

ПРОБЛЕМА КЛАСТЕРОВ В ФИЗИКЕ ЧАСТИЦ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

И. М. Дремин, Е. Л. Фейнберг

Физический институт им. П. Н. Лебедева АН СССР, Москва

Процессы множественного рождения частиц при высоких энергиях рассматриваются как двухстадийные процессы с образованием сгустков ядерной материи — кластеров (первый этап), распадающихся на конечные адроны (второй этап). Изложены основные методы анализа таких процессов. Показано, что помимо резонансов должны образовываться и кластеры с большей массой. Рассмотрена теоретическая схема с генерацией кластеров, обладающих широким спектром масс. Обсуждается физическая природа кластеров.

Multiple production processes at high energies are treated as a two-step process with formation, at the first stage, of bulks of a nuclear matter i.e. of clusters decaying into the secondary hadrons. Main methods of analysis of such processes are reviewed. It is shown that besides the well-known resonances the clusters widely spread in masses should appear. The theoretical scheme incorporating heavy cluster production is considered. The possible physical origin of clusters is discussed.

ВВЕДЕНИЕ

Проблема кластеров в адрон-адронных соударениях* была поставлена в теоретическом плане термодинамическими моделями Гейзенберга [1], Ферми [2], И. Я. Померанчука [3] и Л. Д. Ландау [4] (1936—1953 гг.), а в экспериментальном — утверждениями, что при энергии $\sqrt{s} \sim 20\text{—}100$ ГэВ** в *типичных* соударениях нуклонов (при множественности генерации порядка или больше средней, $n \gtrsim \langle n \rangle$) рождение новых адронов происходит через промежуточную стадию формирования одного или двух сгустков ядерной материи, затем распадающихся на адроны (космические лучи — Менсович с сотрудниками [5], Ниу [6], Коккони [7], 1958 г.; Н. А. Добротин и С. А. Славатинский с сотрудниками [8], 1960 г.).

* Мы не будем рассматривать проблему кластеров в адрон-ядерных соударениях.

** \sqrt{s} — совокупная энергия соударяющихся частиц в системе центра инерции (СЦИ); при соударении двух нуклонов массы m_N каждый: $s \approx \approx 2m_N E_{\text{лаб}}$, где $E_{\text{лаб}}$ — энергия налетающего нуклона в лабораторной системе.

Перечисленные теоретические модели страдали общим недостатком — рассматривались «центральные» соударения нуклонов, когда начальные частицы входят на равных правах с конечными частицами в общую термодинамическую систему (это, согласно современной терминологии, означало бы отказ от асимптотической свободы, что и осознавалось, например, Л. Д. Ландау [9]). Но уже тогда было ясно (из экспериментов в космических лучах [10]), что по крайней мере преобладают «периферические» соударения (а, может быть, непериферических и совсем нет). Попытки учесть периферичность в рамках тех же квазиклассических моделей были предприняты Ферми [1] и Гейзенбергом [12], однако при этом нарушалось либо релятивистское условие конечности скорости распространения взаимодействия [11], либо соотношение неопределенностей для времени и энергии [12]. Это было отмечено в [13]; там же было предложено рассматривать множественную генерацию как распад термодинамических подсистем, образованных при периферическом соударении в результате квантового процесса (обмен пионом и т. п.; «периферически-термодинамический» или «статистически-периферический» процесс). Такой модификации термодинамических моделей мы и будем придерживаться в дальнейшем. По существу, она реализуется в мультипериферических схемах с участием кластеров (если распад этих кластеров трактуется термодинамически). В настоящее время в концепции кластеров следует различать ряд этапов или элементов.

1. Утверждение, что множественная генерация адронов происходит в две стадии. Сначала при соударении первичных частиц возникают промежуточные нестабильные образования (их и будем в самом общем смысле называть кластерами), а затем они распадаются на конечные адроны, причем процессы образования и распада кластеров в основном независимы и могут быть расчленены, быть может даже во времени. (Такое расчленение называют факторизацией; в частности кластеры, возникающие при NN -, πN - или KN -соударениях, являются в основном при пренебрежении эффектом лидирующих частиц одинаковыми.)

2. Промежуточные образования могут быть как адронными резонансами (известными или еще неизвестными), так и нерезонансными адронными объектами особого типа.

Выбор между двумя возможностями (или их объединение) составляет, пожалуй, ядро проблемы. Соответственно этой альтернативе возникает два пути.

3. Если кластеры являются резонансами, то следует считаться с тривиальной возможностью того, что это просто малочастичные резонансы типа ρ - и ω -частиц (первоначальная мультипериферическая модель [14] или ее последующая модификация, учитывающая наравне с ρ -мезонами также и другие легкие мезонные резонансы [15]).

4. Если кластеры — нерезонансные образования, возникают два важных вопроса:

а) Что это за объекты? Есть ли для них, например, место в квантовой теории поля?

б) Как происходит их распад на конечные адроны — термодинамически, каскадно (древopodobные диаграммы, как в статистическом бутстрапе [16]) или как-либо еще?

Предваряя последующее изложение, мы хотели бы сформулировать наше представление о том, какие ответы на перечисленные пункты кажутся в настоящее время наиболее правдоподобными (если иметь в виду соударения не особенно малой множественности, $n \gg 1$, $n \gg \langle n \rangle$).

1. Процесс генерации действительно является двустадийным. Кластеризация, действительно, имеет место. В такой форме этот тезис, по-видимому, является общепринятым.

2. Если энергия соударения достаточно велика (и соответствующий фазовый объем не очень мал), то на первой стадии образуются малочастичные резонансы (ρ , ω , . . .) и тяжелые (масса $M_{\text{тб}} \sim 2 \div 3$ ГэВ) кластеры, которые (чтобы отличать от термина «кластеры», относящегося к любым промежуточным образованиям) будем называть фэйрболами. Весьма вероятно, что это нерезонансные объекты, но не исключено, что речь идет о наложении многих, еще неизвестных, широких тяжелых резонансов. Уже при $\sqrt{s} \sim 10$ ГэВ их роль очень значительна, а затем возрастает еще более. В процессах с $\langle n \rangle \sim 3 \div 4$ искать фэйрболы вряд ли перспективно.

3. Предположение, что за фэйрболы принимается наложение одних только малочастичных резонансов, представляется удовлетворительным только при сравнении с ограниченным кругом экспериментов. При учете всех уже имеющихся данных оно встречается со значительными трудностями и мало правдоподобно.

4а. Фэйрболом может быть любой адрон (т. е. адронный объект с квантовыми числами некоторого стабильного адрона) в состоянии, весьма удаленном от его массовой поверхности (но им может быть и объект, не имеющий определенного спина, и т. п.). Когда пренебрегают возможностью существования такого нерезонансного объекта, то фактически предполагают, что спектральная функция пропагатора в разложении Лемана состоит из одних резонансных максимумов брейт-вингеровского типа и не имеет гладкого фона. Для этого специального предположения нет никаких априорных оснований. Фэйрболом может быть голый или в той или иной мере «полуодетый» адрон, в частности фейнмановский партон.

4б. Предположение о термодинамическом характере распада фэйрбола на конечные адроны дает удивительно хорошее описание конечного состава частиц по массам и их распределений по поперечным импульсам. Возможность перехода динамической системы в термодинамическую с теоретической точки зрения подкрепляется

весомыми аргументами. Однако это не позволяет все же считать такой характер распада доказанным.

Изложенная картина (пункты 2—4) отнюдь не является общепринятой, хотя и находит все большее распространение. Существует, как будет показано ниже, немало работ, авторы которых стремятся доказать, что все процессы исчерпываются рождением обычных легких резонансов. Поэтому в настоящее время центр проблемы сместился именно в область вопроса о существовании и природе фэйрболов, т. е. кластеров, существенно более тяжелых, чем «обычные» легкие резонансы (с массой 0,5—1,3 ГэВ для пионных резонансов и с массой 1—1,2 ГэВ для барионных резонансов).

1. НЕКОТОРЫЕ ОСНОВНЫЕ МЕТОДЫ ВЫЯВЛЕНИЯ КЛАСТЕРИЗАЦИИ ПО ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМ ДАННЫМ

В настоящее время довольно подробно разработаны, продолжают разрабатываться и применяются специальные статистические методы обработки экспериментальных данных, использующие инклюзивные и полуйнклюзивные распределения. Полуинклюзивный подход характеризуется, например, тем, что рассматривают события только данной множественности n_{ch} («топологические» коэффициенты корреляции и т. п.). Прежде всего изучают парные (но также и тройные) коэффициенты корреляции (или их определенные комбинации), как функции быстрот частиц и азимутальных углов их импульсов для разных комбинаций зарядов; рассматривают распределение и корреляцию быстротных интервалов между «соседними» и «несоседними» частицами, корреляцию полных электрических зарядов по обе стороны от некоторых точек на оси быстрот («поток электрического заряда вдоль оси быстрот» и его корреляционные функции) и т. п. Целью является установление размеров кластеров, т. е. числа (релятивистских) частиц K или числа заряженных (релятивистских) частиц K_{ch} , возникающих при распаде одного кластера и тем самым среднего числа кластеров $\langle n_c \rangle$ в одном событии. Делаются попытки определить также массу M , электрический заряд Q и даже спин кластера. Отметим сразу и другие обозначения упомянутых величин, предложенные в [17] и все более используемые. Величины, относящиеся к кластеру в целом, обозначаются одной чертой над символом, а характеризующие продукты одного кластера — двумя:

$$\left. \begin{aligned} n_c &\equiv \overline{\overline{n}} - \text{число кластеров в событии;} \\ K &\equiv \overline{\overline{n}}, \quad K_{ch} \equiv \overline{\overline{n}}_{ch} - \text{число частиц в кластере и т. п.} \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Более ста работ посвящены такому детальному исследованию. При этом многие авторы не хотят предпрещать вопрос о существо-

вании реального распадающегося объекта и предпочитают говорить о кластерной интерпретации экспериментов, как об удобной и исключительно «экономной» параметризации экспериментальных данных. Поскольку главным экспериментальным основанием для идеи кластеризации является наличие сильной парной корреляции при малых быстротных интервалах между частицами пары, часто говорят о непосредственно наблюдаемом явлении «упорядоченности на малых расстояниях» — Short Range Ordering (SRO), предпочитая эту феноменологическую терминологию конкретной модели. Но при этом (все равно) неизменно оглядываются на кластерную модель, сравнивают результат с модельными расчетами и констатируют, что результаты согласуются с той или иной физической моделью кластеров.

Процесс поиска подобных эффектов SRO или (в модельном представлении) кластеризации в последнее время ведут также в терминах «локальной компенсации» (Local Compensation) различных физических величин, например электрического заряда или поперечного импульса. При этом изучаются статистические характеристики так называемых «зон» [18]. Под ними понимается следующее.

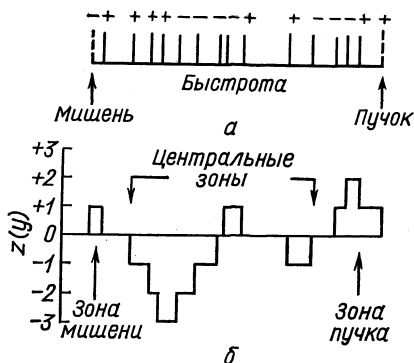


Рис. 1. Типичное неупругое событие при высокой энергии (а) и изображение его на «зонной» диаграмме (б): частицы отмечены черточками на шкале быстрот; сверху указаны их заряды; счет заряда идет справа налево

Продвигаясь по оси быстрот, например справа налево, будем откладывать по ординате суммарный электрический заряд, остающийся справа от данной абсциссы y . Получится гистограмма, как на рис. 1. Длина каждой малой области, в которой отклонение имеет определенный знак, называется длиной зоны, а ее середина — центром зоны. Очевидно, что наличие многих таких зон демонстрирует взаимную компенсацию исследуемой физической величины (в данном случае — заряда) в пределах интервала быстрот порядка длины зоны, оно является лишь другим выражением явления ближней корреляции (SRO) и соответствует модели кластеров с малым, часто нулевым, значением заряда. Однако, хотя детальное изучение и дает определенное указание на эффект локальной компенсации, отличие от вполне случайного распределения зарядов частиц по y относительно невелико при изучаемых энергиях ($E_{\text{лаб}} = 100 \div 400$ ГэВ) и количественные выводы о свойствах кластера сильно зависят от избираемой его модели.

Очевидно, что наличие многих таких зон демонстрирует взаимную компенсацию исследуемой физической величины (в данном случае — заряда) в пределах интервала быстрот порядка длины зоны, оно является лишь другим выражением явления ближней корреляции (SRO) и соответствует модели кластеров с малым, часто нулевым, значением заряда. Однако, хотя детальное изучение и дает определенное указание на эффект локальной компенсации, отличие от вполне случайного распределения зарядов частиц по y относительно невелико при изучаемых энергиях ($E_{\text{лаб}} = 100 \div 400$ ГэВ) и количественные выводы о свойствах кластера сильно зависят от избираемой его модели.

Значительное число работ посвящено и локальной компенсации поперечного импульса. Надо заметить, что эти характеристики процесса множественного рождения весьма общи и могут быть воспроизведены в ряде динамических моделей процесса, а потому, взятые сами по себе, вряд ли могут служить критическим тестом конкретной модели. В частности, они не противоречат модели независимого испускания кластеров и, более того, дают сведения, например, о возможном обмене зарядом между кластерами (см. ниже).

В дальнейшем мы остановимся на более определенных критериях кластеризации частиц. В целях простоты изложения вначале будем интерпретировать полученные результаты в рамках упрощенной модели независимого испускания кластеров, несмотря на возникающие возражения о возможной корреляции кластеров и об асимптотическом характере модели (законы сохранения!).

В рассматриваемом случае это допустимо, поскольку получающиеся качественные результаты можно проверить и подтвердить в рамках количественной динамической модели, учитывающей полностью как законы сохранения, так и мультипериферический характер испускания кластеров (см. разд. 5).

Методы выявления кластеров далеко ушли от первоначальных приемов, приведших к утверждению о существовании фэйрболов в космическом излучении [5—8]. Ранее просто анализировали группировки заряженных частиц на шкале (псевдо)быстрот в отдельных событиях, причем обычно специально отбирали события большой множественности (число заряженных релятивистских частиц $n_{ch} \geq 5$), так что речь могла идти только об отборе сравнительно тяжелых кластеров. Соответственно все делалось только при сверхвысокой энергии ($\sqrt{s} \geq 100$ ГэВ), когда можно было ожидать, что такие кластеры генерируются со значительной вероятностью и в существенной доле событий они достаточно раздвинуты по шкале быстрот.

Новые статистические методы гораздо более точны также и по сравнению со все еще применяемым простым построением распределений пар частиц по совокупной массе пары, когда, например, выявляют слабый максимум в области массы ρ -мезона, m_ρ , и по нему пытаются судить о доле частиц, происходящих от распада ρ -мезонов, и т. п. (как будет показано ниже, этот метод сам по себе неоднозначен).

