны и протоны с $\theta_{tr} = 45^\circ$ ($y_{tr} = 0,8$) и $\theta_{tr} = 20^\circ$ ($y_{tr} = 1,8$). В случае $\theta_{tr} = 20^\circ$ ($y_{tr} = 1,8$) ожидается, что триггерная и спектаторная струи образуются из одного первичного протона и они имеют $y \geq 0$. Поэтому распределение частиц $J_s(h)$ по y ($p_\perp = 0,3 \div 0,8$ ГэВ, $\varphi = (90 \pm 40)^\circ$ и $\varphi = (270 \pm 40)^\circ$, см. рис. 8.9) с $y \leq 0$ не должно зависеть от типа триггерной частицы. Наоборот, их распределение при $y \geq 0$ должно отражать выбывание различных типов валентных кварков (u или d) из протона. В результате анализа данных было получено, что отношение $R = N(h^\pm/c_{tr})/N(h^\pm/c'_{tr})$ не зависит от y (при $y \leq 0$) от типа триггерных частиц ($\pi^\pm$, K^- и p) и $R(y) \approx 1,00 \pm 0,05$. Для области $y \geq 0$ значение $R(y)$ при $y \approx y_{tr}$ имеет максимум или минимум для h^+ и h^- в зависимости от типа триггерных частиц. Эти результаты качественно подтверждают кварк-партоновую схему соударений, в которой рассеяние партонов происходит за счет обмена глюоном (отсутствует обмен зарядами между партонами 1 и 2, см. рис. 6.9).

Распределения фрагментов $J_s(h^\pm)$ при $y \geq 0$ удовлетворительно описываются формулой

$$xdN/dx \approx (1-x)^{2n-1}, \quad (8.30)$$

которая получена в рамках правил кваркового счета [220, 221]. Здесь n — число валентных кварков в адроне $h^\pm$, оставшихся после образования триггерной частицы $\pi^\pm$, K^- , p ; $x = p_\parallel/p_{\parallel \text{ макс}}$ и $p_{\parallel \text{ макс}}$ — импульс струи $J_s(h)$. Таким образом, первые результаты о кварковом содержании спектаторных адронных струй соответствуют нашим представлениям о механизме жестких соударений (см. гл. 6).

В заключение кратко перечислим основные свойства $J_s(h)$ при энергиях ISR.

1. Характеристика фрагментов этих струй в первом приближении совпадает с характеристиками адронов в инклюзивных процессах с $p_\perp \leq 1$ ГэВ. Множественность и ее зависимость от энергии, идущей на образование $J_s(h)$, такая же, как и в обычных инклюзивных процессах. Корреляции между адронами в $J_s(h)$ имеют $L \approx 2$ и в основном объясняются образованием легких резонансов: $M(R) \leq 1$ ГэВ.

2. Дифракционные процессы в реакциях (8.10) сильно подавлены из-за образования частиц с $p_\perp \geq 1$ ГэВ. Поэтому множественность частиц в этих струях $J_s(h)$ несколько больше, чем в мягких соударениях адронов.

3. Поперечные импульсы $p_{\perp}(h_s)$ больше, чем $p_{\perp}(h)$ в инклюзивных процессах, что, возможно, связано с поперечными импульсами партонов в первичных адронах. По этой причине часть поперечного импульса $J_{\text{тр}}(h)$ компенсируется $P_{\perp}(J_s)$ [220].

4. Наблюдены корреляции между типом триггерной частицы и распределением по y (или x) фрагментов $J_s(h)$, которые позволяют изучать кварковое содержание адронных струй. Все эти результаты подтверждают кварк-партонную схему жестких соударений с учетом поперечных импульсов партонов в исходных адронах и с рассеянием кварков с помощью обмена глюоном.

2. Исследование адронных струй на обычных ускорителях. Изучение жестких соударений адронов на обычных ускорителях с помощью многочастичных спектрометров в принципе позволяет получить полную информацию о характеристиках всех вторичных частиц, образованных в реакциях типов (8.10) и (8.16) для различных типов первичных адронов π , K , N , $\bar{N}$, однако их энергия $\sqrt{s} \leq 27$ ГэВ еще значительно меньше, чем полная энергия частиц на ускорителях со встречными пучками ($\sqrt{s} \leq 63$ ГэВ). В будущем этот разрыв по энергии будет только увеличиваться (см. гл. 1). Асимптотические характеристики струй, по-видимому, достигаются при $P(J) \geq 8$ ГэВ (см. наст. главу), т. е. при полной энергии $\sqrt{s} \geq 40$ ГэВ [231—239]. Поэтому изучение адронных струй на обычных ускорителях при $E \leq 400$ ГэВ связано с различными поправками, учитывающими неасимптотические эффекты [231]. В этом отношении ситуация улучшится при введении в строй нового поколения ускорителей обычного типа на $E = 1 \div 10$ ГэВ ($\sqrt{s} = 45 \div 140$ ГэВ).

Кроме того, получение новой информации о струях, образованных в различных типах адронных столкновений (πN , $K N$, $N N$, $N \bar{N}$), позволяет детально проверить кварк-партонные модели.

В связи с этим в последние годы начали интенсивно развиваться эксперименты по изучению реакций (8.16) или $E \leq 400$ ГэВ. Цикл работ по исследованию свойств адронных струй $J_{\text{тр}}$, J_b был выполнен на ускорителе в Батейвине для πN -, $K p$ -, $p p$ - и $p \bar{p}$ -соударений при $p = 200$ ГэВ [230, 240, 241]. Экспериментальные установки представляли собой два многочастичных спектрометра, каждый из которых состоит из нескольких модулей. В них регистрировались заряженная и нейтральная компоненты струй. С помощью этих спектрометров и системы искровых, дрейфовых и пропорциональных камер регистрировались нейтральные и заряженные частицы в событиях типов (8.10) и (8.16) при $\theta^* = 0 \div 90^\circ$ и $\varphi = 0 \div 360^\circ$. В работе [230] отбирались события, содержащие или одну частицу с $p_T \geq 3$ ГэВ (одиночный триггер), или струю адронов с $P'_{\perp} \geq 3,0; 4,0; 4,5$ ГэВ (струйный триггер). Для оценки эффектив-

ности регистрации событий (8.10) и (8.16) использовались результаты других экспериментов и расчеты по кварк-партонной модели [230—231].

Оси адронных струй определялись для каждого события отдельно с помощью минимизации поперечных импульсов вторичных адронов относительно различных направлений в плоскости, перпендикулярной импульсу первичных частиц [229, 232]. Было найдено, что $\langle p_{\text{вых}} \rangle \approx 0,35$ ГэВ и слабо зависит от $P'_{\perp} = 2 \div 6$ ГэВ.

Распределения фрагментов адронных струй по z (доли импульса струи, уносимой адроном) не зависят в пределах погрешностей от $P(J)$ и совпадают с аналогичными распределениями, полученными в глубоко неупругих лептон-адронных столкновениях и в e^+e^- -аннигиляции [180, 217, 228, 229].

Основной результат этих экспериментов — определение сечений процессов (8.16) и сравнение их с расчетами по модели [230, 231]. Как и во многих других экспериментах, основная трудность измерения инклюзивных сечений (8.16) состоит в неопределенности принадлежности частиц с малыми импульсами к струе. Для определения поправок, связанных с медленными частицами и эффективностью установки, использовалась кварк-партонная модель, в которой наиболее полно учтены особенности образования струй, полученные при исследовании процессов (8.16) — (8.18) [231]. В ней предполагается, что вклад в (8.16) дают только двухчастичные процессы взаимодействия кварков и глюонов (8.14). Неупругие процессы типа $qq \rightarrow qqg$ не учитываются. Распределение партонов в адронах по поперечному импульсу $k_{\perp}$ вводится феноменологически, а не вычисляется по КХД. Функция $G(z)$ берется из данных по лептонным экспериментам. Эта модель по существу является первой попыткой описать всю совокупность имеющихся данных по процессам (8.4), (8.10), и (8.16) — (8.18) на основе квантовой хромодинамики с включением в нее феноменологических характеристик (типа распределений партонов по поперечному импульсу) [228—231]. На основании этой модели с помощью ЭВМ были

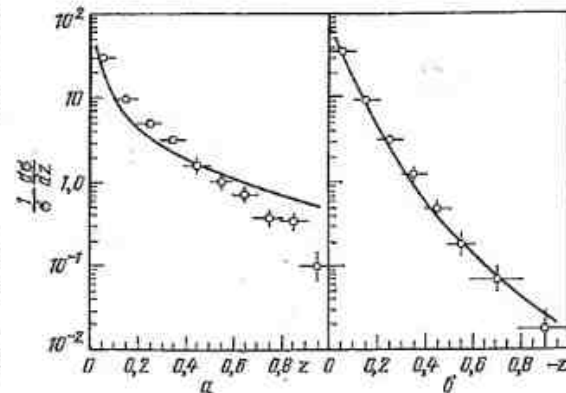


Рис. 8.11. Распределение адронов по доли уносимого ими импульса струи при $P(J_{\text{тр}}) = 4 \div 5$ ГэВ:

а — триггерная струя адронов; б — струя адронов назад. Кривые — результаты расчета по модели [231]

смоделированы процессы (8.16) в виде ансамблей искусственных событий. Далее эти события пропускались через экспериментальную установку с учетом ее параметров и эффективности. В результате были получены реальные события, характеристики которых можно было сравнивать с экспериментальными данными [230]*. На рис. 8.11 приведены распределения вторичных заряженных частиц в струях $J_{\text{тр}}(h^\pm)$ и $J_b(h^\pm)$ по величине $z = r_{\text{тр}}(J)/|r(J)|^2$. Полная множественность заряженных частиц составляет $\langle n_{\pm} \rangle = 10,3$ в эксперименте и 9,5 для модели. Теоретические кривые хорошо согласуются с экспериментальными данными. Такое же согласие было получено и для распределений адронов в струях по y и $p_{\perp}$.

Моделированные события использовались для определения размеров струй в фазовом пространстве. Для триггерной струи адронов ($|y^*| \leq 0,2$ и $|\phi| \leq 20^\circ$) сумма поперечных импульсов адронов оказалась только на 100 МэВ меньше, чем ожидалось по модели.

В результате были получены зависимости сечения образования адронных струй в реакции

$$p + p \rightarrow J(h) + X \quad (8.31)$$

от $p_{\perp}(J)$ при $E = 200$ ГэВ (рис. 8.12)**. Они описываются экспонентой $\exp(-3,2 p_{\perp})$ во всем интервале $p_{\perp}(J)$. Сравнение $\sigma(pp \rightarrow JX)$ с сечениями $\sigma(pp \rightarrow c_{\text{тр}}X)$ показывает, что их отношение $R(J/c_{\text{тр}})$ меняется от 20 до 700 при увеличении $p_{\perp}$ от 1,5 до 6 ГэВ (см. рис. 8.12). Большое значение $R(J/c_{\text{тр}})$ ожидалось почти во всех моделях, основанных на фрагментации партонов в адроны (см. рис. 6.9). Оно связано с открытием новых каналов распадов партонов в адроны при переходе от регистрации $c_{\text{тр}}$ в реакциях (8.4) к регистрации любой струи в процессах (8.31). Различные оценки, проведенные на основании данных по функции $G(z)$ в лептонных процессах, давали $R \sim 100$. Как мы видим из рис. 8.12, значение $R(J/c_{\text{тр}})$ меняется в зависимости от $p_{\perp}$. Расчеты по модели [231] были проведены в двух вариантах***.

Первый вариант (см. штриховая кривая на рис. 8.12) — расчет сечения образования партона (кварка, глюона) с энергией $E \approx p_{\perp}(J)$. Второй вариант (сплошная прямая на рис. 8.12) — сечение образования струи адронов с $p_{\perp}(J)$ с учетом того, что часть энергии

* Как мы уже отмечали в гл. 5, ввиду сложности топологии событий и многообразия их параметров этот путь является наиболее плодотворным для установления тех или иных параметров модели и изучения динамики сильных взаимодействий.

** В эти сечения уже введены поправки, полученные на основании расчетов по модели, на акцептанс установки.

*** Интересно отметить, что в [231] сечение процесса (8.31) с $p_{\perp}(J) \geq 2$ ГэВ велико и составляет $1,3 \cdot 10^{-6}$ при $\sqrt{s} \approx 20$ ГэВ и $4 \cdot 10^{-6}$ при $\sqrt{s} \approx 50$ ГэВ (ISR). Оно растет до $6 \cdot 10^{-6}$ при $\sqrt{s} = 300$ ГэВ.

партона идет на образование адронов (их массы и поперечных импульсов относительно оси струи). В этом случае ожидаемое сечение в 3 раза меньше, чем измеренное. Расхождение может быть связано с неточностью феноменологических параметров модели, которые необходимо изменить в связи с полученными данными, или же с грубостью предположений относительно самой картины жестких соударений. Во всяком случае, модель хорошо описывает зависимость $\sigma(pp \rightarrow JX)$ от $p_{\perp}(J)$ и дает первое количественное сравнение кварк-партоновой схемы жестких соударений с экспериментом по образованию адронных струй. Более полный учет полевой картины взаимодействия партонов (КХД), возможно, дает другие результаты, но пока этого не сделано [236].

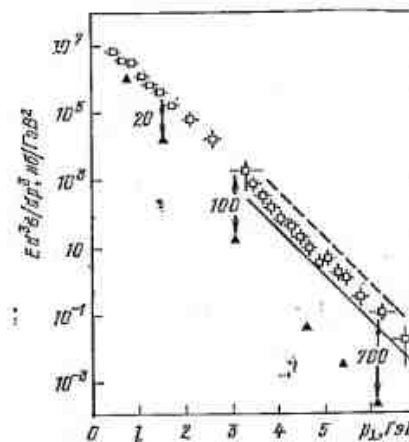


Рис. 8.12. Зависимость инвариантного сечения образования струй в реакции $pp \rightarrow J(h^\pm)X$ при $E_p = 200$ ГэВ от $p_{\perp}$.

▲ — сечение процессов $pp \rightarrow \pi^\pm/2 + X$; □ — сечение процесса (8.31); кривые — результаты расчетов по модели. Цифры на рисунке — отношения сечений реакции (8.31) к (8.4).

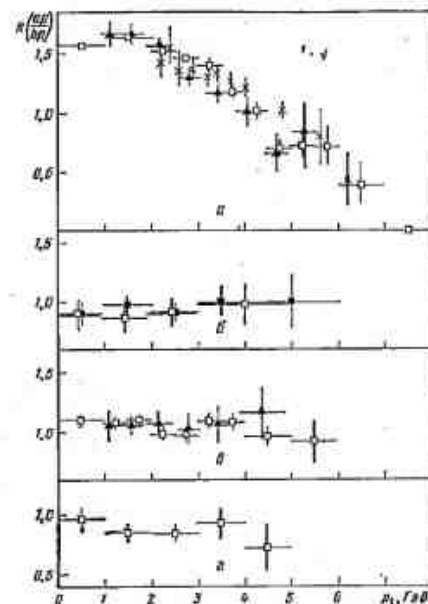


Рис. 8.13. Зависимость отношения сечений образования струй и частиц с большими поперечными импульсами от $p_{\perp}$ для pp , πp , Kp и $\bar{p}p$ -взаимодействий: а — $R(pp \rightarrow \pi^\pm p)$; б — $R(K \rightarrow \pi^\pm)$ и $R(K \rightarrow \pi^\pm)$; в — $R(\pi^\pm \pi^\pm)$; г — $R(p/p)$.

Большой интерес представляют данные по образованию струй в различных типах адронных столкновений pp , $\bar{p}p$, Kp , πp [230]. На рис. 8.13 приведены зависимости R отношений сечений реакции

$$a + p \rightarrow J(h) + X \quad (8.32)$$

для различных первичных частиц $a = p, \bar{p}, \pi, K$ от $p_{\perp}(J)$. Значение $R(p/\pi^-)$ при $p_{\perp}(J) \leq 2$ ГэВ составляет 1,5 и затем быстро уменьшается с увеличением $p_{\perp}(J)$. Поведение R совпадает с ана

логичной зависимостью отношений сечений образования частиц с $p_{\perp} \geq 1$ ГэВ в реакциях типа (8.4) для pp - и πp -взаимодействий и является хорошим подтверждением справедливости основных предположений аддитивной кварковой модели (см. гл. 6). Отношение сечений (8.32) для первичных частиц с одинаковым числом валентных кварков K/π , $p/\bar{p}$ близко к единице во всем интервале изменения $P_{\perp}(J)$ (см. рис. 8.13). Таким образом, сечения образования адронных струй и частиц с большими поперечными импульсами зависят в основном от числа валентных кварков в первичных адронах, как и полные сечения взаимодействия (см. гл. 2). Эти результаты и дают основание для единой интерпретации жестких и мягких соударений в рамках партонной модели и АКМ (см. гл. 6).

Новые результаты при исследовании адронных струй в процессах (8.16) были получены по поперечным импульсам партонных и первичных адронов. Как мы уже неоднократно отмечали, данные по реакции (8.4) и корреляционным экспериментам (8.10) показывают, что для их объяснения в рамках кварк-партонных схем необходимо допустить, что поперечный импульс партонных в адронах велик и составляет $\langle k_{\perp} \rangle \approx 1$ ГэВ. Первые данные по адронным струям, полученные на ISR, также показывают, что нарушение компланарности вылета струй велико и в переменной $\langle p_{\text{вых}} \rangle \approx \langle k_{\perp} \rangle \approx 1$ ГэВ (см. разд. 8.2).

Аналогичные результаты [180, 231] были получены и при изучении процессов типа

$$\pi(p) + N \rightarrow \mu^+ + \mu^- + X, \quad (8.33)$$

где поперечный импульс $(\mu^+\mu^-)$ -пар связан с $k_{\perp}$ соотношением

$$\langle p_{\perp}^2 (\mu^+\mu^-) \rangle \approx 2 \langle k_{\perp}^2 \rangle, \quad (8.34)$$

если образование $(\mu^+\mu^-)$ -пар происходит в основном за счет слияния кварк-антикварковых пар*:

$$q + \bar{q} \rightarrow \mu^+ + \mu^-. \quad (8.35)$$

Экспериментальные данные [242, 243] показывают, что $\langle p_{\perp}^2 (\mu^+\mu^-) \rangle$ растет с увеличением $M(\mu^+\mu^-)$ от 0,36 ГэВ² при $M=0,7$ ГэВ до 1,9 ГэВ² при $M=5-10$ ГэВ ($E_p=400$ ГэВ). Если предположить, что сталкивающиеся кварки (8.35) дают одинаковый вклад в $\langle p_{\perp}^2 (\mu\mu) \rangle$, тогда получим из (8.34), что $\sqrt{\langle k_{\perp}^2 \rangle}$ меняется от 0,4 до 1 ГэВ. Это означает, что поперечный импульс партона (или кварка) растет с увеличением x_q , так как $M(\mu\mu) \sim x_q^2 p_0$. Возможно, что значение $k_{\perp}$ зависит не только от x_q , но и от энергии $\sqrt{s}$, так как $\langle p_{\perp} (\mu\mu) \rangle$ растет в интервале масс 5—10 ГэВ при $\sqrt{s}=52$ ГэВ [243]. Итак, данные по корреляциям частиц в реакциях (8.10) и по

образованию $\mu^+\mu^-$ -пар в адронных столкновениях (8.33) показывают, что поперечный импульс партонных в адронах зависит от x_q и, возможно, от $\sqrt{s}$ и достигает большого значения ($\langle k_{\perp} \rangle \approx 1$ ГэВ).

Изучение процессов (8.16) дает новую, более прямую информацию о поперечных импульсах партонных, нежели корреляционные эксперименты (8.10). Действительно, в партонной схеме (см. рис. 6.9) различие в импульсах двух струй с большими $P_{\perp}(J)$ определяется поперечными импульсами исходных партонных (1, 2). Эксперименты проводились на ускорителе в Батейвине при $E=130, 200$ и 400 ГэВ для pp -взаимодействий и при $E=130$ и 200 ГэВ для π^+p -соударений [240, 241]. Установка состояла из двух калориметров, в которых регистрировались адронные струи с $\theta^* \approx 90^\circ$. Импульс струи определялся как Σp_i вторичных частиц с $\theta^*=(90 \pm 10)^\circ$ и $|\varphi| \leq 10^\circ$ для $J_{\text{тр}}(h)$ и $\varphi=(180 \pm 10)^\circ$ для $J_b(h)$. Регистрировались такие взаимодействия, когда $|P_{\perp}(J_{\text{тр}})| + |P_{\perp}(J_b)| \geq 4$ ГэВ. В этом случае адронные струи были равноправны, и мы их будем обозначать $J_1(h)$ и $J_2(h)$. Векторная сумма поперечных импульсов струй $P_{\perp} = P_{\perp}(J_1) + P_{\perp}(J_2)$ в плоскости $ab \rightarrow J_1 J_2$ и определяет поперечные импульсы исходных партонных (см. рис. 6.9)

$$k_{\perp} = P_{\perp}.$$

Для нахождения различия (дисбаланса) между $P_{\perp}(J_1)$ и $P_{\perp}(J_2)$ строили распределения по $k_{\perp}$ при различных значениях $P_{\perp}(J) = (P_{\perp}(J_1) + P_{\perp}(J_2))/2$, от 4 до 10 ГэВ. После учета функции разрешения установки по переменной $k_{\perp}$ эти распределения и являются распределениями партонных по поперечным импульсам в исходных адронах $F(x, k_{\perp})^*$. Оказалось, что они хорошо описываются кривой Гаусса

$$\frac{1}{N} \frac{dN(k_{\perp})}{dk_{\perp}} = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} \exp(-k_{\perp}^2/2\sigma^2) \quad (8.36)$$

с $\langle k_{\perp} \rangle = 0$ и $\langle k_{\perp}^2 \rangle = \sigma^2$, где σ зависит от $P_{\perp}(J)$ и $\sqrt{s}$. Отсюда и были получены значения $\langle k_{\perp} \rangle = \sqrt{\langle k_{\perp}^2 \rangle}$ при различных $P_{\perp}(J)$ и $\sqrt{s}$ (табл. 8.3). Как видно из таблицы, поперечные импульсы партонных в пределах погрешностей эксперимента (порядка $10^\circ/a$) одинаковы для π^+p - и pp -взаимодействий при $p=200$ и 130 ГэВ, т. е. не зависят от числа и типа кварков в первичном адроне. При $p=400$ ГэВ $\langle k_{\perp} \rangle$ растут с увеличением $P_{\perp}(J)$ и $\sqrt{s}$ и достигают 1,3—1,4 ГэВ при $P_{\perp}(J)=3,7-4,4$ ГэВ. Полученные значения $\langle k_{\perp} \rangle$ близки к тем, которые были определены из данных по образованию $\mu\mu$ -пар в адронных столкновениях (рис. 8.14). При сравнении

* Для наглядности изложения мы не обсуждаем другие возможные схемы образования $(\mu\mu)$ -пар в процессах (8.33) (например, $g+q \rightarrow \mu^+\mu^-+q$).