Необходимость более точного подхода связана с тем, что экспериментальный материал в достаточных деталях известен лишь для современной ускорительной, т. е. совершенно недостаточной энергии, $\sqrt{s} \leq 60$ ГэВ, когда число генерированных заряженных (в большинстве случаев регистрируются именно они) частиц $\langle n_{ch} \rangle$ (и тем более число частиц данного знака заряда,

например $\langle n^- \rangle$) очень невелико ($\langle n_{ch} \rangle \lesssim 10$), так что тяжелые кластеры не могут быть многочисленны.

При интерпретации экспериментальных результатов (явно или неявно) зачастую предполагают, что речь идет о некоем едином механизме кластеризации, так что характеристики кластеров достаточно узко распределены вокруг их некоторых средних или наиболее вероятных значений, т. е. что вся генерация происходит через кластеры какого-то одного типа. Иногда для упрощения расчетов считают, что все кластеры вообще тождественны. Грубость этих предположений очевидна. В действительности могут рождаться как тяжелые нерезонансные кластеры, так и (непосредственно) малочастичные резонансы (соответствующая, детально разработанная и хорошо описывающая инклюзивные и полуинклюзивные данные модель существует [19], см. разд. 5). Конечно, на современном этапе исследований подобное огрубление допустимо, однако о его опасности нельзя забывать. Оно часто ведет к непониманию существа процесса; этому вопросу посвящен разд. 5.

При анализе экспериментальных данных учитываем прежде всего три важнейших обстоятельства.

1. Если некоторый объект распадается изотропно в своей системе на K ($\equiv \bar{n}$) частиц, то независимо от числа продуктов их распределение dN/dy по y прекрасно аппроксимируется гауссовой кривой:

$$G(y - y_c) \equiv \frac{dN(y)}{dy} = \frac{K}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp \left[-\frac{(y - y_c)^2}{2\sigma^2} \right], \quad \sigma \approx 0,7 - 0,8, \quad (2)$$

где y_c — быстрота кластера до распада. Таким образом, на оси y продукты одного кластера покрывают область

$$\delta y \sim 2\sigma \sim 1 \div 2 \left(2 \langle |y| \rangle = 2\sqrt{2/\pi\sigma} \approx 1,3 \right)^*. \quad (3)$$

2. Полная ширина области, реально занимаемой всеми генерированными частицами, для исследований на современных ускорителях до сих пор ($\sqrt{s} \lesssim 60$ ГэВ) составляет только (рис. 2)

$$Dy \lesssim 3 \div 4. \quad 128 \quad (4)$$

Действительно, квазиplateau имеет ширину $D_{quasipl} \lesssim 3$, а кривая $dn/d\eta$ спадает до половины высоты квазиplateau в точках, расстояние между которыми равно $D_{1/2} \lesssim 4$ (заметим, что псевдобыстрота $\eta = -\ln \operatorname{tg} \bar{\theta} \approx y$ при $\bar{p}_\perp \sim \langle \bar{p}_\perp \rangle$ и $y \gtrsim 0,5 - 1$). Все это

* Это верно во всяком случае, если близок к единице дополнительный фактор $\exp(-m^2 \operatorname{sh}^2 y / \langle p_T^2 \rangle)$, что хорошо соблюдается для пионов даже для y ($\equiv |y - y_c|$) ≈ 1 , но при выборе $\sigma \approx 0,7$ справедливо вплоть до $y = 2$ (см. рис. 9 в [20]).

имеет место, хотя кинематически разрешенная область гораздо шире, $2Y \approx 8$.

Таким образом, продукты одного только кластера покрывают половину всего наблюдаемого интервала быстрот *. Изучая инклюзивные распределения и допуская, что кластеры малы ($K \ll \langle n \rangle$), а число их соответственно значительно, мы неизбежно имеем дело с ситуацией, в которой продукты разных кластеров перекрываются на оси y (это значит, что некоторые продукты из разных кластеров

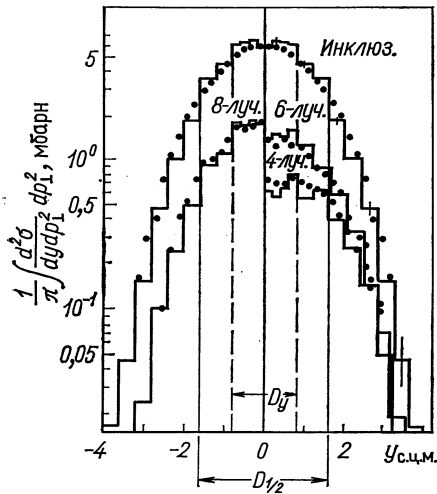
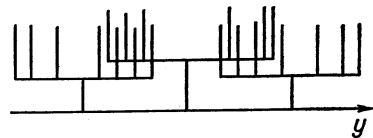


Рис. 2. Инклюзивные и полуинклюзивные спектры π -мезонов в pp -взаимодействиях при энергии 69 ГэВ: вертикальные линии указывают область квазиплато и полуширину распределения

Рис. 3. Схематическое изображение перекрывания продуктов распада кластеров по шкале быстрот



летят навстречу друг другу с очень малой относительной скоростью); тем не менее пренебрегают взаимодействием продуктов разных кластеров между собой, что, конечно, очень плохо [21], но так делают во многих широко распространенных теоретических схемах (рис. 3).

3. Существует, по крайней мере, два разных механизма генерации: дифракционная диссоциация и основной механизм множественной генерации — пионизация, кластерная структура которой и есть первоочередной объект исследования. Их продукты (по крайней мере, при доступных энергиях ускорителей) в инклюзивных распределениях по y не разделяются. Между тем, например, в полном коэффициенте двухчастичной корреляции по быстротам, $C_2(y_1, y_2)$, свойственные им порознь коэффициенты кор-

* Заметим, что если распад неизотропен, то δy может быть еще больше. Так, при распаде ρ -мезона, поляризованного строго вдоль продольной оси, быстрое расстояние между двумя конечными пионами равно

$$\delta y \approx 2 \ln (2\varepsilon_\pi / m_\pi) \approx 2 \ln [2 (m_\rho / 2) / m_\pi] = 3,35.$$

реляции C_2^{dd} и C_2^{p} смешиваются весьма причудливо. Так, интегралы f_2 , f_2^{p} и f_2^{dd} от этих функций по всем y_1 и y_2 (см. ниже) связаны соотношением [22]

$$f_2 = c f_2^{\text{dd}} + (1 - c) f_2^{\text{p}} + c(1 - c)(\langle n^{\text{dd}} \rangle - \langle n^{\text{p}} \rangle)^2, \quad (5)$$

где c — относительная вероятность процесса dd, а n^{dd} и n^{p} — соответствующие множественности. Очевидно, что даже при небольшом c , поскольку $\langle n^{\text{p}} \rangle \gg \langle n^{\text{dd}} \rangle$, плохое разрешение двух компонент может приводить к существенному отличию непосредственно измеряемой величины C_2 от интересующей нас C_2^{p} . Но и в пределах самой пионизации возможно наличие двух механизмов, например: тяжелых резонансных кластеров и малочастичных (ρ, ω) резонансов. Оно тоже приведет к смешению коэффициентов корреляции типа (5). Это объясняет, в частности, почему в модели [19], допускающей оба типа кластеров, даже при невысоких энергиях ($E_{\text{лаб}} \sim 40 \div 70$ ГэВ), несмотря на малость сечения генерации тяжелых кластеров [мал коэффициент, аналогичный c в (5)], они существенно влияют на коэффициент корреляции.

Таким образом, выявлять кластеры очень трудно. При анализе обычно используют правдоподобное предположение, что испускание разных кластеров слабо коррелировано и тем более должна быть слаба корреляция продуктов распада разных кластеров. Однако это предположение справедливо лишь в известной мере (см. ниже).

Рассмотрим некоторые основные методы.

1. Самая простая характеристика корреляционных свойств — парный коэффициент корреляции по быстротам:

$$C_2(y_1, y_2) = d^2\sigma(y_1, y_2)/\sigma_{\text{in}} dy_1 dy_2 - (d\sigma(y_1)/\sigma_{\text{in}} dy_1)(d\sigma(y_2)/\sigma_{\text{in}} dy_2) \quad (6)$$

($d\sigma(y)/dy$ и $d^2\sigma/dy_1 dy_2$ — соответствующие инклюзивные сечения).

Ожидаемая общая картина поведения C_2 ясна. Пока $|y_1 - y_2| \ll \ll \delta y$ есть вероятность, что обе частицы окажутся принадлежащими одному кластеру. Здесь корреляция может иметь место, поскольку импульсы частиц из одного кластера должны (в его системе покоя) взаимно компенсироваться. В случае достаточно массивных кластеров на это можно рассчитывать даже, если отбираются частицы определенных знаков заряда, например изучается C_2^- и т. п. Действительно, если распад кластера происходит изотропно с быстротным распределением (2), то, как можно убедиться, для этих продуктов

$$\bar{C}_2(y_1, y_2) \sim \exp[-(y_1 - y_2)^2/4\sigma^2] \quad (7)$$

и среднее в пределах кластера есть

$$\langle |y_1 - y_2| \rangle = (2\sqrt{\pi})\sigma \approx 0,8 \div 0,9. \quad (7a)$$

При $|y_1 - y_2| \gg \delta y$ C_2 должно быть мало, если взаимные импульсы удаленных кластеров слабо коррелированы, что по ряду соображений кажется правдоподобным. Между тем, если бы все конечные частицы испускались независимо, то всюду имели бы $C_2 \equiv 0$. Более того, даже если они происходят от распада *независимо испускаемых* ρ -мезонов, а мы регистрируем частицы только определенных знаков заряда, то $C_2^{++} = C_2^{--} \equiv 0$.

Чтобы уменьшить при pp -соударении влияние лидирующих частиц, часто предпочитают брать корреляцию отрицательно заряженных частиц C_2^- . Далее, вместо C_2 часто используют величину

$$R_2(y_1, y_2) = C_2(y_1, y_2) / \left(\frac{d\sigma}{\sigma_{\text{in}} dy_1} \frac{d\sigma}{\sigma_{\text{in}} dy_2} \right) = \frac{\sigma_{\text{in}} d^2\sigma / dy_1 dy_2}{(d\sigma / dy_1) (d\sigma / dy_2)} - 1.$$

Опыт дает, что C_2 не только не равно нулю, но, наоборот, неожиданно велико: $R_2^{\text{ch ch}}(0) \approx 0,6$ и $R_2^{--}(0) \approx 0,3 \div 0,4$ (рис. 4). Уже один этот факт показывает, что кластерами не могут быть одни лишь ρ -мезоны. Конечно, даже в мультипериферической модели [14], предполагающей испускание одних ρ -мезонов, существует их взаимная корреляция [23], однако она имеет обратный знак: частицы «фeyнмановского газа» [24] отталкиваются и, более того, при $\Delta y = 0$ имеется провал (а не максимум) у функции R [23].

При учете испускания многих ρ -лестниц [23] можно получить лишь не зависящую от Δy постоянную положительную составляющую в функции R . Для объяснения пика при малых Δy приходится прибегать к многокомпонентному описанию в рамках такой модели, вводя с разными весами обмена различными изоспинами [23], учитывая эффекты тождественности частиц при одинаковых зарядах или возможность рождения в одном резонансе при разных зарядах. В то же время в рамках кластерной гипотезы описание пика при малых Δy носит единый характер. Более того, и при $|y_1 - y_2| > \delta y$ (3), как оказывается, C_2 не исчезает. Хотя $|C_2|$ здесь и меньше, чем $C_2(0, 0)$, но все же не очень мало. Это, конечно, вопреки предположению, может быть следствием корреляции в испускании самих кластеров. Такая корреляция неизбежно существует в силу ограничений, налагаемых законами сохранения энергии и импульса для процесса в целом. Она довольно значительна при современных ускорительных энергиях, поскольку и число кластеров на событие еще сравнительно мало, и кинематические границы по y еще близки к основной области быстрот, заполненной частицами. Можно ожидать, что с ростом s этот эффект должен ослабляться. Подобное же, но еще более сильное, влияние оказывает дифракционная диссоциация и ее перекрестное действие с пионизацией [см. (5)]. При соответствующем отборе событий с ослаблением вклада дифракционной

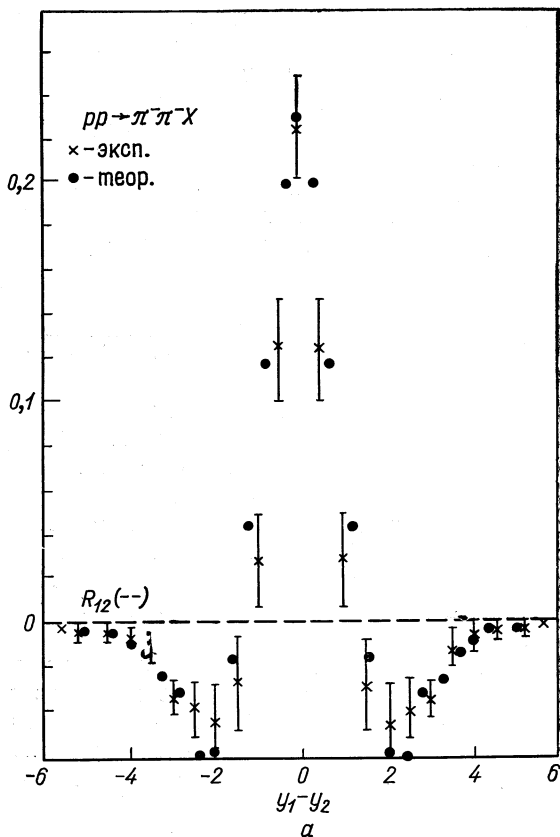


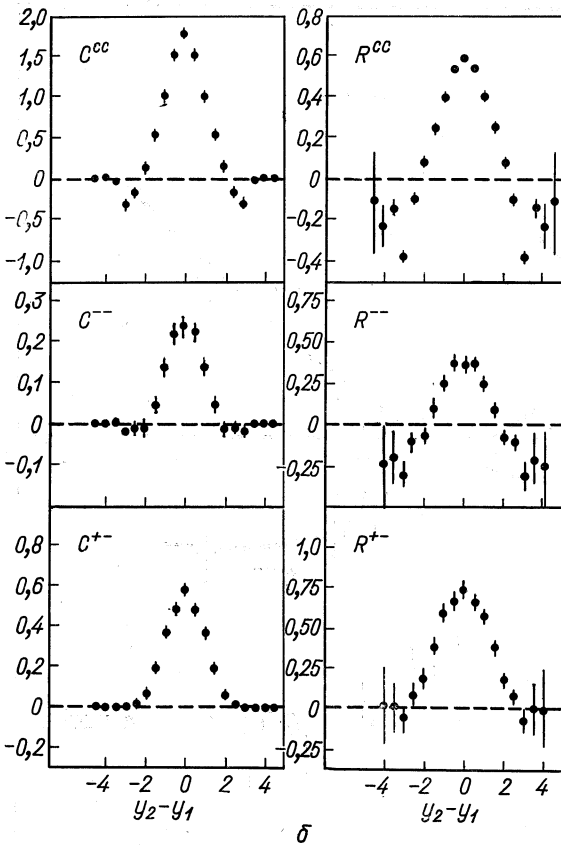
Рис. 4. Двухчастичные корреляции пионов по быст

диссоциации эта корреляция убывает, а роль ближней корреляции действительно выступает еще яснее [20].