* Везде предполагается, что распределения $F(x, k_{\perp})$ одинаковы для обеих первичных частиц.

этих данных пользовались значениями эффективных масс μ -пар и двух адронных струй $M(J_1, J_2) \approx 2\sqrt{(\bar{P}_\perp(J))^2 + (M(J))^2}$; $M(J) \approx 2 \text{ ГэВ}$. В рамках партонной схемы это означает, что в образовании мюонных пар и адронных струй участвуют партоны примерно с одинаковыми распределениями по x и $k_\perp$.

Итак, первые эксперименты по изучению адронных струй на ускорителях обычного типа дали важные результаты. Сечения образования струй в процессах (8.16) в 100—700 раз больше, чем $\sigma(ab \rightarrow c_{\text{тр}} X)$ (рис. 8.12). Рождение струй в различных типах адронных столкновений в первом приближении зависит только от

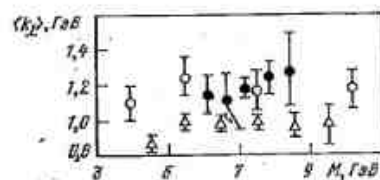


Рис. 8.14. Зависимость $\langle k_\perp \rangle$ партон от эффективной массы ($\mu^+\mu^-$ -пар или двух адронных струй:

$\Delta \rightarrow pN \rightarrow \mu\mu X$; $\circ \rightarrow e^+e^- \rightarrow \mu\mu X$ при 225 ГэВ; $\bullet \rightarrow pp \rightarrow J_1 J_2 X$ при 200 ГэВ

числа валентных кварков в первичных адронах, что подтверждает исходные положения аддитивной кварковой модели мягких соударений. Описание жестких соударений адронов в рамках КХД с феноменологическим учетом распределения партон по поперечным импульсам в исходных адронах качественно согласуется с экспериментальными данными [230, 231].

Таблица 8.3. Значения $\langle k_\perp \rangle$ партон

Импульс, ГэВ	$P(J)$, ГэВ	$\langle k_\perp \rangle$ (протоны), ГэВ	$\langle k_\perp \rangle$ (мюоны), ГэВ	Импульс, ГэВ	$P(J)$, ГэВ	$\langle k_\perp \rangle$ (протоны), ГэВ	$\langle k_\perp \rangle$ (мюоны), ГэВ
130	1,9	$0,81 \pm 0,04$	$0,78 \pm 0,07$	200	3,4	$1,00 \pm 0,07$	$1,07 \pm 0,14$
	2,3	$0,72 \pm 0,03$	$0,75 \pm 0,06$		3,7	$1,03 \pm 0,17$	$1,12 \pm 0,30$
	2,7	$0,82 \pm 0,02$	$0,87 \pm 0,04$		4,1	$1,06 \pm 0,34$	
	3,0	$0,82 \pm 0,04$	$0,85 \pm 0,06$		2,3	$0,93 \pm 0,08$	
	3,4	$0,93 \pm 0,09$	$1,07 \pm 0,16$	400	2,7	$0,99 \pm 0,08$	
	3,7	$1,02 \pm 0,23$	$1,01 \pm 0,29$		3,0	$1,15 \pm 0,03$	
200	2,3	$0,90 \pm 0,08$	$0,81 \pm 0,09$		3,4	$1,18 \pm 0,04$	
	2,7	$0,89 \pm 0,12$	$0,73 \pm 0,16$		3,7	$1,33 \pm 0,08$	
	3,0	$0,94 \pm 0,04$	$0,93 \pm 0,08$		4,1	$1,30 \pm 0,13$	
					4,4	$1,39 \pm 0,24$	

Первые измерения поперечных импульсов протонов по характеристикам адронных струй показали, что $\langle k_\perp \rangle$ одинаково для $\pi^+\pi^-$ и pp -взаимодействий, растет с увеличением импульса (или x) партона и полной энергии первичных частиц и достигает 1,3—1,4 ГэВ.

Это значение $\langle k_\perp \rangle$ больше того, которое использовалось в модели [231] (0,8 ГэВ). Кроме того, это увеличение может быть свя-

зано не с ростом $\langle k_\perp \rangle$, а с вкладом неупругих элементарных процессов, например, $qq \rightarrow qqg$ при $P_\perp(J) \geq 4 \text{ ГэВ}$, который может привести к дополнительным неточностям в определении направлений струй адронов [240, 241]. В обоих случаях необходимо в модели [231] учесть или большое значение $\langle k_\perp \rangle$, или вклад неупругих процессов.

Совместный анализ данных по струям адронов в слабых, электромагнитных и сильных взаимодействиях показывает, что они имеют примерно одинаковые характеристики, что позволяет получить более полную информацию о партонной структуре адронов $F(x, k_\perp)$ и об адронной структуре партон $G(x, p_\perp)$.

Конечно, энергия первичных адронов ($E \leq 400 \text{ ГэВ}$) еще мала, чтобы хорошо выделять струи адронов (см. разд. 8.2). Кроме того, при $P(J) \leq 5 \text{ ГэВ}$ вклады неасимптотических эффектов (см. разд. 8.1) могут искажать характеристики процессов фрагментации кварков в адроны. Учет этих эффектов в рамках партонной модели связан с целым рядом дополнительных предположений. Поэтому большой интерес представляют эксперименты калориметрического типа по изучению адронных струй на ускорителях нового поколения с $E=1-10 \text{ ТэВ}$.

8.4. ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ПАРТОННАЯ СХЕМА СИЛЬНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

Открытие и изучение процессов образования адронов и струй адронов с большими поперечными импульсами в сильных взаимодействиях позволили провести прямую проверку партонной картины адронных соударений (см. гл. 6). В первом приближении партонная модель удовлетворительно описывает основные черты жестких соударений адронов.

Экспериментальные данные по процессам (8.4), (8.10) и (8.16) показали, что при $p_\perp \leq 8 \text{ ГэВ}$ еще существенны неасимптотические эффекты, с учетом которых неплохо описываются данные по реакциям (8.4) в интервале $p_\perp = 3-8 \text{ ГэВ}$ (см. разд. 8.1). При больших значениях $p_\perp = 8-14 \text{ ГэВ}$ сечение реакций (8.4) $\sigma \sim p_\perp^{-n}$ с $n = 5,1 \pm 0,4$. Это значение согласуется с предсказаниями партонной модели, в которой основной вклад в образование частиц с $p_\perp \geq 8 \text{ ГэВ}$ дает рассеяние кварков с обменом глюоном и учитывается уменьшение константы связи $\alpha_s(t)$ с увеличением переданного импульса (КХД).

Партонная картина жестких соударений адронов предсказывает образование четырех адронных струй (см. рис. 6.9). Характеристики струй с большими поперечными импульсами $J_{\text{тр}}$, J_b образующихся в результате распадов изолированных партон должны отражать их свойства. Данные по корреляциям частиц в реакциях

(8.10) при энергиях ISR позволили определить размеры этих струй. Они составляют по $|\Delta y| \leq 2+3$ и $|\Delta\phi| \leq 30+45^\circ$ для вторичных адронов с $p_{\perp} \geq 0,4$ ГэВ и уменьшаются до $|\Delta y| \leq 1$ и $|\Delta\phi| \leq 10+15^\circ$ при $p_{\perp} \geq 0,8$ ГэВ. Средний поперечный импульс адронов относительно оси струн составляет $\langle p_{\perp} \rangle = 0,4-0,5$ ГэВ и не зависит от $P_{\perp}(J) = 3+10$ ГэВ и $\sqrt{s} = 20+60$ ГэВ. Все это свидетельствует об обнаружении адронных струй с большими поперечными импульсами в адронных столкновениях при современных энергиях ускорителей. Аналогичные струи адронов обнаружены в глубоконеупругих взаимодействиях лептонов с адронами и в e^+e^- -аннигиляции. Из совместного анализа данных по струям в сильных, слабых и электромагнитных взаимодействиях было получено, что структурная функция $G(z)$ в первом приближении одинакова для всех типов взаимодействий, что подтверждает исходные предположения партонной модели о взаимодействии и распаде почти свободных партонов.

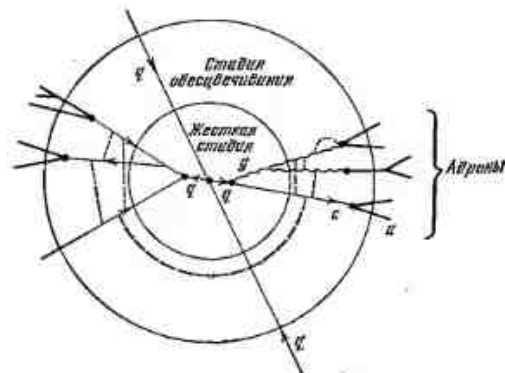
Новые результаты были получены по измерению поперечных импульсов партонов в адронах. Оказалось, что они велики $\langle k_{\perp} \rangle \approx 1$ ГэВ и, возможно, растут с увеличением импульса партона. Этот рост $\langle k_{\perp} \rangle$ предсказывается в полевой картине взаимодействия партонов (КХД). В этом отношении первоначальная версия партонной модели, в которой $F(k_{\perp})$ не зависит от x , не является правильной. Однако экспериментальные данные еще недостаточно точны, чтобы получить зависимость $k_{\perp} = f(x)$ и учесть ее в партонной модели (см. разд. 8.3).

Первые результаты по определению среднего заряда струй с большими поперечными импульсами показали, что $\langle Q \rangle = 0,33 \pm 0,05$, как и ожидалось в партонной модели, в которой основной вклад дает рассеяние кварков (см. разд. 8.3).

Обычные или спектаторные струи адронов в реакциях (8.16) в основном имеют те же характеристики, что и адроны в обычных инклюзивных процессах $sr_{\perp} \leq 1$ ГэВ. Основные их особенности связаны с кинематикой и динамикой образования частиц или струй с большими поперечными импульсами. К ним относятся подавление процессов дифракционной диссоциации адронов и некоторый рост поперечных импульсов частиц с увеличением $P_{\perp}(J)$. Кварковое содержание этих струй также зависит от типа кварков, которые участвовали в образовании частиц с $p_{\perp} \geq 1$ ГэВ.

Во всех адронных струях обнаружены ближние корреляции вторичных адронов с $L \approx 2$, зависящие от полного заряда частиц Q , причем для $Q=0$ эти корреляции значительно больше, чем для $Q=\pm 2$, что связано с интенсивным образованием резонансов. Прямые измерения рождения легких резонансов η , ρ , ω ,

Рис. 8.15. Иллюстрация гипотезы мягкого обеспечения в квантовой хромодинамике. Штриховые линии — обмен квантовыми числами без передачи импульса



K^* в струях показали, что их доля среди вторичных частиц велика и достигает 50–70% (см. табл. 8.2).

Таким образом, четырехструйная картина жестких соударений адронов, вытекающая из партонной схемы сильных взаимодействий (см. гл. 6), в основном подтвердилась. Количественное описание экспериментальных данных в рамках партонной модели потребовало некоторых изменений в фундаментальных функциях $F(x)$ и $f(q_1 q_2 \rightarrow q'_1 q'_2)$ по сравнению с первоначальной версией модели (см. гл. 6) *. Учет поперечных импульсов партонов в адронах приводит к замене $F(x)$ на $F(x, k_{\perp})$. Уменьшение константы связи $\alpha_s(t)$ с увеличением $|t|$ учитывается в $f(q_1 q_2 \rightarrow q'_1 q'_2)$. Эти изменения соответствуют предсказаниям КХД.

Кроме того, полученные результаты свидетельствуют о возможности рассмотрения в первом приближении чисто классической картины жестких соударений, не учитывающей интерференционных явлений и проблемы невылета цвета (см. гл. 6). Поэтому теория с безразмерной константой связи (КХД) должна как-то объяснить эти результаты. Как известно, в КХД могут быть вычислены только те процессы, которые происходят на малых расстояниях $r \leq 0,1$ фм. Каким образом происходит превращение цветных кварков в бесцветные адроны, неизвестно. Экспериментальные результаты по жестким соударениям адронов явно свидетельствуют о том, что импульс и квантовые числа цветного партона в основном передаются бесцветной струе адронов. Поэтому для объяснения этих результатов в рамках КХД предполагается, что стадия обеспечения происходит уже на больших расстояниях [236], причем в процессе обеспечения не происходит существенной передачи энергии и импульса между конечными кварками и глюонами (рис. 8.15). Иными словами, адроны, образовавшиеся при развале конечного кварка или глюона, имеют ту же энергию и импульс, что и их цветной родитель. Таким образом, топология событий (8.16) в КХД такая же, как и в партонной модели [215].

Влияние интерференционных явлений, по-видимому, еще несущественно для полученных результатов. Поэтому и можно рассма-

* Функция $G(z)$ в пределах погрешностей эксперимента не зависит от импульса партона $P(J) \leq 10$ ГэВ и типа взаимодействия частиц.

тривать всю картину взаимодействия, оперируя классическими понятиями: направлениями движения исходных и рассеянных кварков, вероятностями найти кварки с данными x и $k_{\perp}$: $F(x, k_{\perp})$ и т. п. При более детальном изучении жестких соударений должна проявляться их квантовая природа, и тогда необходимо будет вычислять и складывать амплитуды процессов типа (8.14). Например, по грубым оценкам интерференция двух амплитуд вероятности, соответствующих разлету исходных кварков в двух различных направлениях, приводит к тому, что точность, с которой ось струи адронов фиксирует направление разлета исходных кварков, не может быть лучше, чем $\Delta\phi \sim \alpha_s/\pi \sim 0,1$. Эти и другие оценки волновых эффектов в рамках КХД и дают пределы применимости партонной модели.

В общем партонная картина жестких соударений частиц с классическими представлениями о свободных партонах в адронах и об их независимых распадах на адроны удивительно хорошо описывает экспериментальные данные. На основе этой картины возникают новые гипотезы в КХД (например, о мягком характере обесцвечивания цветных кварков и глюонов). Все это означает, что относительно простая партонная модель с учетом поперечных импульсов партонов и зависимости $\alpha_s(t)$ от t правильно отражает природу сильных взаимодействий и позволяет единым образом описать глубоконеупругие взаимодействия лептонов и адронов.

Обнаружение больших поперечных импульсов партонов ($k_{\perp} \approx 1$ ГэВ) дает новое подтверждение существования в адронах пространственноразделенных облаков партонов вокруг валентных кварков (АКМ). Поэтому в полной теории сильных взаимодействий должна появиться новая размерная величина (кроме R_N), которая характеризует когерентность системы партонов ($r_q \sim 1/k_{\perp} \sim 0,1$ фм). Объяснение этой величины должно быть дано в рамках КХД. В связи с этим структура партонной модели выглядит следующим образом: адрон состоит из валентных кварков, окруженных морями партонов с $r_q \sim 0,1$ фм*. Таким образом, мы приходим к подтверждению основных постулатов аддитивной кварковой модели (см. гл. 6) и получаем единое описание всех типов взаимодействий адронов: от полных сечений до образования адронных струй с большими поперечными импульсами. Будущая полная теория сильных взаимодействий, несомненно, объединит партонную модель и АКМ с квантовой хромодинамикой. Пока же эти феноменологические модели успешно способствуют ее созданию, позволяя извлечь из экспериментальных данных структурные элементы теории сильных взаимодействий.

* Обнаружение зависимости отношений выхода частиц при различных типах первичных адронов только от числа валентных кварков также является хорошим аргументом в пользу этой картины (см. гл. 8).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Инклюзивные процессы в адронных взаимодействиях при высоких энергиях изучаются уже более 30 лет. Сначала это были эксперименты, выполненные с космическими лучами, в которых наблюдались первые общие закономерности множественного рождения адронов. Среди них наиболее значительной является ограниченность поперечных импульсов вторичных частиц, которая приводит к периферичности соударений адронов (см. гл. 4). Новая эпоха в изучении сильных взаимодействий связана с созданием ускорителей на $E=10-2000$ ГэВ, с помощью которых и был открыт новый мир физических явлений, связанный со структурой адронов. Изложим кратко итоги изучения инклюзивных процессов при высоких энергиях.

Вначале, следуя историческому развитию экспериментальных исследований, остановимся на закономерностях множественного рождения долгоживущих частиц π , K , p и т. д. с $p_{\perp} \leq 1$ ГэВ (см. гл. 2-5). Как показывают эксперименты по интерференции тождественных частиц (см. гл. 5), область их излучения имеет размеры $1-2$ фм, для которых в настоящее время нет теоретического описания (см. гл. 6). Поэтому закономерности их образования анализируются с помощью феноменологических моделей, что является необходимым этапом для установления структурных элементов будущей теории сильных взаимодействий. Кроме того, эти процессы составляют 90% всех неупругих соударений адронов, и поэтому их свойства определяют условия проведения любых экспериментов на ускорителях. Перечислим основные результаты.

1. При исследовании простейших инклюзивных процессов $ab \rightarrow X$ полных сечений было установлено, что они растут вплоть до $E=2000$ ГэВ (см. гл. 2). Тем самым было показано, что представление об асимптотическом режиме их поведения $\sigma_{\text{полн}}(s) = \text{const}$ при $E \geq 30$ ГэВ неверно. В связи с этим были пересмотрены практически все модели и получены новые параметры, учитывающие этот рост.

Обнаружено сужение конуса дифракционного рассеяния адронов с увеличением энергии (см. разд. 2.5). Это означает, что кроме известного размера адронов $R_N \approx 0,8$ фм существует новый размерный параметр $r_q \approx 0,1$ фм, который может быть связан с радиусом составляющих кварков (см. разд. 6.3).

Соотношения между полными сечениями и упругое рассеяние адронов удовлетворительно описываются в рамках аддитивной кварковой модели.

Таким образом, изучение поведения полных сечений адронных взаимодействий в интервале энергий от 10 до 2000 ГэВ позволило не только получить количественные характеристики этих процессов (см. гл. 2), но и перейти к качественно новым понятиям, связанным с кварковой структурой адронов. До получения этих результатов кварковые модели использовались только для описания статических свойств адронов.

2. Множественность вторичных частиц, образованных в адронных взаимодействиях, является исходным пунктом построения феноменологических моделей (см. гл. 3). Средняя множественность заряженных адронов медленно растет с увеличением энергии $\langle n_{ch} \rangle \sim \ln s$. Распределения $\langle n \rangle P(n, s)$ по множественности описываются одной универсальной функцией $\psi(z = n / \langle n \rangle)$ (КНО-скейлинг). Скейлинг по множественности в мультипериферических моделях предсказывается только в ограниченном интервале энергий ($E \leq 10$ ТэВ). Обнаружены корреляции по множественности в рождении различных адронов π^- и π^0 , $\pi^\pm$ и K^0 , $\pi^\pm$ и Λ^0 , которые, возможно, связаны с образованием резонансов. Однако данные по $P(n, s)$ получены в основном для заряженных частиц и при $n_{ch} \leq 3 \langle n_{ch} \rangle$. Поэтому большой интерес представляет изучение $P(n, s)$ для различных типов вторичных частиц во всем доступном интервале энергий.

3. Ряд общих закономерностей обнаружен при исследовании одночастичных инклюзивных процессов $ab \rightarrow cX$ в интервале энергий от 10 до 2000 ГэВ (см. гл. 4). Установлено, что в области фрагментации сечения этих процессов не зависят от энергии уже при $E \geq 10 \rightarrow 20$ ГэВ для экзотических реакций. Этот ранний скейлинг предсказывался в ММ и в модели предельной фрагментации (см. гл. 4). В центральной области инвариантные сечения образования адронов растут вплоть до $E = 2000$ ГэВ. Учет предасимптотических членов, зависящих от энергии, в рамках модели Редже позволяет описать $\sigma(x, p_\perp^2, s)$ в этой области (см. гл. 4). Однако открытие обильного рождения резонансов (см. гл. 6) приводит к необходимости их учета, что значительно усложняет интерпретацию приближения $\sigma(x, p_\perp^2, s)$ к скейлингу при $x \rightarrow 0$. Кроме того, при современных энергиях ускорителей $E \leq 2000$ ГэВ невозможно хорошее кинематическое разделение центральной и фрагментационных областей образования вторичных частиц (см. гл. 1). Поэтому изучение этих процессов при $E \geq 2$ ТэВ представляется крайне интересным.

Распределения вторичных частиц по поперечным импульсам $p_\perp \leq 1$ ГэВ постоянны (или слабо меняются) в ускорительном интервале энергий (см. гл. 4).

Средний поперечный импульс адронов $\langle p_\perp \rangle = 0,3 \div 0,4$ ГэВ мал по сравнению с продольным $p_\parallel \sim \sqrt{s}$, что и было впервые обнаружено в экспериментах с космическими лучами. Эти результаты служат основой мультипериферических моделей множественных процессов. Анализ данных по $\sigma(p_\perp^2, s)$ для вторичных пионов, проведенный в рамках этих моделей, показал, что в инклюзивных процессах при $E \geq 10$ ГэВ интенсивно рождаются короткоживущие частицы — резонансы (ρ -мезоны) (см. гл. 4). Это было первым указанием на многоступенчатый характер множественных процессов, который и был обнаружен при изучении образования резонан-

сов (см. гл. 7). Тем самым и была открыта связь между характеристиками долгоживущих частиц, которые хорошо описываются ММ, и рождением резонансов, для описания которых успешно применяются АКМ (см. гл. 6 и 7).