Характерными величинами помимо C_2 являются также упоминавшиеся уже интегралы от коэффициентов корреляции по y , например:

$$\left. \begin{aligned} f_1(s) &= \int C_1(y) dy \equiv \int \rho_1(y) dy = \langle n \rangle; \\ f_2(s) &= \int C_2(y_1, y_2) dy_1 dy_2 \equiv \langle n(n-1) \rangle - f_1^2; \\ f_3(s) &= \langle n(n-1)(n-2) \rangle - (3f_1 f_2^2 + f_1^3) \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

(ρ_1 — плотность частиц на единичный интервал быстрот). Их иногда называют «мюллеровскими моментами» [20]. Экспериментальная

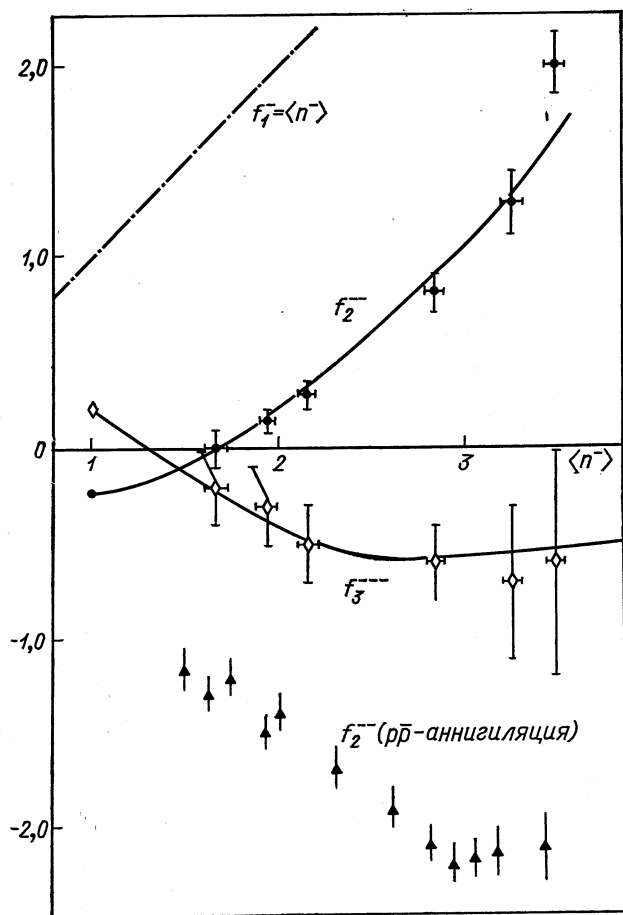


роте ($y_2 = 0$) при энергии 69 ГэВ (а) и 200 ГэВ (б)

зависимость этих интегралов от $\langle n^- \rangle$, следовательно, от s , показана на рис. 5. Видно, что асимптотически f_1 и f_2 становятся параллельными. Это можно рассматривать как показатель и отсутствия корреляции между кластерами, и факторизации генерации, и распада кластеров. Действительно, если эти свойства имеют место, то любое распределение, относящееся к одному кластеру [например, f_n^c , которое в данном случае нужно записать в виде f_n , см (1)], просто усредняется по всем кластерам

$$f_n = \bar{f}_1 \bar{f}_n,$$

причем s входит только в $\bar{f}_1 \equiv \langle n_c \rangle$ [20]. Однако это последнее утверждение верно лишь асимптотически, когда энергия доста-

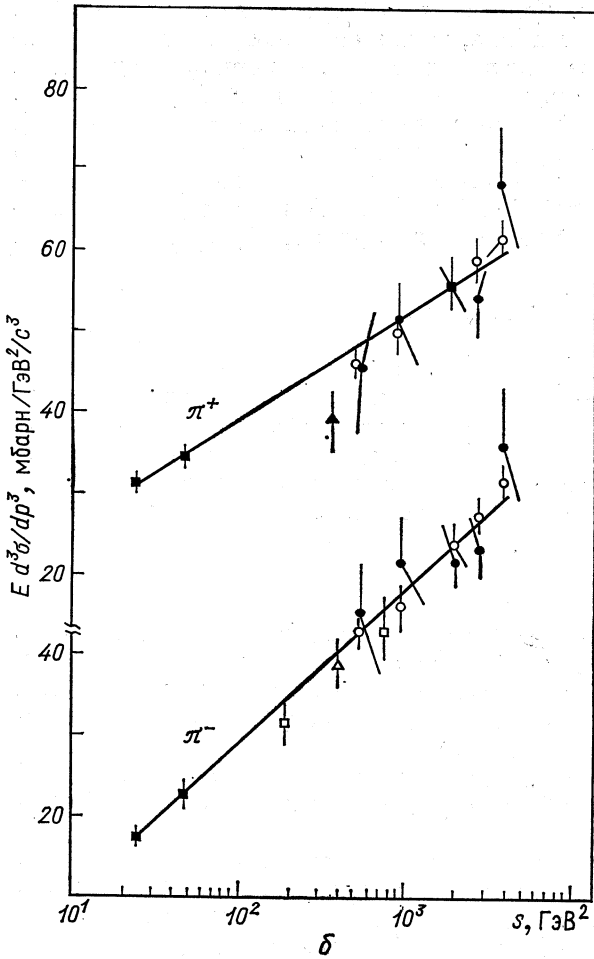


а

Рис. 5. Зависимость мюллеровских моментов от среднего числа π^- -кварков проведены по

точно велика, чтобы все участвующие кластеры доросли до своей «нормальной» средней величины (т. е. чтобы \bar{f}_n не зависело от s). В противном случае действует «пороговый эффект». Он особенно понятен, если существуют тяжелые кластеры с широким спектром масс: по мере роста s генерируются все более тяжелые кластеры*.

* Одним из наиболее ярких проявлений порогового эффекта может служить рост $\rho_1(0) \equiv \frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dy} \Big|_{y=0}$ с увеличением энергии (см. рис. 5, б). Мультипериферические модели с испусканием резонансов не могут объяснить



мезонов (а) и зависимость высоты «плато» [т. е. $\rho_1(0)$] от энергии (б): экспериментальным данным

Поэтому точка поворота (минимум), например кривой f_2^- , является мерой числа частиц в эффективно участвующих кластерах. Тот факт, что f_3^{---} асимптотически непараллельна f_1 и f_2 даже при $n^- \approx 3$, можно истолковать, как показатель того, что в тройные корреляции существенный вклад дают очень тяжелые кластеры

этот рост при энергиях, больших 20 ГэВ, наоборот, они предсказывают спад $\rho(0)$ при увеличении энергии [23]. В то же время в моделях с испусканием фэйрболов с массой до 3 ГэВ этот рост может продолжаться вплоть до $\sqrt{s} \sim \approx 100$ ГэВ, сменяясь крайне слабым спадом при более высоких энергиях.

(подробнее см. разд. 6). Данные для f_2^- при pp -аннигиляции [22], показанные на том же графике, также означают, что при аннигиляции образуются более тяжелые кластеры, чем при pp -соударении.

2. Другой метод — изучение распределения $P(\Delta y)$ интервалов между соседними по быстротам частицами, $\Delta y = |y_{i+1} - y_i|$, в результирующем распределении по y (см. рис. 1 и 3). Можно показать [26], что при независимом испускании кластеров (ICEM — Independent Cluster Emission Model) $P(\Delta y)$ имеет вид, показанный на рис. 6, т. е. в предельных случаях, $\Delta y \ll 1$ и $\Delta y \gg 1$,

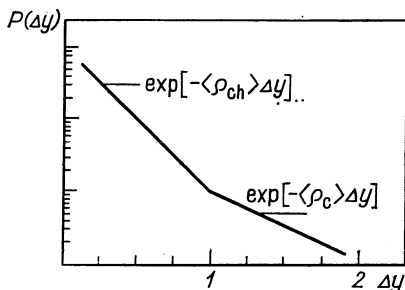


Рис. 6. Схематическое изображение вероятности обнаружить заданное расстояние («щель») на оси быстрот между соседними частицами в данном событии, вычисляемой в модели независимого испускания кластеров

описывается экспоненциальными функциями, где (при учете, например, только заряженных частиц) в экспоненте стоят соответственно средняя плотность полного числа заряженных частиц на оси y (число частиц на единицу быстроты), $\langle\rho_{\text{ч}}\rangle$, и средняя плотность числа кластеров, $\langle\rho_{\text{с}}\rangle$.

Экспериментальные данные действительно обнаруживают такой излом, причем $\langle\rho_{\text{ч}}\rangle \approx 2$, а $\langle\rho_{\text{с}}\rangle \approx 1$. Отсюда можно найти и $\langle K \rangle$, и $\langle n_{\text{с}} \rangle$.

Однако в действительности, поскольку δy и Dy (см. рис. 2) различаются на опыте приблизительно всего в два раза, экспоненты покрывают лишь сравнительно небольшие интервалы значений Δy . При $\Delta y \sim 3$ начинают сказываться (неучтенные нами) законы сохранения. Учет этих законов приводит к опусканию кривой вниз, так что здесь роль кластеров несколько занижена. В результате этот метод недостаточно точен [32] при реальных условиях ускорительного эксперимента (для $\langle K_{\text{ч}} \rangle$ получили значение 2). Быть может, более убедительно о кластеризации свидетельствует обобщение этого метода [27, 28] — метод быстроевых интервалов (RIM — Rapidity Interval Method), в котором рассматривается распределение быстроевых интервалов

$${}^n r_k = |y_{i+k+1} - y_i|, \quad k \leq n-2, \quad (9)$$

между частицами, в быстроевых промежутках между которыми расположено k других частиц, причем отбираются события с дан-

ным числом n_{ch} (рис. 7). Распределения этих величин $P(n_{r_k})$, полученные из данных по соударениям при 200 ГэВ, показаны на рис. 8 и сравнены с ожидаемыми кривыми для независимого испускания пионов и для независимого испускания кластеров (ICEM) с $K_{ch} = 2$, причем были отобраны события с $n_{ch} = 8$ (на оси

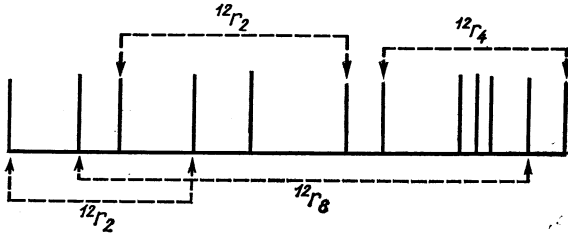


Рис. 7. Примеры определения быстрых интервалов

абсцисс отложены не сами n_{r_k} , а их нормированные значения — они поделены на максимально возможное их значение $Y = 2 \ln(\sqrt{s}/m_N)$ [28]. Очевидно, что кластеризация имеет место. Подобные же распределения построены для других $E_{лаб}$ и $n_{ch}/\langle n_{ch} \rangle$

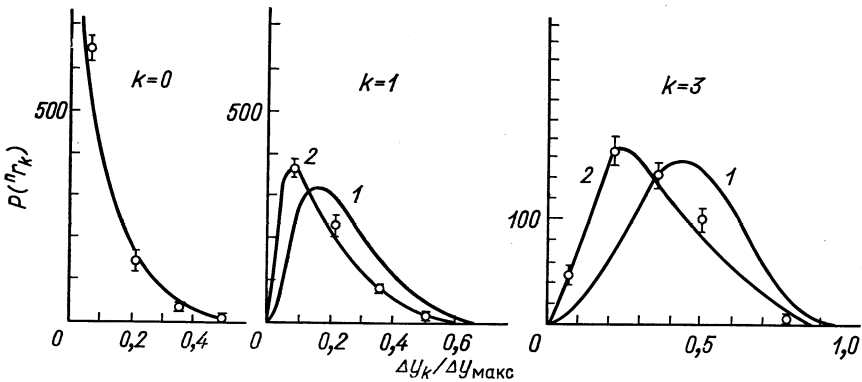


Рис. 8. Распределение вероятности появления заданных быстрых интервалов при $E_{лаб} = 200$ ГэВ, $n_{ch} = 8$:

⊙ — эксперимент; 1 — независимое испускание пионов; 2 — независимое испускание кластеров ($K_{ch} = 2$)

(см., например, [29]); при больших $n_{ch}/\langle n_{ch} \rangle$ максимум сдвигается к меньшим n_{r_k} , а это значит, что лучшее согласие с кривыми получается при бóльших K_{ch} [30].

Развивая подобные методы обработки для полуинклюзивных распределений, а именно, определяя $C_2^{(n_{ch})}(y_1, y_2)$ для заданного

n_{ch} (при том же предположении о независимом испускании кластеров), можно извлекать из эксперимента и значение величины

$$A_{n_{ch}} = \langle K_{ch}(K_{ch} - 1) \rangle / \langle K_{ch} \rangle \quad (10)$$

в событиях с разными n_{ch} [31]. При обработке эксперимента используется формула

$$C_{2}^{n_{ch}}(y_1, y_2) = A_{n_{ch}} \left(\frac{1}{\sigma_n} \frac{d\sigma_n}{dy} \right) G(y_1 - y_2) - \frac{1}{n_{ch}} (1 + A_{n_{ch}}) \left(\frac{1}{\sigma_n} \frac{d\sigma_n}{dy_1} \right) \left(\frac{1}{\sigma_n} \frac{d\sigma_n}{dy_2} \right), \quad (10a)$$

где G определено формулой (2).

Как видно из рис. 9, экспериментальные данные только при не очень больших множественностях допускают еще нереалистичскую интерпретацию кластеров, как одних только трехпионных

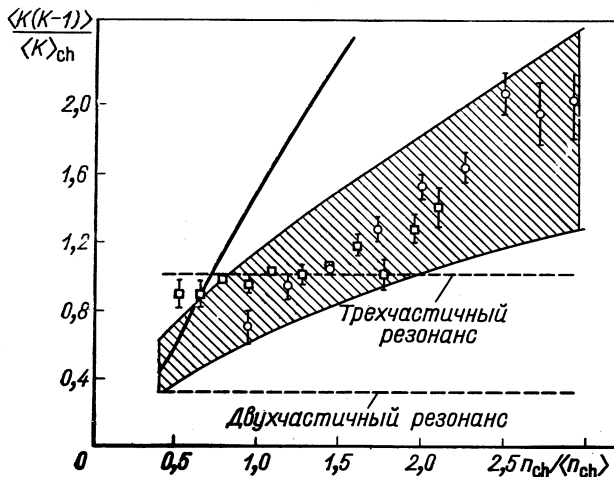


Рис. 9. Зависимость величины $A_{n_{ch}}$ от $n_{ch}/\langle n_{ch} \rangle$:

точки получены путем обработки экспериментальных данных при $\sqrt{s} = 23$ и 63 ГэВ по формуле (10a); заштрихованная полоса — интервал доступных значений $A_{n_{ch}}$ при $E_{лаб} = 40$ и 205 ГэВ, по экспериментальным данным, с меньшей статистикой; кривая — $A_{n_{ch}}$ по формуле (10) в мультикластерной модели

резонансов. При $n_{ch} > (3/2) \langle n_{ch} \rangle$ становится заметным вклад существенно более тяжелых кластеров.

Таким образом, и отсюда возникает свидетельство в пользу того, что кластеры существуют, что они не могут быть сведены к одним только ρ - и f -мезонам ($K_{ch} = 1$) и лишь при не очень больших n_{ch} данный эксперимент не противоречит, например,

чисто ω -, η -, A_1 - и f' -мезонному составу ($K_{ch} = 2 \div 3$). Остается, однако, в принципе возможность чисто B (1235)-мезонного ($B \rightarrow \omega\pi$) и (или) ρ (1700)-мезонного ($\rho \rightarrow 4\pi$) характера кластеров. Конечно, при этом все же нелегко понять, почему генерируются исключительно эти тяжелые мезоны, но не более легкие, от ρ (765) до f (1260). Учет мультипериферического характера процесса и законов сохранения приводит (см. разд. 5) к заключению о том, что сделанные выше выводы на самом деле могут быть усилены, а приведенные оценки размеров кластеров указывают лишь нижние их границы.

3. Новым этапом в исследовании ближних корреляций (SRO) явилось упоминавшееся уже изучение локальной компенсации электрического заряда и вообще зонной структуры быстротных распределений [17, 18]. Отметим прежде всего статистические свойства суммарных зарядов всех частиц, расположенных по разные стороны от данного y . Изучается разность зарядов частиц по разные стороны от точки y , $Q(y)$, ее дисперсия

$$D_2(y) = \langle Q^2(y) \rangle - \langle Q(y) \rangle^2 \quad (11)$$

и вторые моменты распределения

$$D_2(y^A, y^B) = \langle Q(y^A) Q(y^B) \rangle - \langle Q(y^A) \rangle \langle Q(y^B) \rangle \quad (12)$$

[очевидно, $D_2(y) \equiv D_2(y, y)$]. Предполагая, например, нейтральность кластеров и учитывая общую формулу распределения по y продуктов одного кластера (2), можно на эксперименте проверить гипотезу нейтральности (при этом вводится определенным образом поправка на вклад лидирующих частиц). При низких энергиях ($E_{\text{лаб}} = 24$ ГэВ) результат получается, по-видимому, удовлетворительным. Однако при более высокой энергии, как видно из рис. 10 [31, 20], кривые, предсказываемые гипотезой нейтральных кластеров, довольно заметно отходят от экспериментальных точек. Это же можно проверить и иначе. Выше уже говорилось о распределении быстротных зазоров Δy между соседними частицами. Согласно рис. 6, при малых Δy важна лишь полная плотность числа частиц на единичный интервал быстрот ρ_{ch} , но при больших Δy играет роль быстротное распределение самих кластеров: кривая изгибается и вместо $\langle \rho_{ch} \rangle$ в экспоненте стоит плотность числа кластеров. Соответственно этому для выявления заряда кластера исследуют распределение зазоров Δy в полуинклюзивном случае, именно, когда закреплено значение переносимого заряда $Q(y)$. Как видно из рис. 11 [31, 20], при отборе событий с $Q = 0$ и $|Q| = 1$ такой изгиб виден и соответствует изгибу в инклюзивном распределении (см. рис. 6), но при $|Q| \geq 2$ его нет. Это (вместе с рис. 10) интерпретируется, как указание на то, что кластеры, быть может, имеют заряд 0 либо ± 1 , но не 2 или больше. Они, видимо, не могут быть ни только нейтральными, ни только заря-

женными. Полученные пока результаты лучше всего соответствуют предположению об определенном сочетании зарядов 0 и ± 1 , быть может, даже согласующемся с изовекторной их природой. При сравнении с экспериментом детальные модельные расчеты

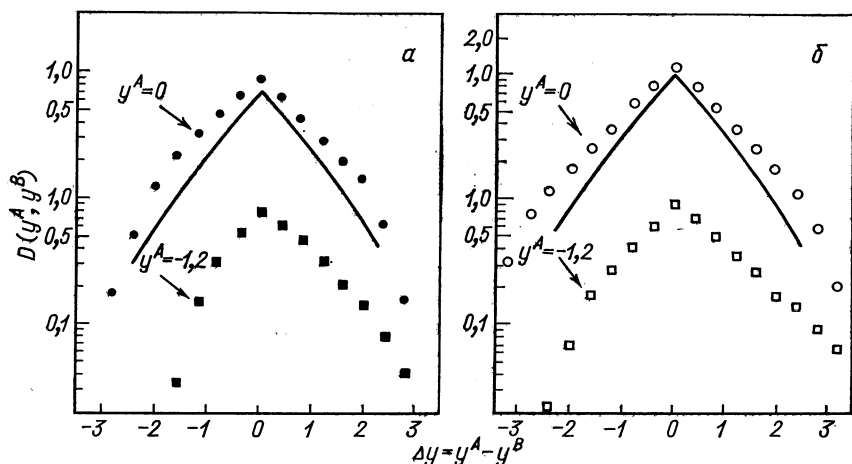


Рис. 10. Второй момент распределения по зарядам при энергиях 102 ГэВ (а) и 400 ГэВ (б):

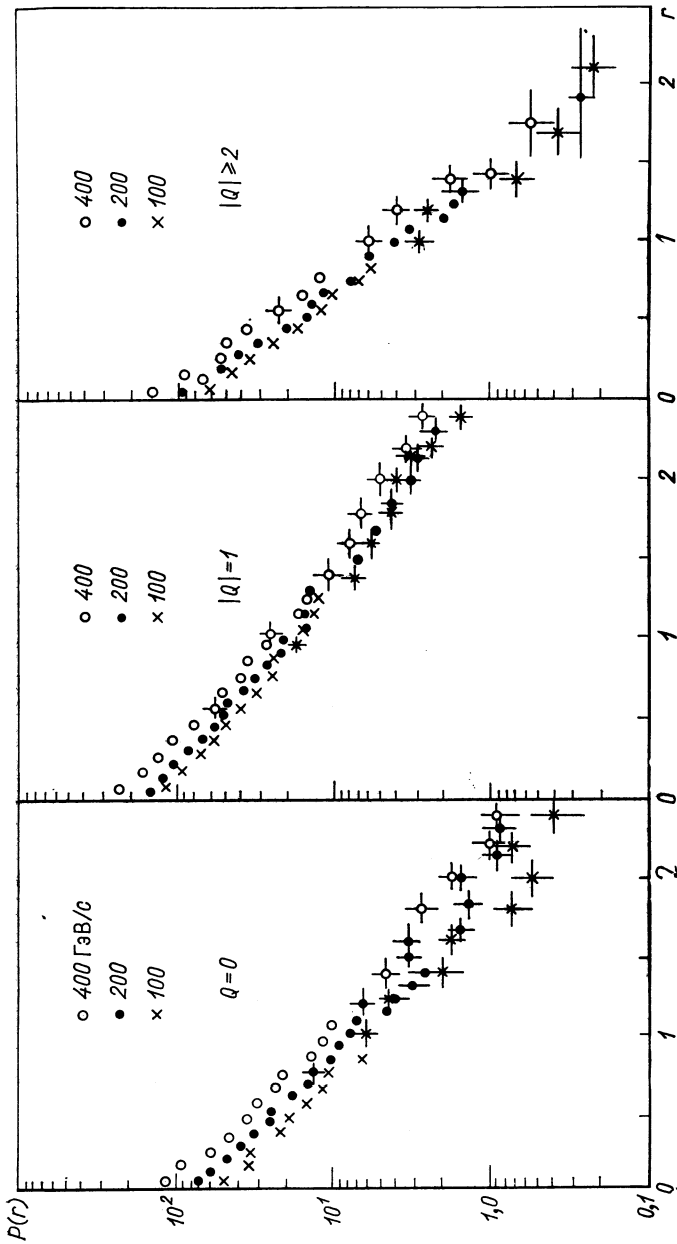
кривые — предсказания модели испускания нейтральных кластеров

[32], например, приводят к заключению, что 50—60% кластеров заряжены и что заряд, передаваемый между соседними кластерами, превышает ± 1 . Однако очевидно, что на рис. 11 эффект выявляется пока как качественное указание.

4. Существование парных быстротных корреляций, как известно, предсказывается и теоремой Канчели — Мюллера в реджевском подходе к множественной генерации [3] (см. также [34, 35]). При этом на достаточном удалении от кинематических пределов (т. е. для области центрального «плато»)

$$C_2(y_1, y_2) \sim \exp[-(\alpha_P(0) - \alpha_{P'}(0)) |y_1 - y_2|], \quad (13)$$

где $\alpha_P(0)$ и $\alpha_{P'}(0)$ — интерсепты P - и P' -траекторий. Таким образом, $C_2 \sim \exp(-|y_1 - y_2|/2)$ и длина корреляции $\langle \Delta y \rangle = \langle |y_1 - y_2| \rangle = 2$. Это существенно отличается от значения $\langle \Delta y \rangle = 0,8 \div 0,9$ [см. (2)], ожидаемого для изотропного распада кластера, но неплохо соответствует экспериментально наблюдаемому спаду C_2 (см. рис. 4) при не слишком малых $|y_1 - y_2|$. Однако и нельзя рассчитывать на применимость формулы (13) к области $|y_1 - y_2| \lesssim 1 \div 2$. Ведь при ее выводе предполагается, что в инклюзивной диаграмме между частицами с данными y_1 и y_2

Рис. 14. Распределения по быстротным щелям для различных значений переноса заряда Q

взаимодействие переносится одним реджевским полюсом, что верно только асимптотически при больших $|y_1 - y_2|$.

Аналогично распределение зазоров Δy между соседними (по быстротам) частицами при реджевском подходе:

$$P(\Delta y) \sim \exp[(2\alpha_{P'} - \alpha_P - 1) \Delta y], \quad (14)$$

что при тех же значениях $\alpha_{P'}(0) = 1/2$ и $\alpha_P(0) = 1$ дает $\exp(-\Delta y)$. Это хорошо согласуется с наблюдаемой зависимостью при $\Delta y \gtrsim 1,5$ (см. рис. 6), где в показателе стоит плотность кластеров на единичный интервал быстрот, $\langle \rho_c \rangle \approx 1$. Но и реджевская формула (14) справедлива только при $\Delta y > 1 \div 2$.

Таким образом, в обоих случаях можно сказать, что реджевский подход, справедливый лишь при больших быстротных расстояниях, дает результаты, не противоречащие в указанной области кластерной интерпретации. Это и неудивительно хотя бы потому, что при лестничной аппроксимации реджеона (в том числе и померона) в амплитуде упругого рассеяния характер ступенек лестницы может быть любым. В частности, ими могут быть любые кластеры. Тогда неупругая амплитуда, получающаяся при рассеении ступенек лестницы, будет соответствовать мультипериферической кластерной модели и давать дальнюю корреляцию (LRO), которая отражает, как уже говорилось, корреляцию кластеров, а не отдельных частиц в кластере.

2. МОГУТ ЛИ КЛАСТЕРЫ БЫТЬ ОБЫЧНЫМИ МАЛОЧАСТИЧНЫМИ РЕЗОНАНСАМИ?

Нет недостатка в попытках свести наблюдаемый в ускорительных данных эффект кластеризации к проявлению набора обычных резонансов — ρ , ω , A_2 , f Некоторые авторы [23, 36, 37, 38] высказывают довольно категорическое утверждение, что одними этими частицами и их распадом можно объяснить данные опытов. Иногда эти утверждения основаны на анализе экспериментов при низких энергиях $E_{\text{лаб}} = 16$ или 24 ГэВ. Но мы уже знаем, как рискованно попытки экстраполировать низкоэнергетические результаты, когда $\langle n \rangle \lesssim 4 \div 5$, на область энергий, превышающих исследованную на один-два порядка. Так, например, лет десять назад, когда ускорительные данные ограничивались областью $E_{\text{лаб}} \leq 30$ ГэВ, многие авторитетные экспериментаторы и теоретики считали, что процесс множественной генерации можно свести к возбуждению и последующему распаду двух сталкивающихся адронов. Считали возможным не обращать внимания на результаты, полученные при исследованиях космического излучения, согласно которым при подлинно больших множественностях подавляющая часть продуктов относится к области пионизации, а воз-

буждение и распад соударяющихся частиц — фрагментация — дает малый вклад. Понадобилось время, чтобы выяснилась полная справедливость этих результатов. Столь же опасно экстраполировать на общий случай выводы о генерации малочастичных резонансов, полученные в процессах малой множественности и низких энергий. Следует считаться с возможностью того, что в процессах достаточно высокой энергии непосредственно генерируются как малочастичные резонансы, так и более тяжелые кластеры, природа которых должна еще быть специально выяснена. При малых энергиях вероятность их генерации, конечно, невелика. Но в инклюзивные распределения они дают большой вклад, как показывают детальные модельные расчеты [19], уже при $E_{\text{лаб}} \sim 40 \div 70$ ГэВ.

В работах, сводящих кластеры к легким резонансам, обычно с помощью какого-нибудь специального приема отделяют некоторый гладкий фон, на котором выделяется вклад, скажем, ρ -мезонов, а затем фон интерпретируют, используя те или иные модельные представления. Различие методов интерпретации иногда приводит к прямо противоположным выводам. Разберем некоторые подходы.

1. В работах описанного типа весьма распространен анализ интеграла от функции корреляции C_2 при закрепленной массе пары частиц:

$$\begin{aligned} C_2(M) &= \int d^3p_1 d^3p_2 \delta(\sqrt{(p_1 + p_2)^2} - M) C_2(p_1, p_2) \equiv \\ &\equiv \rho_2(M) = \rho_1^2(M), \end{aligned} \quad (15)$$

где p_1 и p_2 — 4-импульсы конечных частиц с быстротами y_1 и y_2 и поперечными импульсами $p_{1\perp}$ и $p_{2\perp}$. При этом изучают разные комбинации зарядов, т. е. $C_2^{+-}(M)$, $C_2^{++}(M)$ и $C_2^{--}(M)$.

Так, в [36] при $\sqrt{s} \sim 50$ ГэВ изучалось $\rho_2^{+-}(M)$. Опыт дает широкое распределение с максимумом при $M \sim 0,5$ ГэВ, причем при массе ρ -мезона, $M \sim m_\rho$, обнаруживается слабое плечо. При определенном методе вычитания вклада этого плеча анализируется остаток как вклад пар заряженных π -мезонов из трехчастичных распадов ω -, $K^*(890)$ - и других подобных резонансов. В самом деле ω -резонанс, распадающийся на $\pi^+\pi^-\pi^0$ и имеющий массу, близкую к m_ρ , дает пары $\pi^+\pi^-$, существенно меньшей массы $M_{\pi^+\pi^-}$, к тому же с широким распределением по M , и в принципе может объяснить главный широкий максимум. Действительно, подбором соответствующих вероятностей генерации (в качестве примера отметим, что задаются пять коэффициентов — средние числа резонансов ρ^0 , ω , $K^{*0} + K^{*0}$, η , f на событие полагаются равными соответственно $1,19 \pm 0,25$; $1,43 \pm 0,26$; $0,76 \pm 0,23$; $0,22 \pm 0,14$; $0,24 \pm 0,13$) можно добиться хорошего описания экспериментальной кривой (причем и распределение по p_\perp получается хорошим, если резонансы распределены по p_\perp термодинамически). Вывод авторов, что более 60% π - и K -частиц с 95%-ным уровнем

достоверности происходят от распада указанных резонансов, нужно понимать как утверждение, что данные двух-трех изученных распределений не противоречат предположению о чисто резонансной (легкие резонансы!) природе кластеров.