4. Исследование корреляционных явлений в инклюзивных процессах при высоких энергиях только началось (см. гл. 5). Получены данные по двухчастичным корреляционным функциям $R_2(y_1, y_2)$ при отдельных энергиях. Они показали, что имеются ближние корреляции вторичных частиц с корреляционной длиной $L \approx 2$. Обнаружены и дальние корреляции ($L \geq 3$). Величина $R_2^{+-}(0, 0) \approx 0,65 \pm 0,05$ для разных пионов и $R_2^{\pm\pm}(0, 0) \approx 0,30 \pm 0,05$ для тождественных пионов (см. гл. 5). Различие между ними частично объясняется рождением и распадом $\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, которые увеличивают корреляции между $\pi^+\pi^-$ -мезонами.

Коэффициент асимметрии $B(\Delta y)$ распределений пар пионов по азимутальному углу ϕ между ними слабо зависит от энергии и типа первичных частиц (см. гл. 5). Этот коэффициент $B^{+-}(\Delta y = 0) = 0,10 \pm 0,01$ и $B^{--}(\Delta y = 0) = 0,02 \pm 0,01$ при $E = 40 \rightarrow 1000$ ГэВ. Различие в значениях $B(\Delta y = 0)$ объясняется интерференцией тождественных пионов, которая увеличивает число пар пионов при $\phi \rightarrow 0$ и $\Delta y \rightarrow 0$ (см. гл. 4 и 5). Это явление позволило определить размеры области излучения вторичных пионов и K -мезонов ($R = 1 \rightarrow 2$ фм) при $E = 10 \rightarrow 2000$ ГэВ.

Данные по корреляции удовлетворительно описываются мультипериферическими моделями с учетом образования резонансов и кластеров (см. гл. 5). В этом случае рассматриваются диаграммы с несколькими лесенками, которые свидетельствуют о сложной пространственно-временной структуре адронов, что находит свое объяснение в кварк-партоновых моделях (см. гл. 6).

В целом экспериментальные данные по характеристикам долгоживущих частиц с $p_\perp \leq 1$ ГэВ в инклюзивных процессах способствовали бурному развитию феноменологических моделей (от оптических до мультипериферических). В настоящее время получены основные параметры этих моделей, с помощью которых удовлетворительно описываются имеющиеся экспериментальные данные и планируются новые эксперименты (см. гл. 2—5). Эти же параметры используются и в кварк-партоновых моделях для описания процессов с учетом кварковой структуры адронов (см. гл. 6—8). Качественно новыми результатами, полученными при изучении этих процессов, были обнаружение второго характерного размера адронов $r_q \approx 0,1$ фм и выполнение кварковых соотношений между сечениями.

Новый этап в изучении сильных взаимодействий связан с исследованиями образования резонансов и частиц с $p_\perp \geq 1$ ГэВ в инклюзивных процессах при высоких энергиях (см. гл. 6—8). Эти процессы происходят на малых расстояниях $r \leq 0,1$ фм, и поэтому в них более отчетливо проявляется структура адронов. Более того, в этой области справедливы постулаты квантовой хромодинамики

КХД, которая является основным претендентом на теорию сильных взаимодействий. Экспериментальное изучение этих реакций позволило получить первые качественные характеристики структуры адронов.

1. Установлено, что при $E \leq 100$ ГэВ интенсивно образуются резонансы с $M(R) \leq 1,5$ ГэВ (см. гл. 7). Их доля среди вторичных частиц велика (около 80%), что хорошо согласуется с АКМ, в которой адроны состоят из пространственно-разделенных кварков (см. гл. 6). Измерение кваркового содержания адронов в адрон-ядерных взаимодействиях также подтверждает исходные гипотезы АКМ. К сожалению, из-за методических трудностей выделения резонансов по продуктам их распада данные по $\sigma(R)$ получены с большими погрешностями и при относительно низких энергиях (см. гл. 6). Поэтому дальнейшее изучение рождения резонансов, особенно при $E \geq 100$ ГэВ, является основной задачей исследователей мягких соударений адронов.

2. Обнаружено образование групп скоррелированных мезонов с $M(K) = 1,5 + 3,0$ ГэВ (см. гл. 7). В АКМ они объясняются рождением тяжелых резонансов, их доля по грубым оценкам составляет около 25%. В статистических моделях возможно образование таких групп пионов, которые распадаются по термодинамическим законам (файрболы). Дальнейшее накопление экспериментальных данных по многочастичным корреляциям и разработки новых методов их анализа позволят выяснить природу этих кластеров.

3. С увеличением поперечных импульсов вторичных частиц, образующихся в инклюзивных процессах, уменьшаются размеры области их излучения. Поэтому характеристики процессов с рождением адронов с $p_{\perp} \geq 1$ ГэВ дают нам информацию о партонной структуре кварков, составляющих адрон (см. гл. 6).

Экспериментальные данные по этим реакциям показывают, что при $p_{\perp} \leq 8$ ГэВ еще существенны отклонения в $\sigma(p_{\perp}^n)$ от простой партонной модели (см. гл. 8). И только при $p_{\perp} = 8 \div 14$ ГэВ $\sigma(p_{\perp}^n) \sim p_{\perp}^{-n}$ с $n = 5,1 \pm 0,4$, что согласуется с представлением о почти свободных партонах, окружающих кварки, с учетом уменьшения $\psi_n(t)$ при увеличении $|t|$ (КХД).

4. Обнаружены адронные струи с большими поперечными импульсами $P_{\perp}(J) \geq 5$ ГэВ (см. гл. 8). Их характеристики подобны характеристикам струй адронов, образованных в глубоко неупругих взаимодействиях лептонов с нуклонами и в e^+e^- -аннигиляции. Из совместного анализа этих данных было получено, что структурная функция $G(z)$ фрагментации партонов в адроны примерно одинакова для всех типов взаимодействий. Это подтверждает исходные предположения наивной партонной модели о взаимодействии и распаде почти свободных партонов.

5. Измерение поперечных импульсов партонов в адронах показало, что они велики ($k_{\perp} \approx 1$ ГэВ) и, возможно, растут с увеличе-

нием импульсов партонов, как и предсказывается в КХД (см. гл. 8). Отсюда и было получено, что их структурная функция зависит от x и $k_{\perp}$.

6. Начались измерения зарядов кварков по среднему заряду $\langle Q \rangle$ адронных струй с большими поперечными импульсами ($\langle Q \rangle = 0,33 \pm 0,05$) (см. гл. 8).

7. В адронных струях обнаружены ближние корреляции вторичных частиц ($L \approx 2$) и обильное рождение резонансов. Сечение образования струй в 10^2 — 10^3 раз больше сечения рождения адронов с $p_{\perp} \geq 1$ ГэВ.

Экспериментальное изучение жестких соударений адронов на существующих ускорителях продолжается. Однако для их исследования особенно важно увеличение энергии первичных частиц, что станет возможным после создания нового поколения ускорителей.

Удовлетворительное описание этих процессов дается в рамках партонной модели с учетом эффектов, связанных с полевой природой взаимодействия частиц (КХД). Структурные функции этой модели $F(x, k_{\perp})$, $G(z)$ в первом приближении определены из анализа данных по слабым, электромагнитным и сильным взаимодействиям частиц (см. гл. 8).

Итак, на сегодня мы имеем полуколичественное описание сильных взаимодействий на любых расстояниях. На больших расстояниях $R = 1 \div 2$ фм мультипериферические модели удовлетворительно описывают характеристики образования долгоживущих частиц (см. гл. 2—5). С уменьшением области взаимодействия до $r_0 \approx 1$ фм с успехом применяются кварковые модели. Наконец, при $r \leq 0,1$ фм, где проявляется партонная структура кварков, удовлетворительное описание дает партонная модель с учетом эффектов КХД. Квантовая хромодинамика успешно описала целую совокупность данных по жестким соударениям частиц. По современным представлениям она описывает взаимодействия лептонов и кварков на $r \leq 0,1 \div 0,2$ фм (см. гл. 6). Отсюда возникает ощущение, что уже созданы основные фрагменты теории сильных взаимодействий и их синтез в значительной степени является технической проблемой. Однако подобные заключения уже не раз опровергались продвижением экспериментальных исследований в новую пространственно-временную область (см. предисловие). Поэтому изучение взаимодействий частиц на новом поколении ускорителей с энергиями до 1000 ТэВ представляется чрезвычайно интересным.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Марков М. А. — Успехи физ. наук, 1973, т. 111, с. 719.
2. Блохинцев Д. И., Ефремов А. В., Мурадян Р. М. — Успехи физ. наук, 1973, т. 109, с. 259; Ярба В. А. — Успехи физ. наук, 1979, т. 129, с. 347.
3. Бьеркинг Дж. Д. — ЭЧАЯ, 1973, т. 4, с. 704.
4. Джекин Р. — Успехи физ. наук, 1973, т. 109, с. 743; Ли Т. Д. — ЭЧАЯ, 1973, т. 4, с. 689.