Нужно обратить внимание на следующее свойство подобного подхода. Часто эксперимент дает кривую рис. 12, где видно статистически достоверное «плечо» при $M_{\pi^+\pi^-} = m_\rho$. Как отсюда извлечь вклад ρ -мезонов? Возможно два подхода. Если просто гладко спрямить кривую (пунктир на рис. 12), а оставшийся выступ

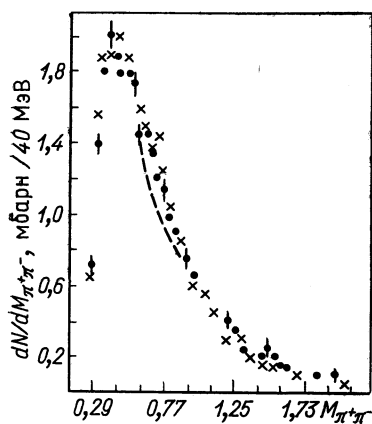


Рис. 12. Число пар пионов с заданной массой пары $M_{\pi\pi}$ ($\pi^+\pi^-$, 40 ГэВ/c):

● — эксперимент; × — мультикластерная модель

данному «коктейлю» из легких известных резонансов. Однако при этом остаются без внимания результаты анализа других корреляционных характеристик процесса (например, типа кривых рис. 5, 6, 8, 9 и т. п.); отсутствует анализ при отборе по разным n_{ch} и т. п. (заметим к тому же, что по условиям эксперимента из анализа [36] исключались пионы с малыми $|y^*|$ в СЦИ; между тем вклад тяжелых и потому медленно движущихся в СЦИ кластеров здесь должен быть особенно велик) *.

* В некоторых работах, сводящих все к легким резонансам, встречаются и другие произвольные построения. Так, двухчастичные корреляции рассматриваются в духе соответственно усложненной формулы (5), как наложение многих компонент:

$$C_2(y_1, y_2) = \sum_{n_{ch}} a_{n_{ch}} C_2^{n_{ch}}(y_1, y_2) + F(y_1, y_2),$$

приписать ρ -мезонам, то их вклад будет мал. Оставшийся «фон» можно приписать, например, тяжелым кластерам, распадающимся термодинамически. Их продукты, естественно, будут группироваться в области масс $\sim 0,5$ ГэВ. При другом подходе заранее допускается значительная примесь, например, ω -мезонов, дающих, как уже говорилось, нужный максимум в широкой области вокруг той же массы $\sim 0,5$ ГэВ. Специфика заключается в том, что если мы припишем большой вклад ω -мезонам, то получится и большой вклад ρ -мезонов.

Авторы работы [36] и родственные ей следуют второму пути. Как уже подчеркивалось, вывод их заключается в том, что распределение по M не противоречит

Все это делает конечный вывод условным и не позволяет считать его однозначным и обязательным. Это особенно подчеркивается анализом в рамках мультипериферической кластерной модели [19] (см. разд. 5), где упомянутое « ρ -плечо» легко объясняется при малом относительном вкладе резонансов, тогда как основной пик в районе масс $\sim 0,5$ ГэВ/ c^2 обусловлен пионами из распада фэйрболов.

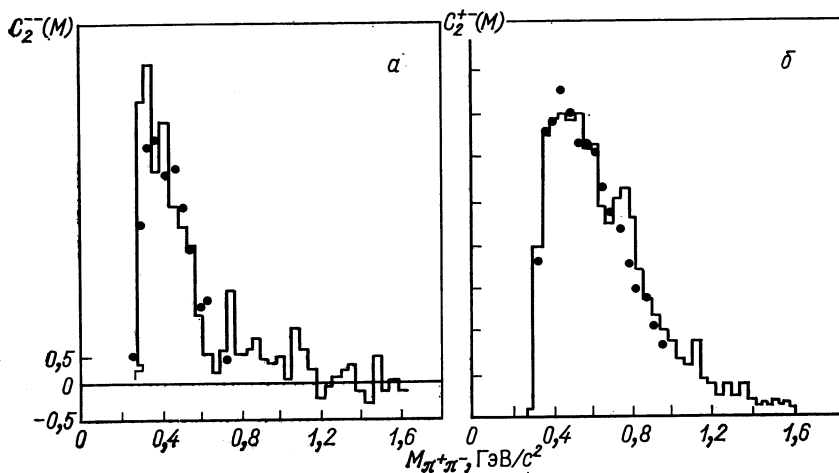


Рис. 13. Корреляции пар пионов по массе $\pi^-\pi^-$ (а) и $\pi^+\pi^-$ (б) при $E_{\text{лаб}} = 200$ ГэВ в pp -взаимодействиях: гистограммы — эксперимент; точки — расчет

ρ -Пик более выражен на кривой $C_2^{+-}(M)$ (рис. 13), и это вызвало надежды на успех обсуждаемой концепции [39]. Однако, когда она была реализована с учетом эффекта тождественности частиц [40], то автор [41] не считал возможным приписать очень большие вероятности генерации легких резонансов, так что они объясняли не более 30 % площади под кривой. В то же время, как было продемонстрировано в [42], гистограмма рис. 13 для C_2^{+-} может быть хорошо объяснена одними кластерами с $\langle M \rangle \approx 1,3$ ГэВ (предполагалось, что их распад имеет древоподобный характер, как в «статистическом бустрапе») с $\langle K_{\text{ch}} \rangle = 2,1$.

где $F(y_1, y_2)$ — некоторая очень сложная комбинация величин $C_2^{n_{\text{ch}}}$, а $a_{n_{\text{ch}}}$ — относительный вес событий с данным n_{ch} . Первый член в правой части понимается как выражение ближней корреляции (SRO), а второй — дальней (LRO). Такое определение является, конечно, произвольным. Неудивительно, что после этого сравнение с экспериментом приводит к нелепому заключению: максимум при $y_1 = y_2$ на рис. 4 оказывается следствием «дальней корреляции» $F(y_1, y_2)$.

Нельзя не обратить внимание и на следующий факт. На гистограмме рис. 13 корреляция частиц с *разными* зарядами S_2^{+-} имеет пик при массе ρ -мезона. Его интерпретируют, как показатель значительной прямой генерации ρ -мезонов. Однако такой же пик есть и для S_2^{--} , где подобная интерпретация невозможна. В обоих случаях отклонение лежит в пределах ≤ 3 стандартных ошибок и показывает сколь осторожно нужно подходить к напрашивающемуся истолкованию.

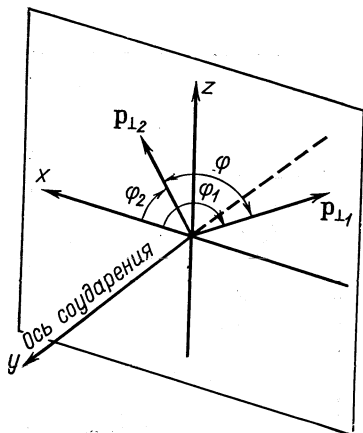


Рис. 14. Проекция импульсов продуктов распада кластеров на азимутальную плоскость

речным импульсом p_{\perp} отсчитывается относительно некоторого закрепленного направления (рис. 14). Предметом изучения является зависимость от $\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$ числа пар с $y = y_1$ ($\varphi = \varphi_1$) и y_2 ($\varphi = \varphi_2$), $|y_1 - y_2| = \Delta y$. Простейшей мерой является разность числа частиц с $0 \leq |\varphi| \leq \pi/2$ и $\pi/2 \leq \varphi \leq \pi$:

$$B(\Delta y) = \frac{N(|\varphi| \leq \pi/2) - N(|\varphi| > \pi/2)}{N(|\varphi| \leq \pi/2) + N(|\varphi| > \pi/2)}. \quad (16)$$

На рис. 15, а приведены некоторые результаты измерения азимутальной асимметрии из [44], а на рис. 15, б — ранее полученные результаты [45] для π - p -соударений. Малочастичные резонансы должны давать некоторый почти постоянный (или слегка уменьшающийся с ростом Δy) фон, причем тождественность частиц должна при малых Δy приводить к опусканию кривой. Это и наблюдается для пар π^{++} и π^{--} при малой энергии (см. рис. 15, б); однако для разных частиц, $\pi^+\pi^-$, и здесь есть некоторый подъем в области малых Δy . Замечательным является тот факт, что при больших энергиях (см. рис. 15, а) в области $\Delta y \leq 0,5$ имеется

четкое превышение B над фоном для всех пар $\pi^+\pi^+$, $\pi^+\pi^-$ и $\pi^-\pi^-$ (при условиях выборки, описанных в работе [44]).

Особенность работы [44] состоит в том, что для исключения области, подверженной влиянию эффекта тождественности, пары с $\Delta y < 0,8$ учитывались только в том случае, если для них выполнялось $\Delta p_{\perp} > 0,2$ ГэВ (было проверено, что при этом резко

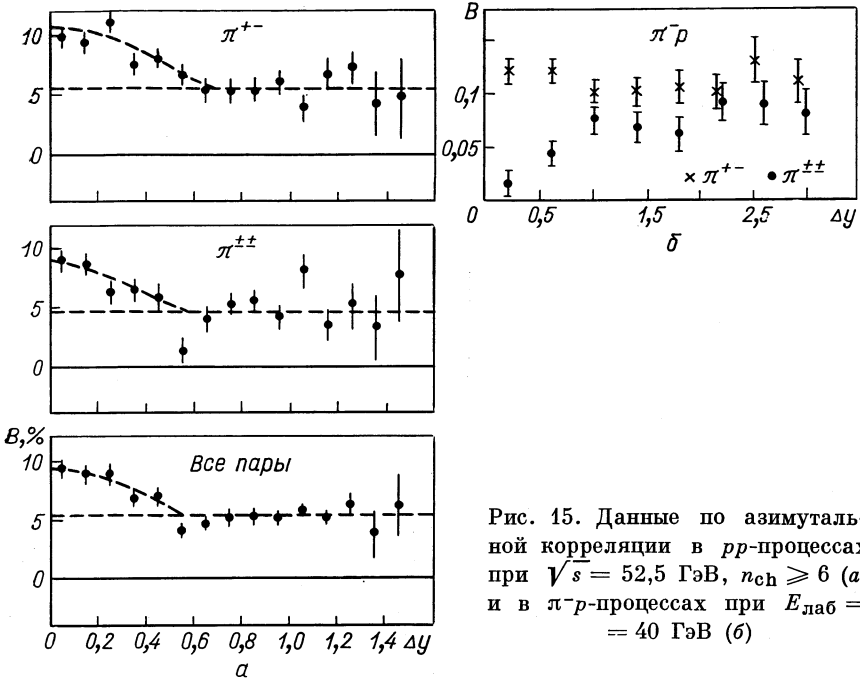


Рис. 15. Данные по азимутальной корреляции в pp -процессах при $\sqrt{s} = 52,5$ ГэВ, $n_{ch} \geq 6$ (а) и в π^-p -процессах при $E_{\text{лаб}} = 40$ ГэВ (б)

уменьшается разность между кривыми для $\pi^+\pi^+$, $\pi^-\pi^-$, с одной стороны, и $\pi^+\pi^-$ — с другой, а остающаяся малая разность вся лежит в области легких резонансов и может быть им приписана; отсюда, в частности, следует, что при выбранном $n_{ch} \geq 6$ вклад легких резонансов невелик). Такой подъем свидетельствует, что при $\Delta y < 0,5$ обе частицы лежат в области одного кластера, где поперечные импульсы частиц должны взаимно компенсироваться.

Качественное различие кривых на рисунках 15, а, б вновь демонстрирует опасность экстраполяции результатов, полученных при малых энергиях, на большие энергии (где роль тяжелых кластеров, если они существуют, должна возрастать). Результаты [44] можно рассматривать, как свидетельство в пользу тяжелых кластеров. Авторы [44] называют их «суперкластерами», по-видимому, для того, чтобы отличить от малочастичных резонансов.

Действительно, тот факт, что $B(0)$ мало (хотя и надежно) отличается от «фона» $B(\Delta y > 0,5)$, свидетельствует, что частиц в кластере много* и закрепление импульса одной частицы налагает довольно слабое ограничение (поскольку оно исходит из необходимости взаимной компенсации импульсов всех частиц кластера) на выбранную вторую частицу.

Не случаен тот факт, что их удалось выделить именно в событиях большой множественности $n_{ch} \geq 6$. Далее, сравнительная малость быстрого интервала корреляции, $\Delta y < 0,5$ [в то время как продукты распада кластера покрывают гораздо больший интервал (2)], означает, что продукты разных кластеров перекрываются на шкале быстрот. «Неперекрытыми» остается лишь немного частиц (по грубой оценке — две-три заряженные частицы).

3. Накопление экспериментального материала позволяет переходить к анализу многочастичных корреляций. Уже метод быстрых интервалов, представленный на рис. 7 и 8, использует, по существу, некоторую комбинацию высших корреляционных моментов. Но возможно и прямое измерение $C_3(y_1, y_2, y_3)$ или его интегральной меры $f_3(s)$, показанной на рис. 5. Видно, что f_3 в общем по модулю много меньше, чем f_2 . На первый взгляд кажется, что эта малость C_3 означает малость кластеров, поскольку если кластеры невелики, то в комбинации из трех частиц очень часто одна частица будет принадлежать «чужому» кластеру. В [46] при $E_{\text{лаб}} = 200$ ГэВ было найдено, что $C_3(0, 0, 0)$ действительно очень мало (типичное значение $(5-6) \cdot 10^{-4}$), соответственно можно было бы думать, что кластеры малы. В действительности, однако, если произвести расчет в предположении независимого испускания кластеров (ICEM), то для $K_{ch} = 3$, $n_{ch} = 6 \div 10$ значение $C_3(0, 0, 0)$ получается порядка (и даже меньше) измеренных, $(2-1) \cdot 10^{-4}$ [47].

Подытоживая сказанное, приходим к выводу, что объяснить всю совокупность данных, исходя из представления о кластерах, как об известных малочастичных резонансах, распадающихся на два-три пиона, вряд ли возможно.

3. ПРИРОДА ТЯЖЕЛЫХ КЛАСТЕРОВ

Необходимость привлечения тяжелых ($M \gtrsim 2$ ГэВ) кластеров наряду с известными малочастичными резонансами для интерпретации данных по множественной генерации представляется, в общем, обоснованной. Однако вопрос о их природе в значитель-

* В случае рождения малочастичных ρ -резонансов можно было ожидать $B(0) \approx 0,2$ [48]. С ростом числа частиц в кластере значение $B(0)$ должно падать (как $1/K$ при больших K). Это падение заметно на рис. 20, где приведены данные при 4С и 200 ГэВ, обработанные как в работе [44] и описанные мультикластерной моделью [47]. Для сравнения на рис. 20, б приведена кривая, соответствующая данным [44] при $\sqrt{s} = 52,5$ ГэВ.

ной мере еще является дискуссионным. Возможны два случая.

1. Тяжелые кластеры — это не открытые еще резонансы в основном того же типа, что известные малочастичные резонансы ρ , ω , . . . Они могут быть расположены на тех же реджевских траекториях и, если учесть большие ширины этих резонансов, перекрываются на шкале масс, так что эффективно их спектр будет выглядеть как непрерывный и довольно гладкий. В пользу такого предположения можно указать на недавние результаты анализа данных по другому, но сходному процессу — когерентной генерации на ядрах $\pi \rightarrow 3\pi$. До недавнего времени регистрировали только общее сравнительно широкое распределение по массам конечного состояния $M_{3\pi}$ с максимумом при $M_{3\pi} \approx 1,1$ ГэВ. Однако накопление большой статистики позволяет переходить к разложению конечного состояния на парциальные волны, определять энергетическое по $M_{3\pi}$ распределение амплитуд этих волн и изменение относительных фаз. Этот анализ весьма сложен (приходится учитывать до десяти парциальных волн) и содержит значительные неоднозначные элементы. При всем том представляется существенным результат [49], согласно которому распределение может быть разложено на вклад двух резонансов A_1 (1070), $J^P = 1^+$ ($\Gamma \approx 0,3$ ГэВ) и A_3 (1650), $J^P = 2^-$ ($\Gamma \approx 0,4$ ГэВ) при наличии небольшого нерезонансного фона. Но значительные вклады в обоих максимумах дает также состояние 0^- . При этом относительная фаза при переходе через середину резонанса меняется должным образом.

Приведенный пример показывает, что тяжелые кластеры при некогерентной генерации также могут быть суперпозицией широких резонансов (более тяжелых, чем известные). Однако никаких дополнительных соображений в пользу этой возможности (кроме идей дуально-резонансной концепции с бесконечным рядом узких резонансов на каждой траектории) привести пока нельзя.

2. Существует, однако, и другая возможность: тяжелые кластеры — это нерезонансные адронные образования. С теоретической точки зрения для их появления имеется достаточно оснований. На этом остановимся подробнее.

Если мы остаемся в рамках традиционной квантовой теории поля, то об амплитуде множественной генерации можно судить по мнимой части амплитуды упругого рассеяния. Примем для нее лестничное приближение (рис. 16, а). Тогда неупругий процесс (рис. 16, б) определяется мнимыми частями пропагаторов $D(k^2)$. Например (пренебрегая счислимыми соотношениями):

$$D(k^2) = \frac{Z_3}{k^2 + m^2} + \int_{\kappa_0^2}^{\infty} \frac{\rho(\kappa^2) d\kappa^2}{\kappa^2 + k^2}; \quad (17)$$

$$\text{Im } D(k^2) = -\pi\delta(k^2 + m^2) - \pi\rho(k^2), \quad (18)$$

где спектральная функция $\rho(k^2)$ положительна и должна достаточно быстро убывать при $k^2 \rightarrow \infty$, обеспечивая сходимость интеграла. Из нее выделен один член, соответствующий наиболее легкой из возможных частиц с данными квантовыми числами; Z_3 — перенормировочная константа,

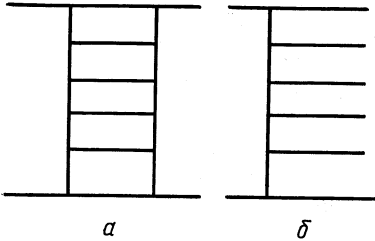


Рис. 16. Лестничная диаграмма упругого рассеяния (а) и определяющий ее неупругий процесс (б)

$$Z_3 = 1 - \int_{m_0^2}^{\infty} \rho(k^2) dk^2. \quad (19)$$

Для частицы с внутренними квантовыми числами пиона $m = m_\pi$, $k_0 = 3m_\pi$. Далее, k^2 — квадрат массы рождающегося кластера. На диаграмме рис. 16, б согласно (18), $\rho(k^2)$ определяет спектр масс этих кластеров.

Предположение о том, что непосредственно рождаются только (известные или еще не известные) резонансы, согласно (17), означает, что $\rho(k^2)$ представляет собой совокупность отдельных максимумов (рис. 17, а). Однако следует подчеркнуть, что для этого

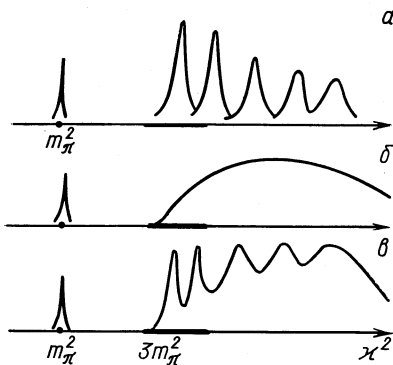


Рис. 17. Вид спектральной плотности:

а — только резонансы; б — гладкая структура (фон); в — сочетание резонансов и фона

нет априорных оснований, это специальная гипотеза. Вообще говоря, не менее вероятно, что $\rho(k^2)$ имеет гладкую структуру или, по крайней мере, наряду с максимумами гладкий фон (рис. 17, б и в). Это означало бы, что ступеньки амплитуды неупругого процесса (см. рис. 16, б) имеют непрерывный спектр масс $\sqrt{k^2}$ и распадаются они на соответствующее число конечных адронов.

Физическая интерпретация спектральной функции подсказывается тем, что интеграл от $\rho(k^2) k^2$ определяет различие между массой голой (затравочной) частицы m_0 и массой физической частицы m :

$$m_0^2 = m^2 + \int_{m^2}^{\infty} \rho(k^2) (k^2 - m^2) dk^2, \quad \frac{d^2(m_0^2)}{d(m^2)^2} = \rho(m^2). \quad (20)$$

Поскольку $\rho(\kappa^2) > 0$, то масса голой частицы больше массы физической частицы. В самом деле, m — масса низшего стабильного состояния частицы с данными квантовыми числами. Вклад в интеграл все больших масс κ можно истолковать, как вклад все более глубоких частей системы частица — поле.

Примером использования концепции голой частицы может служить партонная схема*. Принято говорить о партоне как о некотором точечном объекте одного определенного типа.

Однако, согласно (17) и (18), не исключено, что в действительности нужно учитывать нестабильные адроны разных масс как частицы в разной степени одетые и проявляющиеся в процессах лептон-адронного рассеяния в разной степени при различных передаваемых импульсах. Но уже из (17) видно, что если k^2 очень велика, много больше тех κ^2 , для которых $\rho(\kappa^2)$ отлично от нуля (см. рис. 17), то (17) при учете (19) сводится к $D(k^2) = 1/k^2$, что соответствует асимптотической свободе и, значит, вполне голой частице — истинному «предельно точечному» партону. Спектр масс кластеров, $\sigma(M) \sim \rho(M^2)$, в этом случае заканчивается на соответствующей массе голой частицы, т. е. партона.

Таким образом, нерезонансный кластер — фэйрбол — может быть просто частицей, весьма удаленной от массовой поверхности, полуголым или, в предельном случае, голым¹ партонем Бьёркена и Фейнмана. Но это, конечно, только одна, хотя и весьма правдоподобная возможность, привлекательная тем, что находит простое выражение в теории поля. Фэйрбол, в отличие от этого, может быть и образованием с неопределенным спином (в частности, разложимым на состояния с определенными спинами, как это, по-видимому, возможно для дифракционной диссоциации $\pi \rightarrow \pi^* \rightarrow 3\pi$, упоминавшейся выше [48]). В каком отношении он находится к кваркам, мы сейчас разбирать не будем.

4. РАСПАД КЛАСТЕРОВ

Соответственно двум представлениям о природе кластера существует два подхода к вопросу о механизме его распада на конечные адроны.

При распаде известных сравнительно легких резонансов распад часто происходит каскадно, например: $B(1235) \rightarrow \omega$, $\omega \rightarrow 3\pi$; $A_2(1640) \rightarrow f$, $f(1260) \rightarrow \pi\pi$ и т. п. Подобного рода схема хорошо оправдывается и при распаде когерентно генерируемых кластеров, например в процессе $\pi \rightarrow \pi^* \rightarrow 3\pi$; по-видимому, процесс идет как $\pi^* \rightarrow \rho\pi$, $\rho \rightarrow 2\pi$ и т. п. [50]. Такой же «древopodobный»

* Можно напомнить, что вводя партоны Фейнман пояснял: поскольку единственной релятивистски-ковариантной хорошей теорией является квантовая электродинамика, можно взять ее за удобный образец и понимать под партонем голую частицу, в электродинамике — голый электрон [24].

распад (рис. 18) предполагается в дуально-резонансной модели, когда каждый тяжелый резонанс переходит в соседний, более легкий, с испусканием одной частицы, а также в модели «статистического бутстрапа» [16], где в каждой вершине испускается не одна, а в среднем 1,4 легких конечных частицы.

В традиционной термодинамической модели, учитывающей сильное взаимодействие частиц в конечном состоянии, процесс рассматривается, как расширение в пространстве и постепенное охлаждение до конечной критической температуры распада $T_h \approx \approx m_\pi$ первоначального нерезонансного адронного сгустка. Если

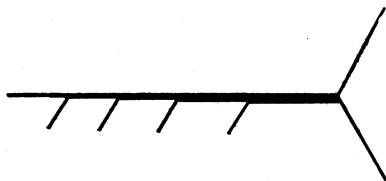


Рис. 18. «Древесная» диаграмма распада файрбола

масса этого сгустка очень велика, то процесс может быть длительным, описывать его нужно гидродинамически и распад разных элементов сгустка на конечные адроны происходит в разные моменты времени — когда температура данного элемента в его собственной системе понизится до T_h . Таким образом, и при термодинамическом распаде фактически испускание конечных частиц происходит не одновременно, а последовательно. Неудивительно, что импульсные спектры в статистическом бутстрапе, основанном на концепции предельной температуры, и в обычной термодинамической модели, допускающей произвольно высокую температуру в начале процесса, получаются практически совпадающими*.

В дуально-резонансной модели с тяжелыми резонансами, имеющими нулевую ширину, спектр получается экспоненциальным по энергии [51]:

$$dN \sim \exp[-E(\mathbf{p})/\theta] d^3p, \quad \theta = \frac{\sqrt{6}}{2\pi \sqrt{\alpha'(0)D}}, \quad (21)$$

где $\alpha'(0)$ — наклон траектории, предполагаемый постоянным, $\alpha'(0) \sim 1 \text{ ГэВ}^{-2}$, а D — размерность осцилляторов, входящих в теорию. При $D = 4 \div 7$ получаем $\theta = 0,18 \div 0,15 \text{ ГэВ} \approx m_\pi$.

В термодинамической же модели при пренебрежении гидродинамическим движением распределение точно того же типа получается из формул Бозе и Ферми, поскольку обычно в них можно

* Отметим, что при таком подходе важное значение имеют вопросы о принципиальной применимости понятия термодинамического равновесия, возможности классического описания гидродинамической стадии расширения сгустка и т. п., которых мы здесь не касаемся.

пренебречь слагаемым ± 1 в знаменателе. Действительно, из-за малости $T_k \sim m_\pi$ для частиц тяжелее пиона это возможно всегда. Кроме того, это допустимо для релятивистских пионов с энергией $E \gg (2 \div 3) m_\pi$ (к сожалению, не существует еще достаточно точных измерений для спектров нерелятивистских пионов, когда должно было бы проявиться отличие распределения Бозе от формулы Больцмана; есть только некоторые ненадежные указания). Таким образом, совпадение (21) с термодинамическим распределением

$$dN \sim \exp(-E(\mathbf{p})/T_k) d^3p, \quad T_k \approx m_\pi \quad (22)$$

является следствием случайного численного совпадения динамической величины θ и термодинамической T_k . [Известно, что (22) превосходно описывает распределение по p_\perp и по массам всех рождающихся в соударениях высокой энергии частиц от π -мезонов до ψ - и ψ' -частиц [52].]

Заметим, что если мы считаем тяжелые кластеры нерезонансными и описываем их, как голые или полуголые частицы большой массы, то термодинамическая, т. е. квазиклассическая, картина расширения и распада является вполне естественной. Как было показано ранее [53], (полу)голый электрон, согласно квантовой электродинамике, восстанавливает свою нормальную оболочку путем квантового распада на одетый (физический) электрон и соответствующий фотон. Тот же процесс в классической электродинамике протекает иначе [54]: собственное поле нарастает постепенно, по мере того как фронт нарастающего поля, движущийся со скоростью света, отходит от электрона и образует световую волну. Аналогичная картина должна быть верна и для распада адрона, находящегося далеко от массовой поверхности, голого или полуголого, в частности для партона. Действительно, если он распадается на *много* адронов, то можно этот распад описывать квазиклассически как постепенное расширение от начального малого объема (быть может, его характерный размер $\sim M^{-1}$, M — масса).

5. ВЫХОД ЗА РАМКИ УПРОЩЕННОЙ СХЕМЫ ГЕНЕРАЦИИ ТОЖДЕСТВЕННЫХ («СРЕДНИХ») КЛАСТЕРОВ

Экспериментальные данные, лишь частично приведенные выше, по-видимому, вполне определенно указывают на участие в процессе множественной генерации кластеров, более тяжелых, чем известные мезонные резонансы. Наряду с этим весьма вероятно, что в процессе соударения непосредственно генерируются и обычные резонансы. На участие ρ -мезонов указывают уже соответствующие пики на экспериментально получаемых распределениях пар гене-

рируемых пионов по массам [36—38] *. Нет оснований думать, что отсутствует прямая генерация и других обычных резонансов. В то же время объяснить ими одними всю совокупность данных, по-видимому, невозможно (см. разд. 2).

Многочисленные обработки различных корреляционных данных, полученных при допустимых ускорительных энергиях, $\sqrt{s} \lesssim 60$ ГэВ, обычно производились на основе модели независимого испускания кластеров некоторой единой «средней» массы. Общий неизменный вывод этих обработок (см., например, [20, 32, 42, 43, 55, 56]) гласит, что такой «средний» кластер имеет массу

$$\langle M_c \rangle \approx 1,3 \div 2,0 \text{ ГэВ} \quad (23)$$

и распадается на

$$\langle K \rangle \approx 4 \text{ пиона.} \quad (24)$$

Однако такая картина среднего кластера, быть может, допустима как первый шаг для начальной ориентировки, но она недостаточна для понимания механизма кластеризации и во многих отношениях дезориентирует. Рассмотрим этот вопрос подробнее.

Если признать, что наряду с тяжелыми кластерами непосредственно испускаются и легкие ρ -, и ω -мезоны, то из (23), (24) следует, что должны испускаться также гораздо более тяжелые кластеры — фэйрболы. Символически можно написать:

$$\langle \text{кластер} \rangle = \langle \text{легкие резонансы} \rangle + \langle \text{фэйрболы} \rangle \quad (25)$$

(при этом не обязательно предрешать вопрос о нерезонансном характере фэйрболов).