5. Боголюбов Н. Н., Владимиров В. С., Тавхелидзе А. Н. — Теорет. и мат. физ., 1972, т. 12, с. 3, 305.
6. Фейнман Р. Взаимодействия фотонов с адронами/ Пер. с англ. — М.: Мир, 1975; Feynman R. — Phys. Rev. Lett., 1969, v. 23, p. 1415.
7. Ермолов П. Ф., Мухин А. И. — Успехи физ. наук, 1978, т. 124, с. 385.
8. Гришин В. Г. — ЭЧАЯ, 1979, т. 10, с. 608; Успехи физ. наук, 1979, т. 127, с. 51.
9. Лиходеев А. К., Шляпников П. В. — Успехи физ. наук, 1978, т. 124, с. 3.
10. Андреев И. В., Дремин И. М. — Успехи физ. наук, 1977, т. 122, с. 37.
11. Gell-Mann M. — Phys. Lett., 1964, v. 8, p. 214; Zweig G. Preprint CERN. № 8419/TH 412, Geneva, 1964.
12. Ван-Хов Л. — Успехи физ. наук, 1978, т. 124, с. 509.
13. Амальди У. — Успехи физ. наук, 1978, т. 124, с. 651.
14. Glashow S. L., Iliopoulos J., Maiani L. — Phys. Rev. D., 1970, v. 2, p. 1285.
15. Aubert J. J. e. a. — Phys. Rev. Lett., 1974, v. 33, p. 1404.
16. Augustin J. E. e. a. — Phys. Rev. Lett., 1974, v. 33, p. 1406.
17. Goldhaber G. e. a. — Phys. Rev. Lett., 1976, v. 37, p. 255.
18. Вайнштейн А. И. и др. — Успехи физ. наук, 1977, т. 123, с. 217.
19. Окунь Л. Б. Лептоны и кварки. — М.: Наука, 1981.
20. Herb S. W. e. a. — Phys. Rev. Lett., 1977, v. 39, p. 252.
21. Азимов Я. И., Франкфурт Л. Л., Хозе В. А. — Успехи физ. наук, 1978, т. 124, с. 459.
22. Илиопулос Дж. — Успехи физ. наук, 1977, т. 123, с. 565; Салам А. — Успехи физ. наук, 1980, т. 132, с. 229.
23. Yang C. N., Mills R. C. — Phys. Rev., 1954, v. 96, p. 191.
24. Politzer H. D. — Phys. Rev. Lett., 1973, v. 30, p. 1346.
25. Gross D. J., Wilczek F. W. — Phys. Rev. Lett., 1973, v. 30, p. 1343.
26. Логунов А. А., Мествиришвили М. А. Препринт ОИЯИ, № Д1 2-7411, Дубна, 1973.
27. Logunov A. A., Mestvirishvili M. A., Nguen Van Hieu. — Phys. Lett. B., 1967, v. 25, p. 611.
28. Никитин Ю. П., Розенталь И. Л. Теория множественных процессов. — М.: Атомиздат, 1976.
29. Мурзин В. С., Сарычева Л. И. Множественные процессы при высоких энергиях. — М.: Атомиздат, 1974.
30. Мурзин В. С., Сарычева Л. И. Космические лучи и их взаимодействие. — М.: Атомиздат, 1968.
31. Feinberg E. L. — Phys. Rept. C; 1972, v. 5, p. 237.
32. Перкинс Д. Введение в физику высоких энергий/ Пер. с англ. — М.: Мир, 1975.
33. Мурадян Р. Препринт ОИЯИ, № P2-6762, Дубна, 1972.
34. Veneske J. e. a. — Phys. Rev., 1969, v. 188, p. 2159; Phys. Rev. Lett., 1970, v. 25, p. 1072.
35. Балдин А. М. — ЭЧАЯ, 1977, т. 8, с. 529.
36. Bagash-Schmidt N. e. a. — Phys. Lett. B., 1978, v. 75, № 1, p. 1.
37. Копылов Г. И. Основы кинематики резонансов. — М.: Наука, 1970; Бюклинг Б., Каянти К. Кинематика элементарных частиц/ Пер. с англ. — М.: Мир, 1975.
38. Балдин А. М. и др. Кинематика ядерных реакций. — М.: Атомиздат, 1969.
39. Черников Н. А. — Докл. АН СССР, 1957, т. 114, с. 530; ЭЧАЯ, 1973, т. 4, с. 773.
40. Ландау Л. Д. — Изв. АН СССР. Сер. физ., 1953, т. 17, с. 51; Мелехин Г. А. — Журн. эксперим. и теорет. физ., 1958, т. 35, с. 1185.
41. Бубелев Э. Г. — Изв. АН СССР. Сер. физ., 1967, т. 31, с. 1487; Беляков В. А. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1968, т. 8, с. 197.
42. Блохинцев Д. И. — Основы квантовой механики. — М.: Наука, 1976, гл. XIII; Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В. Введение в теорию квантованных полей. — М.: Наука, 1973; Перкинс Д. Введение в физику высоких энергий/ Пер. с англ. — М.: Мир, 1975, гл. 7.

43. Логунов А. А., Нгуен Ван Хьеу. — ЭЧАЯ, 1974, т. 5, с. 539.
44. Соловьев Л. Д., Щелкачев А. В. — ЭЧАЯ, 1975, т. 6, с. 571.
45. Никитин В. А. — ЭЧАЯ, 1970, т. 1, с. 7.
46. Шафранова М. Г. — ЭЧАЯ, 1974, т. 5, с. 645.
47. Золин Л. С. и др. — Успехи физ. наук, 1975, т. 117, с. 119; Conetti S. e. a. — Phys. Rev. Lett., 1978, v. 41, p. 294.
48. Липидус Л. И. — ЭЧАЯ, 1978, т. 9, с. 84.
49. Bushnin Yu. B. e. a. — Phys. Lett. B, 1969, v. 29, p. 48.
50. Кузнецов А. А. и др. Препринт ОИЯИ P1-80-376, Дубна, 1980.
51. Bartenev V. e. a. — Phys. Rev. Lett., 1973, v. 31, p. 1088.
52. Безногих Г. Г. и др. — Ядерная физика, 1978, т. 27, с. 710.
53. Мухин С. В., Царев В. А. — ЭЧАЯ, 1977, т. 8, с. 989.
54. Vorobyov A. A. e. a. — Phys. Lett. B, 1972, v. 41, p. 639; Burq J. P. e. a. — Phys. Lett. B, 1978, v. 77, p. 438.
55. Amaldi U. e. a. — Phys. Lett. B, 1973, v. 43, p. 231; Phys. Lett. B, 1977, v. 66, p. 390.
56. Carol A. S. e. a. — Phys. Rev. Lett., 1974, v. 33, p. 932, 928; Phys. Lett. B, 1976, v. 61, p. 303; 1979, v. 80, p. 423.
57. Froissart M. — Phys. Rev., 1961, v. 123, p. 1053; Иден Р. Соударения элементарных частиц при высоких энергиях. — М.: Наука, 1970.
58. Померанчук И. Я. — Журн. эксперим. и теорет. физ., 1958, т. 34, с. 725.
59. Логунов А. А. и др. — Успехи физ. наук, 1966, т. 88, с. 51.
60. Логунов А. А. и др. — ЭЧАЯ, 1972, т. 3, с. 515.
61. Окунь Л. Б., Померанчук И. Я. — Журн. эксперим. и теорет. физ., 1956, т. 30, с. 424.
62. Regge T. — Nuovo cimento, 1959, v. 14, p. 951; 1960, v. 18, p. 947; Chew G. W., Frautschi S. — Phys. Rev. Lett., 1962, v. 8, p. 41.
63. Тер-Мартirosyan K. A. Итоги развития реджевской схемы и эксперимент. — М.: МИФИ, 1975; Kaidalov A. B. — Proc. of the XVIII Intern. Conf. on High Energy Physics, Dubna, 1976, D1, 2-10400, A1-27; Tsarev V. A. — Proc. of the XIX Intern. Conf. on High Energy Physics, Tokyo, 1978.
64. Коллинз П., Скварц Э. Полоса Редже в физике частиц/ Пер. с англ. — М.: Мир, 1971.
65. Ленин Е. М., Франкфурт Л. Л. — Письма в ЖЭТФ, 1965, т. 2, с. 105; Успехи физ. наук, 1968, т. 94, с. 244.
66. Matveev V., Muradyan R., Tavkhelidze A. — Nuovo cimento Lett., 1972, v. 5, p. 907; Ibid., 1973, v. 7, p. 719; Preprint JINR № D2-7110, Dubna, 1973; Brodsky S. J., Farrar G. R. — Phys. Rev. Lett., 1973, v. 31, p. 1153.
67. Блохинцев Д. И. и др. — Успехи физ. наук, 1959, т. 68, с. 417.
68. Logunov A. A., Tavkhelidze A. N. — Nuovo cimento, 1963, v. 29, p. 380.
69. Логунов А. А., Хрусталев О. А. — ЭЧАЯ, 1970, т. 1, с. 71.
70. Александров Ю. А. и др. Пузырьковые камеры. — М.: Госатомиздат, 1963.
71. Whitmore J. — Phys. Rept. C, 1976, v. 27, p. 187; Firestone A. e. a. — Phys. Rev. D, 1976, v. 14, p. 2902.
72. Ljung D. e. a. — Phys. Rev. D, 1977, v. 15, p. 3163.
73. Bromberg C. e. a. — Phys. Rev. Lett., 1973, v. 31, p. 1563.
74. Dao F. T. e. a. — Phys. Rev. Lett., 1972, v. 29, p. 1627.
75. Berger E. L. e. a. — Nucl. Phys. B, 1974, v. 77, p. 365.
76. Barth M. e. a. — Proc. of the IX Intern. Sympos. on High Energy Multiparticle Dynamics, Tabor, Czechoslovakia, 1978, p. A117.
77. Thomé W. e. a. — Nucl. Phys. B, 1977, v. 129, p. 365.
78. Shephard W. D. — Proc. of the IX Intern. Sympos. on High Energy Multiparticle Dynamics, Tabor, Czechoslovakia, 1978, p. A33.
79. Morrison D. R. — Proc. of the IX Intern. Sympos. on High Energy Multiparticle Dynamics, Tabor, Czechoslovakia, 1978, p. F1.
80. Koba Z., Nielsen H. B., Olesen P. — Nucl. Phys. B, 1972, v. 40, p. 317.
81. Buras A., Koba Z. — Nuovo cimento Lett., 1973, v. 6, p. 629.
82. Slattery P. — Phys. Rev. Lett., 1972, v. 29, p. 1624.