Усреднение типа (25) на самом деле имеет совершенно различный характер для разных изучаемых эффектов. Так, в парную корреляцию, как уже говорилось в связи с формулой (5), две компоненты могут входить весьма причудливо. Что касается средней множественности, то, например, фэйрболы с $\langle K^{fb} \rangle = 8$, «скла-

* Это указание, однако, не является вполне убедительным. Возможно, что сначала образуются только тяжелые кластеры, а ρ -мезоны возникают при их распаде. При термодинамическом распаде примесь ρ -мезонов была бы невелика из-за сравнительно большой массы; при температуре распада $T_k \approx m_\pi$ получим

$$\frac{\langle n_\rho \rangle}{\langle n_\pi \rangle} = (2I + 1) \left(\frac{1}{3} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \right) \left(\frac{m_\rho}{m_\pi} \right)^{3/2} \exp(-m_\rho/m_\pi) \approx 0,05$$

(I — спин ρ -мезона). Однако при древоподобном распаде (см. рис. 18) вклад резонансов может увеличиться. Во всяком случае упоминавшееся выше наблюдение, что при когерентной генерации $\pi \rightarrow \pi^* \rightarrow 3\pi$ распад, по-видимому, идет преимущественно, как $\pi^* \rightarrow \rho\pi \rightarrow 3\pi$ [50], свидетельствует о такой возможности.

дываясь» с ρ -мезонами ($\langle K^0 \rangle \equiv K^0 = 2$), дадут $\langle K \rangle = 4$ (24), если относительный вклад ρ -частиц равен $\alpha = 2/3$:

$$\langle K \rangle = 2\alpha + 8(1 - \alpha) = 4. \quad (26)$$

Другими словами, достаточно, чтобы на два ρ -мезона генерировался один фэйрбол из восьми частиц.

В свете этого обстоятельства следует прежде всего признать весомость результатов ранних исследований космического излучения, когда производился специальный отбор событий не слишком малой множественности. Так, было найдено, что в событиях с $n_{ch} \geq 5$ (т. е. $n \geq 7 \div 8$) при энергии, выше доступных в наше время ускорительных энергий (напомним, что при $\sqrt{s} \approx 50$ ГэВ $\langle n_{ch} \rangle \approx 12$), генерируется два фэйрбола с $K \approx 7 \div 10$ [5—7]. При $\sqrt{s} \approx 15$ ГэВ с другой техникой эксперимента была констатирована генерация в среднем одного подобного же фэйрбола [8].

Эти результаты подвергались ожесточенной критике, но теперь видно, что во всяком случае во многих пунктах эта критика оказалась несправедливой. Так, подвергались сомнению использованные методы выделения нуклон-нуклонных соударений в опытах с ядерной мишенью (эмульсия [5—7], либо LiH [8]), но они оказались достаточно надежными. Оказался правильным обнаруженный факт слабого поглощения фэйрбола в ядрах, который уже давно истолковывался как показатель малости сечения взаимодействия фэйрбола непосредственно после генерации [5]. Оказалось правильным найденное, хотя и с большими ошибками, распределение коэффициентов неупругости [57], и т. п.

Ускорительные данные по инклюзивным распределениям [см. рис. 2 и формулы (2), (3)] позволяют понять, почему не могут образоваться только легкие резонансы или легкие партоны, распадающиеся на два-три пиона [21]. Если бы рождались только легкие кластеры, то из-за быстрого перекрытия пионов от разных кластеров они должны были бы вступить в многократное взаимодействие друг с другом, так что продукты их распада выделялись бы в малом объеме — порядка объема одного дрона $4\pi/3m_\pi^3$. Такую систему с большой вероятностью можно считать тяжелым фэйрболом. Другими словами, чисто ρ -мезонная (и ω -мезонная) мультипериферическая модель (а также партонная модель, если партоны легкие, т. е. распадаются лишь на два-три пиона) внутренне противоречива.

Чтобы получить количественное представление о следствиях, к которым может привести более реалистическая схема множественной генерации (легкие резонансы + фэйрболы), обратимся к одной ее конкретной мультипериферической модели, упоминавшейся уже ранее [19]. Здесь при πN - и NN -соударениях допускается в вершинах цепочки генерация как ρ -, так и барионных

(в πN -вершинах) резонансов, но кроме того и фэйрболов с некоторым сплошным спектром масс, $M \gtrsim 2 \div 3$ ГэВ (рис. 19). Разумеется, здесь приходится фиксировать ряд параметров, а для фэйрболов кроме того выбирается определенный тип распада (принимается статистическая модель Померанчука). Однако уже простое требование, чтобы эта модель давала правильный ход полных сечений $\sigma_{\pi N}(s)$ и $\sigma_{NN}(s)$ при $\sqrt{s} \leq 15$ ГэВ резко ограничивает произвол. В частности, оказывается невозможным обойтись

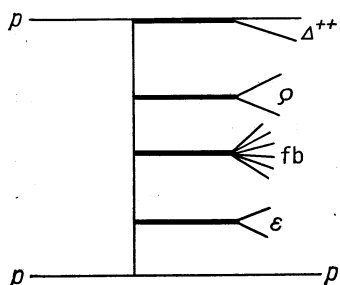


Рис. 19. Пример мультикластерной диаграммы

без значительной примеси кластеров с массой $M \gtrsim 2 \div 3$ ГэВ. Эта конкретная, аналитически и численно разработанная модель очень хорошо описывает с единым набором параметров все имевшиеся и вновь появившиеся в последние годы инклюзивные и полуинклюзивные распределения, а также бинарные коэффициенты корреляции для πN - и NN -соударений при $E_{\text{лаб}} = 40, 70$ и 200 ГэВ. Полное перечисление всех произведенных сравнений с экспериментом заняло бы слишком много места. Мы ограничимся указанием,

что при выбранном наборе параметров на ЭВМ были генерированы (при указанных $E_{\text{лаб}}$) 50000 эксклюзивных событий. Они образуют фонд событий, из которого и теперь можно извлекать любые инклюзивные и полуинклюзивные распределения. Более того, здесь видно, какие частицы возникали из кластера данной массы, какие из ρ -мезонов и т. п. Следовательно, можно узнать, какой вклад в ту или иную характеристику дают резонансы (ρ , Δ^{++} и т. п.) и фэйрболы любой массы. Можно производить выборку событий соответственно условиям конкретного эксперимента и т. п. Многие из произведенных сравнений с экспериментом осуществлялись (и осуществляются) по мере появления соответствующих экспериментальных данных на основе того же фонда смоделированных на ЭВМ событий (следовательно, без какого-либо изменения параметров). Заметим, в частности, что точки на рис. 2 дают рассчитанные таким образом инклюзивные и топологические быстрые распределения для pp -соударений с энергией 70 ГэВ (гистограмма — эксперимент при 69 ГэВ), точки на рис. 4 — парные коэффициенты корреляции («крылья» кривой, на которых $C_2 < 0$, были получены в модели [19] до того, как они были обнаружены экспериментально и сначала при малой статистике эксперимента считались противоречащими опыту), а точки на рис. 12 — недавно извлеченные из того же фонда распределения $C_2^{+-}(M_{\pi\pi})$ и $C_2^{--}(M_{\pi\pi})$ при $E_{\text{лаб}} = 200$ ГэВ [47].

В последнем случае не выявился пик при $M = m_0$, но он и экспериментально недостаточно обеспечен.

Все это позволяет нам считать, что физический мир, в котором была бы точно справедлива модель [19] (см. рис. 19), не очень сильно отличается от нашего реального мира и на этой модели (на соответствующем ей фонде 50000 смоделированных событий) целесообразно проверять различного рода гипотезы о процессе множественной генерации адронов.

Недавно после появления приведенных выше данных по азимутальным корреляциям [44] (см. рис. 14) из того же фонда, при

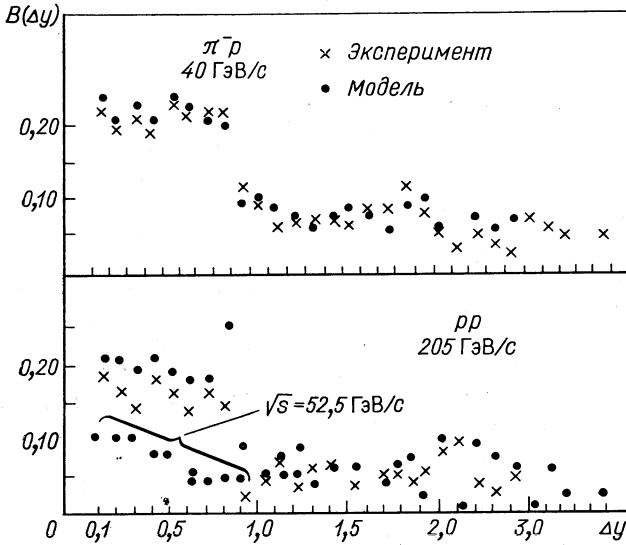


Рис. 20. Данные по азимутальной корреляции при 40 и 205 ГэВ/с выбором $n_{ch} \geq 6$

том же, что в [44] отборе данных ($n_{ch} \geq 6$; $\Delta p_{\perp} > 0,2$ ГэВ/с, если $\Delta y < 0,8$), но при меньшей энергии $\sqrt{s} = 20$ ГэВ, была извлечена кривая $B(\Delta y)$, аналогичная изображенной на рис. 14. Она показана на рис. 20 [47]. Кривая имеет такой же характер, что и на эксперименте в [44]. Выше уже отмечалось (в связи с рис. 15), что малость при $\sqrt{s} = 52,5$ ГэВ отклонения $B(0)$ от фона можно объяснить, если кластеры тяжелые. На материале смоделированных событий и рис. 19 это может быть, хотя и очень грубо, проверено следующим образом [47].

Пусть в кластере из $\langle K \rangle$ частиц половина из них летит в одну полусферу, а другая половина — в другую. Пусть, далее, при

$\Delta y \rightarrow 0$ играют роль частицы только одного данного кластера. Закрепив одну частицу с данными y_1 и φ_1 , для частиц с $y_2 = y_1 + \Delta y$ и $\varphi_2 = \varphi_1 + \varphi$ получим $\langle K \rangle / 2$ частиц с $\varphi > \pi/2$ и $\langle K \rangle / 2 - 1$ частиц с $\varphi < \pi/2$, т. е.

$$B(0) = \frac{\langle K \rangle / 2 - (\langle K \rangle / 2 - 1)}{\langle K \rangle / 2 + (\langle K \rangle / 2 - 1)} = \frac{1}{\langle K \rangle - 1}. \quad (27)$$

Следовательно, $B(0) = 0,22$ (см. рис. 20) означает $\langle K \rangle = 5,7$. С другой стороны, имея набор эксклюзивных событий, в которых известно, из какого кластера возникла данная частица, можно определить $\langle K \rangle$ для событий, учитываемых при данной выборке $n_{ch} \geq 6$ и т. п. Оказывается, $\langle K \rangle = 5,5$, что хорошо согласуется с числом, извлеченным из кривой рис. 20 (5,7). Конечно, столь близкое совпадение случайно, на самом деле в $B(0)$ играют роль частицы не одного только кластера; при столь малых B нельзя оперировать только средними $\langle K \rangle$, важны флуктуации и т. д. Поэтому применив формулу (27) к рис. 14, где $B(0) \approx 0,10$, и получив $\langle K \rangle = 11$, мы не должны придавать этой цифре чрезмерное значение. Ясно, однако, что $\langle K \rangle$ здесь велико, и понятно, почему авторы [14] употребили слово «суперкластеры». В том же теоретическом фонде событий была вычислена [47] и зависимость $\langle K(K-1) \rangle / \langle K \rangle |_n$ от $n / \langle n \rangle$ в полуинклюзивных pp -событиях при энергии 205 ГэВ. Оказалось, что она достаточно близка к значениям, полученным при обработке экспериментальных данных, в рамках модели независимого испускания кластеров (см. рис. 9), хотя видно, что оценки, получаемые с помощью этой модели, слегка занижают число частиц в кластере.

Вспоминая вновь старые данные космических исследований [5—7], где при условии $n_{ch} \geq 5$ (а не $n_{ch} \geq 6$, как в [14]), но при заметно большей энергии было указано на существование фэйрболов с $\langle K \rangle \approx 8 \div 10$, можем рассматривать результаты эксперимента [44] и исследования [47], как их подтверждение.

В свою очередь, все это вновь показывает, как важно учитывать неоднородный по массам состав генерируемых кластеров, как важно выйти за рамки модели с некоторым средним кластером (23), (24), $\langle K \rangle \approx 4$.

Каков же вклад фэйрболов при разных энергиях? Из данных космических исследований двадцатилетней давности [5—8] при $E_{\text{лаб}} \approx 200$ ГэВ генерируется в каждом событии в среднем один фэйрбол, а при $E_{\text{лаб}} \approx (2 \div 10) \cdot 10^3$ ГэВ — два, имеющих примерно такие же характеристики.

Теперь можно основываться на данных модели [19] с смоделированным по ней фондом событий, согласно которым сечение генерации пионного фэйрбола с $M \geq 2 \div 3$ ГэВ составляет при $E_{\text{лаб}} \approx 30$ ГэВ (в NN -соударениях) всего $\sim 1,5$ мбарн [58]. Однако роль массивных фрагментационных кластеров при указанных энергиях

велика и их вкладом нельзя пренебрегать при изучении многих инклюзивных и полуйнклюзивных характеристик *. Уже при $E_{\text{лаб}} = 200$ ГэВ пионный фэйрбол присутствует в среднем в количестве $\sim 1,3$ на событие, что хорошо согласуется с [8].

Из анализа наигранных событий следует, что в интервале $E_{\text{лаб}}$ от ~ 40 до 2000 ГэВ доминирует вклад диаграмм рис. 19 с небольшим и слабо зависящим от $E_{\text{лаб}}$ числом вершин $3 \div 4$. Но при малых энергиях это почти исключительно резонансы, а с ростом энергии увеличивается масса кластеров.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный многими авторами анализ обширного материала по множественной генерации адронов в адрон-адронных соударениях, материала, полученного за последние шесть-семь лет на ускорителях при $E_{\text{лаб}} = 40 \div 2000$ ГэВ, согласуется с выводом о том, что процесс генерации может быть разложен на две стадии («факторизован»). Ими являются образование кластеров и последующий их распад на конечные адроны.

В распространенных методах выявления этого процесса оперируют понятием некоторого среднего кластера, для которого получают значение массы $\langle M_c \rangle \approx 1,3 \div 2,0$ ГэВ, множественность адронов (почти исключительно пионов), на которые он распадается $\langle K \rangle \approx 3 \div 4$ [56], и электрический заряд $Q = 0$ и ± 1 (данные не противоречат предположению о почти равных вкладах этих зарядов, но их следует пока рассматривать, как предварительные). Характер распада кластера не детализируется, но суммарные (инклюзивные) распределения продуктов по массам и поперечным импульсам (в области главных конусов) согласуются с термодинамическими формулами (эти два распределения нечувствительны к продольному движению, учет которого потребовал бы детализации модели и введения новых неоднозначно известных параметров). Это, конечно, не исключает ни возможности другого типа распада, ни резонансной природы даже наиболее тяжелых кластеров.