83. Левин Е. М., Рыскин М. Г. — Ядерная физика, 1974, т. 19, с. 669.
84. Wróblewski A. — Proc. of the VII Intern. Sympos. on Multiparticle Dynamics, Kayserberg, France, 1977, p. A1.
85. Голохвастов А. И. — Ядерная физика, 1978, т. 27, с. 809; препринт ОИЯИ № P1-10871, Дубна, 1977.
86. Wigner Yu. Statistical theories of spectra: fluctuation, N. Y., Academic Press, 1965.
87. Абдурахимов А. У. и др. — Ядерная физика, 1973, т. 18, с. 545, т. 17, с. 1235.
88. Foá L. — Proc. of the II Intern. Conf. on Elementary Particles, Aix-en-Provence, France, 1973.
89. Jaeger K. e. a. — Phys. Rev. D, 1975, v. 11, p. 2405.
90. Grishin V. G. e. a. — Nuovo cimento Lett., 1973, v. 8, p. 590.
91. Левин Е. М., Рыскин М. Г. — Ядерная физика, 1974, т. 20, с. 519.
92. Амаглобели Н. С. и др. — Ядерная физика, 1977, т. 25, с. 335; Ангелов Н. С. и др. — Ядерная физика, 1975, т. 21, с. 1298; т. 22, с. 579.
93. Burnett T. H. e. a. Preprint University of Washington, VTL-PUB 51, 1978.
94. Левин Е. М., Рыскин М. Г. — В кн.: Материалы VIII зимней школы ЛИЯФ по физике ядра и элементарных частиц, Л., 1973, с. 94.
95. Левин Е. М., Рыскин М. Г. — Ядерная физика, 1974, т. 20, с. 669.
96. Van Hove L. — Phys. Lett. B, 1973, v. 43, p. 65.
97. Курякин А. С. и др. Препринт № Д2-11833, Дубна, 1978.
98. Фейнберг Е. Л. — Успехи физ. наук, 1971, т. 104, с. 539.
99. Розенталь И. Л. — Успехи физ. наук, 1975, т. 116, с. 271.
100. Тяжкин А. А. — ЭЧАЯ, 1977, т. 8, с. 544.
101. Kaidalov A. B. Preprint ITEP-159, M., 1976.
102. Feinberg E. L. Preprint №172, Lebedev Phys. Inst., M., 1976.
103. Fermi E. — Progr. Theor. Phys., 1950, v. 5, p. 570.
104. Померанчук И. Я. — Докл. АН СССР, 1951, т. 78, с. 889.
105. Ландау Л. Д. Собрание трудов. Т. 2. — М.: Наука, 1969, с. 153.
106. Блохинцев Д. И. — Журн. эксперим. и теорет. физ., 1957, т. 32, с. 350.
107. Дремин И. М., Кытк К. — Успехи физ. наук, 1978, т. 124, с. 536.
108. Ансельм А. А. — В кн.: Материалы VIII зимней школы ЛИЯФ по физике ядра и элементарных частиц, Л., 1973, с. 37.
109. Левин Е. М., Рыскин М. Г. — Ядерная физика, 1973, т. 17, с. 388.
110. Волков Е. И. и др. — Ядерная физика, 1973, т. 17, с. 407; 1974, т. 20, с. 149.
111. Коллинз П., Сквайрс Э. Полоса Редже в физике частиц/ Пер. с англ. — М.: Мир, 1971.
112. Канчели О. В. — Письма в ЖЭТФ, 1969, т. 11, с. 397.
113. Mueller A. H. — Phys. Rev. D, 1970, v. 2, p. 2963.
114. Тер-Мартirosyan K. A. — Журн. эксперим. и теорет. физ., 1963, т. 44, с. 341.
115. Chan H. M. e. a. — Phys. Rev. Lett., 1971, v. 26, p. 672.
116. Абрамовский В. А. и др. — Ядерная физика, 1971, т. 13, с. 1102.
117. Абрамовский В. А. и др. — Ядерная физика, 1973, т. 18, с. 595.
118. Грибов В. Н. — Журн. эксперим. и теорет. физ., 1967, т. 53, с. 654.
119. Guettler K. e. a. — Phys. Lett. B, 1976, v. 64, p. 111.
120. Guettler K. e. a. — Nucl. Phys. B, 1976, v. 116, p. 77.
121. Левин Е. М., Рыскин М. Г. — Письма в ЖЭТФ, 1973, т. 17, с. 669.
122. Cheng H., Wu T. T. — Phys. Lett. B, 1973, v. 45, p. 367.
123. Alper V. e. a. — Phys. Lett. B, 1973, v. 47, p. 75, 275; Nucl. Phys. B, 1975, v. 100, p. 237.
124. Capella A., Kaidalov A. — Nucl. Phys. B, 1976, v. 111, p. 477.
125. Oh B. Y. e. a. — Nucl. Phys. B, 1976, v. 116, p. 13.
126. Бушном Ю. Б. и др. Препринт ИФВЭ, СЭФ, № 69-18, Серпухов, 1969.
127. Smith B. e. a. — Phys. Rev. Lett., 1969, v. 23, p. 1064.
128. Chen M. S. e. a. — Phys. Rev. Lett., 1971, v. 26, p. 1585.
129. Янчо Г. — Ядерная физика, 1977, т. 25, с. 186.
130. Weissberg H. e. a. — Phys. Rev. D, 1978, v. 17, p. 2875.
131. Лиходед А. К., Толстенков А. Н. — Письма в ЖЭТФ, 1974, т. 20, с. 490.
132. Singh J. e. a. — Nucl. Phys. B, 1978, v. 140, p. 189.
133. Kirk e. a. — Nucl. Phys. B, 1977, v. 126, p. 397.
134. Левин Е. М., Рыскин М. Г. — Ядерная физика, 1973, т. 17, с. 388.
135. Cobb J. H. e. a. — Phys. Lett. B, 1977, v. 68, p. 101; v. 72B, p. 273.
136. Rossi A. M. e. a. — Nucl. Phys. B, 1975, v. 84, p. 269.
137. Grässler e. a. — Nucl. Phys. B, 1978, v. 132, p. 1.
138. Berger Ch. e. a. — Phys. Lett. B, 1979, v. 81, p. 410.
139. Дремин И. М., Фейнберг Е. Л. Препринт ОИЯИ, № Д1,2-12036, с. 96, Дубна, 1978.
140. Дремин И. М. и др. — Журн. эксперим. и теорет. физ., 1965, т. 48, с. 592.
141. Волков Е. И. и др. — Ядерная физика, 1973, т. 18, с. 437; 1975, т. 20, с. 149; Ядерная физика, 1976, т. 24, с. 2212.
142. Rarft J. Proc. of the V Intern. Sympos. on Many Particle Hydrodynamics, Leipzig, DDR, 1974, p. 210; Rarft G. Proc. of the V Intern. Sympos. on Many Particle Hydrodynamics, Leipzig, DDR, 1974.
143. Левин Е. М., Рыскин М. Г. — Ядерная физика, 1973, т. 17, с. 386; т. 18, с. 451; 1974, т. 20, с. 519.
144. Левин Е. М., Рыскин М. Г. — Ядерная физика, 1974, т. 19, с. 904; 1975, т. 21, с. 396; 1976, т. 26, с. 640; 1976, т. 23, с. 423; препринт ЛИЯФ № 162, Л., 1975.
145. Kaidalov A. B. — Phys. Rept., 1979, v. 50, p. 157—226.
146. Гельфер Я. М., Любошиц В. Л., Подгорецкий М. И. — Парадокс Гиббса и тождественность частиц в квантовой механике. — М.: Наука, 1975, гл. 5 и 6.
147. Goldhaber G. e. a. — Phys. Rev., 1960, v. 120, p. 300.
148. Гришин В. Г., Копылов Г. И., Подгорецкий М. И. — Ядерная физика, 1971, т. 13, с. 1116; т. 14, с. 600.
149. Копылов Г. И., Подгорецкий М. И. — Ядерная физика, 1972, т. 15, с. 392; 1973, т. 18, с. 656; 1974, т. 19, с. 434.
150. Копылов Г. И., Подгорецкий М. И. — Журн. эксперим. и теорет. физ., 1975, т. 69, с. 414.
151. Подгорецкий М. И. Препринт ОИЯИ № Д1,2-10400, А2-27, Дубна, 1977.
152. Sesson G. — Phys. Lett. B, 1974, v. 49, p. 459.
153. Ханберн Браун Р. — Успехи физ. наук, 1972, т. 108, с. 529; Смыш В. И. — Успехи физ. наук, 1965, т. 87, с. 471.
154. Ледницки Р., Подгорецкий М. И. Препринт ОИЯИ № P2-12205, Дубна, 1979.
155. Veneziano G. — Proc. of the XIX Intern. Conf. on High Energy Physics, Tokyo, 1978, p. 725.
156. Diebold R. — Proc. of the XIX Intern. Conf. on High Energy Physics, Tokyo, 1978, p. 667.
157. Grassberger P. — Nucl. Phys. B, 1977, v. 120, p. 231.
158. Любошиц В. Л., Подгорецкий М. И. Препринт ОИЯИ № P2-12157, Дубна, 1979.
159. Cooper A. M. e. a. — Nucl. Phys. B, 1978, v. 139, p. 45; Harris R. e. a. — Phys. Rev. D, 1978, v. 18, p. 92.
160. Koonin S. E. — Phys. Lett. B, 1977, v. 70, p. 43.
161. Арефьев А. В. и др. — Ядерная физика, 1978, т. 27, с. 716; Лексин Г. А. Препринт ОИЯИ, № Д1-12036, Дубна, 1978.
162. Горнов М. Г. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1978, т. 28, с. 660.
163. Абдинов О. Б. и др. — Ядерная физика, 1979, т. 30, с. 1043.
164. Ангелов Н. С. и др. Препринт ОИЯИ, № P1-80-55, Дубна, 1980.
165. Гуламов К. Г. и др. — ЭЧАЯ, 1978, т. 9, с. 554.
166. Levin E. M., Ryskin M. G., Nikolaev N. N. Preprint № TH-2780, CERN, 1979.
167. Бацкович С. и др. — Ядерная физика, 1980, т. 31, с. 1234.
168. Коккедэ Я. Теория кварков/ Пер. с англ. — М.: Мир, 1971.
169. Шелест В. П. и др. Модели сильновзаимодействующих элементарных частиц. — М.: Атомиздат, 1975.

170. Нгуен Ван Хьен. Лекции по теории унитарной симметрии элементарных частиц. — М.: Атомиздат, 1967.
171. Грибов В. Н. — В кн.: Материалы VIII зимней школы ЛИАФ, Л., 1973, ч. II, с. 5.
172. Шехтер В. М. Препринт ЛИАФ, № 626, Л., 1980.
173. Левин Е. М., Шехтер В. М. — В кн.: Материалы IX зимней школы ЛИАФ, Ленинград, 1974, ч. III, с. 28.
174. Шехтер В. М. — В кн.: Материалы XII зимней школы ЛИАФ, 1977, с. 3.
175. Шабельский Ю. М. — В кн.: Материалы XIII зимней школы ЛИАФ, Л., 1978, с. 90; ЭЧАЯ, 1981, т. 12, с. 1070.
176. Анисович В. В. — В кн.: Материалы XIV зимней школы ЛИАФ, Л., 1979, с. 3.
177. Matveev V. A., Muradyan R. M., Tavkhelidze A. N. — Lett., Nuovo cimento, 1973, v. 7, p. 719.
178. Matveev V. A., Slepchenko L. A., Tavkhelidze A. N. — Preprint JINR № E2-11580, Dubna, 1978; Amaglobeli N. S. e. a. — Preprint JINR № E2-11581, Dubna, 1978.
179. Ранфт Г., Ранфт И. — ЭЧАЯ, 1979, т. 10, с. 90.
180. Левин Е. М., Рыскин М. Г. — В кн.: Материалы X зимней школы ЛИАФ, Л., 1975, с. 46.
181. Вайнштейн А. И. и др. — Успехи физ. наук, 1977, т. 123, с. 217.
182. Докшицер Ю. Л. и др. — В кн.: Материалы XIII зимней школы ЛИАФ, Л., 1978, с. 3.
183. Докшицер Ю. Л., Дьяконов Д. И. — В кн.: Материалы XIV зимней школы ЛИАФ, Л., 1979, с. 27.
184. Боголюбов Н. Н., Струминский Б. В., Тавхелидзе А. Н. — Препринт ОИЯИ, № Д-1968, Дубна, 1966.
185. Han M., Nambu Y. — Phys. Rev. B, 1965, v. 139, p. 1006.
186. Greenberg O. — Phys. Rev. Lett., 1964, v. 13, p. 598.
187. Gell-Mann M. Acta Phys. Austr. Suppl., 1972, v. 9, p. 733.
188. Anisovich V. V., Shekhter V. M. — Nucl. Phys. B, 1973, v. 55, p. 455.
189. Анисович В. В., Шабельский Ю. М., Шехтер В. М. — Ядерная физика, 1978, т. 28, с. 1063; Шехтер В. М. Препринт ОИЯИ, № Д1-2-12036, Дубна, 1978; Nucl. Phys. B, 1978, v. 133, p. 477.
190. Cerný V., Lichard P., Pisut J. — Phys. Rev. D, 1978, v. 18, p. 4052, 2409; Phys. Rev. D, 1977, v. 16, p. 2822.
191. Nikolaev N. N., Pokorski S. — Phys. Lett. B, 1979, v. 80, p. 290; Nikolaev N. N. — Phys. Lett. B, 1977, v. 70, p. 95; Николаев Н. Н. — Успехи физических наук, 1981, т. 134, с. 370.
192. Ангелов Н. С. и др. — Ядерная физика, 1979, т. 30, с. 715.
193. Марков М. А. Нейтрино. — М.: Наука, 1964.
194. Field R. D., Feynman R. P. — Phys. Rev. D, 1977, v. 15, p. 2590; Feynman R. P. e. a. — Nucl. Phys. B, 1977, v. 128, p. 1; Nucl. Phys. B, 1978, v. 136, p. 1; Phys. Rev. D, 1978, v. 18, p. 3320.
195. Левин Е. М., Рыскин М. Г. Препринт ЛИАФ, № 280, Л., 1976.
196. Matsuda S. — Proc. of the Intern. Conf. on High Energy Physics, Tokyo, 1978, p. 221.
197. Дремин И. М., Фейнберг Е. Л. — ЭЧАЯ, 1979, т. 10, с. 996.
198. Albrow M. G. e. a. — Nucl. Phys. B, 1979, v. 155, p. 39.
199. Ангелов Н. С. и др. — Ядерная физика, 1977, т. 25, с. 117.
200. Jancsó G. e. a. — Nucl. Phys. B, 1977, v. 124, p. 1.
201. Anisovich V. V., Shekhter V. M. — Nucl. Phys. B, 1973, v. 55, p. 455; Шехтер В. М., Щеглова Л. М. — Ядерная физика, 1978, т. 27, с. 1070.
202. Cochet C. e. a. — Nucl. Phys. B, 1979, v. 155, p. 333.
203. Granet P. e. a. — Nucl. Phys. B, 1978, v. 140, p. 389.
204. Whitmore J. — Proc. of the XIX Intern. Conf. on High Energy Physics, Tokyo, 1978, v. A3, p. 63.
205. Diebold R. — Proc. of the XIX Intern. Conf. on High Energy Physics, Tokyo, 1978, p. 666.
206. Drijsard D. e. a. — Nucl. Phys. B, 1979, v. 155, p. 269.
207. Basile M. e. a. — Nuovo cimento A, 1977, v. 39, p. 441.

208. Гришин В. Г. и др. — Ядерная физика, 1975, т. 21, с. 426; 1977, т. 26, с. 131.
209. Дремин И. М. и др. — Ядерная физика, 1978, т. 28, с. 782.
210. Cerný V., Lichard P., Pisut J. — Phys. Rev. D, 1978, v. 18, p. 4052.
211. Jacob M. Proc. of the Intern. Conf. on High Energy Physics, Geneva, 1979, p. 471.
212. Nikitin V. A. — Proc. of the Intern. Conf. on High Energy Physics, Geneva, 1979, p. 547.
213. Brandelik R. — Phys. Lett. B, 1980, v. 89, p. 418.
214. Ван-Хов Л. — Успехи физ. наук, 1978, т. 124, с. 509; Bjorken J. D. — Phys. Rev. D, 1973, v. 8, p. 4078.
215. Левин Е. М., Рыскин М. Г. — В кн.: Материалы X зимней школы ЛИАФ, Л., 1975, с. 46; в кн.: Материалы XI зимней школы ЛИАФ, Л., 1976, с. 267; в кн.: Материалы XII зимней школы ЛИАФ, Л., 1977, с. 93.
216. Гришин В. Г. — ЭЧАЯ, 1976, т. 7, с. 595.
217. Ellis S. D., Stroynowski R. — Rev. Mod. Phys., 1977, v. 49, p. 753; Jacob M., Landshoff P. V. — Phys. Repts, 1978, v. 48, p. 286.
218. Della Negra M. — Proc. of the European Conf. on Particle Physics, Budapest, 1977, p. 247.
219. Sosnowski R. — Proc. of the XVIII Intern. Conf. on High Energy Physics, Tbilisi, 1976, p. A4-3.
220. Sosnowski R. — Proc. of the XIX Intern. Conf. on High Energy Physics, Tokyo, 1978, p. 693.
221. Matveev V. A. — Proc. of the XIX Intern. Conf. on High Energy Physics, Tokyo, 1978, p. 224; Matveev V. A. e. a. Preprint JINR № E-2-11580, Dubna, 1978.
222. Alper B. e. a. — Phys. Lett. B, 1973, v. 44, p. 521; Nucl. Phys. B, 1975, v. 100, p. 237; 1976, v. 114, p. 1.
223. Della Negra M. e. a. — Nucl. Phys. B, 1977, v. 127, p. 1.
224. Busser F. W. e. a. — Nucl. Phys. B, 1976, v. 106, p. 1.
225. Albrow M. G. e. a. — Nucl. Phys. B, 1978, v. 145, p. 305; Darriulat P. e. a. — Nucl. Phys. B, 1976, v. 107, p. 429.
226. Antreasyan D. e. a. — Phys. Rev. Lett., 1977, v. 38, p. 112; v. 38, p. 115; Phys. Rev. D, 1979, v. 19, p. 764.
227. Donaldson G. e. a. — Phys. Rev. Lett., 1976, v. 36, p. 1110; 1978, v. 40, p. 917.
228. Bromberg C. e. a. — Phys. Rev. Lett., 1979, v. 43, p. 561.
229. Bromberg C. e. a. — Phys. Rev. Lett., 1977, v. 38, p. 1447; Nucl. Phys. B, 1978, v. 134, p. 189; Phys. Rev. Lett., 1979, v. 42, p. 1202.
230. Bromberg C. e. a. — Phys. Rev. Lett., 1979, v. 43, p. 565.
231. Feynman R. P. e. a. — Phys. Rev. D, 1978, v. 18, p. 3320.
232. Barber D. P. e. a. — Phys. Rev. Lett., 1979, v. 43, p. 830, 901; Phys. Lett. B, 1979, v. 85, p. 463.
233. Clark A. G. e. a. — Phys. Lett. B, 1978, v. 74, p. 267.
234. Angelis A. L. S. e. a. — Phys. Lett. B, 1978, v. 79, p. 505.
235. Kourkoumelis C. e. a. — Phys. Lett. B, 1979, v. 84, p. 271, 277.
236. Докшицер Ю. Л. и др. В кн.: Материалы XIX зимней школы ЛИАФ, Л., 1979, с. 27-108; в кн.: Материалы XIII зимней школы ЛИАФ, Л. 1978, с. 3; Захаров В. И. и др. — Успехи физ. наук, 1975, 117, с. 228.
237. Kluge E. E. — Phys. Scripta, 1979, v. 19, p. 109.
238. Clark e. a. — Phys. Scripta, 1979, v. 19, p. 79.
239. De Rujula A. e. a. — Nucl. Phys. B, 1978, v. 138, p. 387.
240. Corcoran M. D. e. a. — Phys. Rev. Lett., 1978, v. 41, p. 9.
241. Erwin A. R. — Phys. Scripta, 1979, v. 19, p. 95.
242. Kaplan D. M. e. a. — Phys. Rev. Lett., 1978, v. 40, p. 435.
243. Angelis A. L. S. e. a. — Phys. Scripta, 1979, v. 19, p. 116.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	3
Введение	7
Глава 1. Инклюзивное описание процессов множественного рождения частиц	10
1.1. Эксклюзивное и инклюзивное описание многочастичных реакций	10
1.2. Нормировка инклюзивных сечений, корреляционные функции	12
1.3. Инклюзивные правила сумм	14
1.4. Системы отсчета и ускорители	15
1.5. Кинематические переменные	20
Глава 2. Полные сечения взаимодействия и упругое рассеяние адронов	27
2.1. Измерение полных сечений на обычных ускорителях	28
2.2. Измерение упругого рассеяния адронов	29
2.3. Методика измерений полных и дифференциальных сечений на ускорителях со встречными пучками	35
2.4. Энергетическая зависимость полных сечений и $f_n(s, 0)$	38
2.5. Упругое и неупругое взаимодействия адронов	48
Глава 3. Множественность вторичных частиц	56
3.1. Методика	57
3.2. Топологические сечения и множественность вторичных частиц	63
3.3. Средние множественности	66
3.4. Скейлинг по множественности и моменты	69
3.5. Корреляции по множественности	73
3.6. Двухкомпонентная картина адронных взаимодействий	77
Глава 4. Одночастотные инклюзивные процессы $ab \rightarrow cX$	82
4.1. Модели и гипотезы	83
4.2. Закономерности подхода к скейлингу. Обобщенная оптическая теорема	92
4.3. Полные инклюзивные сечения	98
4.4. Центральная область	100
4.5. Фрагментационные процессы	108
4.6. Распределение вторичных частиц по поперечному импульсу ($p_{\perp} \leq 1$ ГэВ)	112
Глава 5. Двухчастичные инклюзивные и полунклюзивные процессы	123
5.1. Определения и модели	123
5.2. Корреляции по быстрой	129
5.3. Азимутальные корреляции	134
5.4. Интерференция тождественных частиц и размеры области их излучения	136
5.5. Корреляции частиц в адрон-ядерных взаимодействиях	146
Глава 6. Основы кварк-партоного описания инклюзивных процессов	152
6.1. Структура адронов	152
6.2. Кварки и адроны (симметрия кварковой модели)	154
6.3. Аддитивная кварковая модель (АКМ)	157
6.4. Кварк-партоная модель взаимодействий частиц при высоких энергиях	168

Глава 7. Образование резонансов и поиск тяжелых кластеров	177
7.1. Методика выделения резонансов во множественных процессах при высоких энергиях	178
7.2. Сечения образования резонансов и кварковая структура адронов	183
7.3. Импульсные распределения резонансов	189
7.4. Поиск тяжелых кластеров (файрболов)	193
Глава 8. Процессы образования частиц и струй адронов с большими поперечными импульсами (жесткие соударения адронов)	199
8.1. Одночастичные инклюзивные процессы	201
8.2. Корреляции	207
8.3. Струи частиц в жестких соударениях адронов при высоких энергиях	214
8.4. Основные результаты и партоная схема сильных взаимодействий	231
Заключение	235
Список литературы	239

ГРИШИН ВАЛЕНТИН ГРИГОРЬЕВИЧ

ИНКЛЮЗИВНЫЕ ПРОЦЕССЫ В АДРОННЫХ
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Редактор Л. В. Белова
Переплет художника Ю. С. Шлепера
Технический редактор А. С. Давыдова
Корректор Г. А. Полонская

ИБ № 868

Сдано в набор 17.04.82 Подписано в печать 03.09.82
Г-18222 Формат 60×90^{1/16} Бумага тип. № 2 Печать высокая
Усл. печ. л. 15,5 Усл. кр. отт. 15,5 Уч.-изд. л. 16,73 Тираж 670 экз.
Заказ 101 Цена 3 р. 10 к.

Энергоиздат, 113114, Москва, М-114, Шлюзовая наб., 10

Ордена Октябрьской Революции и ордена Трудового Красного Знамени Первая Образцовая типография имени А. А. Жданова Союзполиграфпрома при Государственном комитете СССР по делам издательства, полиграфии и книжной торговли, Москва, М-54, Валовая, 28