Однако понятие среднего кластера не является удовлетворительным. К числу генерируемых кластеров следует относить как известные резонансы, так и более тяжелые образования, которые могут быть и не известными еще резонансами и нерезонансными объектами с широким спектром масс, $M_{\text{fb}} \gtrsim 2$ ГэВ. Тяжелые кластеры названы фэйрболами. Объяснить наблюдаемые характе-

* В этой области энергий велика роль фрагментационных фэйрболов [58], т. е. сильно возбужденных состояний, связанных со сталкивающимися нуклонами. Скорость фрагментирующих нуклонов мала ($\gamma_c \leq 1,5$). Пионы из их распада могут имитировать центральный пионный кластер, так как они не разделены по быстротам. Так, могут быть объяснены [58] утверждения о том, что при энергии $28,5$ ГэВ уже появляются пионные фэйрболы [59].

ристики процесса (корреляции и т. п.) одними легкими резонансами (ρ, ω, \dots) можно надеяться только при небольших множественностях, $n \leq \langle n \rangle$, и при сравнительно невысоких энергиях (десятьки гигаэлектронвольт). При больших $\langle n \rangle$ и $n/\langle n \rangle$ явно проступает существенная роль фэйрболов. Вследствие большой ширины распределения фэйрболов по массам характерная множественность при распаде фэйрбола зависит от критериев отбора событий. Для событий с $n_{ch} \geq 6$ и энергии $E_{\text{лаб}} = 200 \div 2000$ ГэВ K может доходить до ~ 10 . Очевидно, что искать такие фэйрболы в событиях небольшой множественности бессмысленно.

Итак, резюмируем основные свидетельства в пользу существования кластеров, существенно более тяжелых, чем трехпионные резонансы.

Косвенные свидетельства.

1. Если средняя множественность растет с увеличением s логарифмически и мы ограничиваемся простой мультипериферической моделью (лестничное приближение), то в формуле $\langle n \rangle = a \ln(s/s_0) + b$ величина a прямо связана с массой (a значит, и множественностью при ее распаде) отдельной ступеньки [60]. Эксперимент дает значение $a \approx 2,5$, тогда как резонансные лестницы приводят к $a \approx 0,9 \div 1,2$ [49].

2. Если полное сечение соударения $\sigma_{\text{полн}} \sim s^{\lambda}$ описывать такой же (как в пункте 1) простой моделью, то малость λ требует больших масс ступенек [61] (известно, что при отказе от этой простой модели, в реджевской теории поля малость λ может быть обеспечена и иначе, например суммированием ряда ветвящихся гребенок [62]).

3. Быстрый рост пионных спектров с энергией в центральной области не может быть объяснен как пороговый эффект в мультипериферических моделях с испусканием легких резонансов [49], а требует для своего объяснения введения фэйрболов [60].

4. Модель [19], учитывающая испускание тяжелых кластеров, хорошо описывает все инклюзивные и полуинклюзивные данные.

«Прямые» свидетельства. Под ними мы понимаем извлечение информации о кластерах из экспериментов, описанных в настоящем обзоре, и им подобных.

1. Сильный максимум двухчастичной корреляции по быстроте $R_2(0, 0)$ (см. рис. 2).

2. Наличие излома в распределении быстротных зазоров (gap) (см. рис. 6).

3. Результаты анализа быстротных интервалов (9) при 200 и 69 ГэВ (см. рис. 8), показывающие, что $K_{ch} \geq 2$ и растет с ростом $n_{ch}/\langle n_{ch} \rangle$.

4. Результаты для полуинклюзивной двухчастичной быстротной корреляции, показывающие, что $K_{ch} \geq 2$ при $n_{ch}/\langle n_{ch} \rangle \geq 3/2$ и растет с дальнейшим ростом этого отношения (см. рис. 9).

5. Азимутальная корреляция (см. рис. 15, *a*), измеренная при большом количестве статистических данных для $\sqrt{s} = 52,5$ ГэВ с отбором многочастичных событий ($n_{ch} \geq 6$), свидетельствующая о существовании тяжелых кластеров, согласующихся со старыми данными космических исследований [5—7], полученными при отборе $n_{ch} \geq 5$.

Отсутствие противоречий с данными, успешно интерпретированными без тяжелых кластеров. Отсутствие таких противоречий устанавливается иногда только, если учитывать возможность разброса масс (и $K_{ch} \equiv n_{ch}$) кластеров — от легких резонансов до фэйрболов.

1. Кривые $C_2(M)$ (см. рис. 12) [39] интерпретируются при $K_{ch} = \langle K_{ch} \rangle = 2,1$ [42].

2. Кривые $\rho_2(M)$ [36] интерпретируются одинаково успешно набором пяти легких резонансов (со специально подобранными весами) [36] и моделью с участием тяжелых кластеров [19, 63].

3. Малость полуинклюзивных двухчастичных корреляций не противоречит утверждению о заметной роли фэйрболов. Наоборот, из анализа в рамках модели независимого испускания кластеров получены указания на наличие таких объектов (см. пункт 4 «прямых» свидетельств).

4. Малость тройной корреляции $C_3^{---}(0, 0, 0)$ [46], интерпретируемая как свидетельство отсутствия многочастичных кластеров, в действительности получается в модели независимого испускания кластеров даже при $K_{ch} = 3$ [47].

Подчеркнем еще раз, что относительная роль прямо генерируемых малочастичных резонансов, с одной стороны, и фэйрболов — с другой, чрезвычайно сильно зависит от характера изучаемого эффекта, от отбора событий (особенно от выбора n_{ch}) и т. п.

При 200 ГэВ число пионных фэйрболов на событие составляют $n_c \equiv \bar{n}_c \approx 1,3$ [47] (в согласии с давними результатами в космических исследованиях, где $n_c \approx 1$ при той же энергии [8]).

Как уже отмечалось, для некоторых эффектов вклад фэйрболов должен учитываться даже и тогда, когда их число мало, например при 40—70 ГэВ.

Существующие экспериментальные оценки заряда кластера дают $|Q| = 0$ и 1 (быть может, в приблизительно равных долях), однако точности пока невелики и о разделении по зарядам легких и тяжелых кластеров данных пока нет.

Таким образом, подводя итог, можно сказать, что эксперимент по множественному рождению при высоких энергиях указывает на появление массивных скоррелированных групп пионов (фэйрболов), основные качественные характеристики которых уже достаточно ясны. Вопросы о природе и характере распада фэйрболов требуют дальнейшего исследования.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Heisenberg W.— Z. Phys., 1936, Bd 101, S. 533; 1939, Bd 113, S. 61; 1949, Bd 126, S. 569.
2. Fermi E.— Progr. Theoret. Phys., 1950, v. 5, p. 570.
3. Померанчук И. Я.— Докл. АН СССР, 1951, т. 78, с. 889;— В кн.: Сборник научных трудов. Т. 3. М., Изд-во АН СССР, 1953, с. 248.
4. Ландау Л. Д.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1953, т. 17, с. 51; Собрание трудов. Т. 2.— М.: Изд-во АН СССР, 1953, с. 153.
5. Ciok P. e.a.— Nuovo cimento, 1958, v. 8, p. 166; 1958, v. 10, p. 744; Miesowicz M. Progress in elementary particles and cosmic ray physics. V. 10. Eds. J. C. Wilson, S. A. Wonthuysen.— N. Y.: Nort-Holland, 1971, p. 165.
6. Niu K.— Nuovo cimento, 1958, v. 10, p. 994.
7. Cocconi G.— Phys. Rev., 1958, v. 111, p. 1699.
8. Grigorov N. L. e.a.— In: Proc. Internat. Conf. on Cosmic Ray Physics. V. 1. М., Изд-во МГУ, 1960; Dobrotin N. A. e.a.— Nucl. Phys., 1961, v. 35, p. 152.
9. Ландау Л. Д. Собрание трудов. Т. 2. М. Изд-во АН СССР, с. 228, 244.
10. Зацепин Г. Т., Миллер В. В., Эйбус Л. Х.— ЖЭТФ, 1947, т. 17, с. 1125.
11. Fermi E.— Phys. Rev., 1951, v. 81, p. 1951.
12. Heisenberg W.— Z. Phys., 1952, Bd133, S. 65.
13. Фейнберг Е. Л., Чернавский Д. С.— Докл. АН СССР, 1951, т. 81, с. 795; 1953, т. 91, с. 511.
14. Amati D., Stanghellini A., Fubini S.— Nuovo cimento, 1962, v. 26, p. 896.
15. Левин Е. М., Рыскин М. Г.— В кн.: Элементарные частицы. 1-я школа ИТЭФ. Вып. 2. М., Атомиздат, 1973, с. 423; — Ядерная физика, 1973, т. 17, с. 386; т. 18, с. 431; 1976, т. 23, с. 423.
16. Frautschi S.— Phys. Rev. D, 1971, v. 3, p. 2821.
17. Krzywicki A.— Université de Paris report LPTPE 76/25, 1976; — In: Internat. Summer Inst. for Theoretical Physics. Bielefeld, 1976, to be published by Plenum Publisher.
18. Krzywicki A., Weingarten D.— Phys. Lett. B, 1974, v. 50, p. 265; Chao A. W., Quigg C.— Phys. Rev. D, 1974, v. 9, p. 2016.
19. Дремин И. М. и др.— ЖЭТФ, 1965, т. 48, с. 952; Волков Е. И. и др.— Ядерная физика, 1974, т. 20, с. 149.
20. Vopp A. W.— Preprint SI-77-6, 1977.
21. Feinberg E. L.— Lebedev Inst. Preprint N 172. М., 1976; — В кн.: Процессы множественного рождения и инклюзивные реакции при высоких энергиях. Серпухов, ИФВЭ, 1977.
22. Bialas A.— In: Invited talk at VI Internat. Symp. on Multiparticle Hadrodynamics. Pavia, 1973; Rushbrooke J. G. e.a.— Phys. Lett. B, 1975, v. 59, p. 303.
23. Левин Е. М., Рыскин М. Г.— Ядерная физика, 1975, т. 21, с. 386; — Письма в ЖЭТФ, 1973, т. 17, с. 669.
24. Фейнман Р. Ф. Взаимодействие фотонов с адронами.— М.: Мир, 1975.
25. Ferbel T.— In: Proc. of the 1974 SLAC Summer Institute on Particle Physics. Stanford, 1974.
26. Quigg C., Pitila P., Thomas G. H.— Phys. Rev. Lett., 1975, v. 34, p. 290.
27. Гершкович А. М., Дремин И. М.— Краткие сообщ. по физике, 1976, № 1, с. 6.
28. Adamovich M. I. e.a.— Nuovo cimento A, 1976, v. 33, p. 183.
29. Ивановская И. А. и др.— Препринт ОИЯИ. Дубна, 1977.
30. Боос Э. Г., Гершкович А. М., Лукин Е. С.— Препринт ИФВЭ АН КазССР. Алма-Ата, 1977.
31. Baier R., Widder F.— Acta phys. austriaca, 1975, v. 41, p. 353; v. 43, p. 349; Pirilä P., Thomas G. H., Quigg C.— Phys. Rev. Lett., 1974, v. 34, p. 34; — Phys. Rev. D, 1975, v. 12, p. 92.

32. Arneodo A., Plaut G.— Nucl. Phys. B, 262, 1976, v. 107, p. 262.
33. Канчели О. В.— Письма в ЖЭТФ, 1970, т. 11, с. 397. Mueller A.— Phys. Rev. D, 1970, v. 226, p. 1963.
34. Abarbanel H. D. I.— Phys. Rev. D, 1971, v. 3, p. 2227.
35. Abarbanel H. D. I. e.a.— Phys. Repts. C, 1975, v. 21, p. 119.
36. Jancso G. e.a.— Nucl. Phys. B, 1977, v. 124, p. 1.
37. Morrison D.R. O.— In: 7th Internat. Colloquium on Multiparticle Production. Tutzing, 1976.
38. Аммосов В. В. и др.— Ядерная физика, 1976, т. 23, с. 341; Боголюбовский М. Ю. и др.— Там же, 1977, т. 25, с. 990; Derre J. e.a.— Nuovo cimento A, 1976, v. 33, p. 721.
39. Berger E. L. e.a.— Phys. Rev. D, 1977, v. 15, p. 206.
40. Goldhaber G. e.a.— Phys. Rev., 1960, v. 120, p. 300.
41. Thomas G. H.— Phys. Rev. D, 1977, v. 15, p. 2636.
42. Engels J., Schilling K.— Preprint TH 2401-CERN, 1977.
43. Ranft J., Ranft G.— Nucl. Phys. B, 1975, v. 92, p. 207.
44. Basile M. e.a.— Nuovo cimento A, 1977, v. 39, p. 441.
45. Ангелов Н. и др.— Препринт ОИЯИ РІ-10177. Дубна, 1976.
46. Pratar M. e.a.— Nucl. Phys. B, 1976, v. 116, p. 1.
47. Дремин И. М., Канарек Т. И., Орлов А. М.— Ядерная физика, 1978, т. 28, с. 782.
48. Левин Е. М., Рыскин М. Г., Троян С. И.— Там же, 1976, т. 23, с. 423; т. 24, с. 640.
49. Левин Е. М., Рыскин М. Г.— Письма в ЖЭТФ, 1973, т. 17, с. 669; — Ядерная физика, 1974, т. 19, с. 904.
50. Lubatti H.— In: 2nd Internat. Conf. on Particle Physics. Aix-en-Provence, 1973.
51. Miransky V. A. e.a.— Phys. Lett. B, 1973, v. 43, p. 73.
52. Shuryak E. V.— In: 18th Internat. Conf. on High Energy Physics. V. 1. Paper A3-1. Tbilisi, 1976.
53. Фейнберг Е. Л.— ЖЭТФ, 1966, т. 50, с. 202.
54. Фейнберг Е. Л.— Lebedev Inst. Preprint N 166. М., 1972; — В кн.: Проблемы теоретической физики. Сб. статей памяти И. Е. Тамма. М., Изд-во АН СССР, 1972.
55. Foa L.— Phys. Repts C, 1975, v. 22, p. 1; Gula A.— Lett. Nuovo cimento, 1975, v. 13, p. 432.
56. De Tar C.— In: 18th Internat. Conf. on High Energy Physics. V. 1. Paper A3-4. Tbilisi, 1976.
57. Славатинский С. А.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1975, с. 78.
58. Волков Е. И., Орлов А. М., Поляк Г. М.— Ядерная физика, 1978, т. 28.
59. Erwin A. e.a.— Phys. Rev. D, 1976, v. 14, p. 2219.
60. Dremin I. M., Dunaevski A. M.— Phys. Repts. C, 1975, v. 18, p. 159.
61. Фейнберг Е. Л., Чернавский Д. С.— УФН, 1964, т. 82, с. 3.
62. Грибов В. Н.— ЖЭТФ, 1967, т. 53, с. 654.
63. Волков Е. И., Канарек Т. И.— Ядерная физика, 1977, т. 26, с. 1130.