

ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

539,171

**КЛАСТЕРЫ В ПРОЦЕССАХ МНОЖЕСТВЕННОГО
РОЖДЕНИЯ АДРОНОВ****И. М. Дремин, К. Квицг**

Общие сведения о взаимодействии адронов высокой энергии.— История вопроса о кластерах.— Экспериментальные свидетельства в пользу кластеризации.— Теоретические подходы к пониманию природы кластеров.

В результате соударения сильно взаимодействующих частиц (адронов) при достаточно высоких энергиях обычно рождается много новых (вторичных) частиц. Изучение этого процесса в течение многих лет является одной из главных тем исследований в физике высоких энергий вообще и в космических лучах, в частности. Пионерские работы, проведенные с космическими лучами, позволили сформулировать простейшие феноменологические представления о характере процесса. В последние годы эти представления были заметно детализированы и обогащены благодаря накоплению все более точных экспериментальных данных, полученных на протонном синхротроне в Серпухове (СССР) на 70 Гэв, на протонном синхротроне в Батавии (США) на 500 Гэв и на ускорителе ЦЕРН в Женеве (Швейцария), где сталкиваются встречные пучки протонов, обладающих энергией до 30 Гэв (что эквивалентно соударению протона с энергией около 2000 Гэв с покоящейся мишенью). Поскольку основные обзорные эксперименты в этой области энергий уже проведены, разумно подвести краткий итог тому, что мы узнали о механизме множественного рождения частиц и какие новые вопросы поставлены перед нами.

Несмотря на постоянное накопление экспериментальной информации и непрерывные усилия теоретиков, в нашем распоряжении нет единой теории протекания процессов взаимодействия частиц высоких энергий. Приходится иметь дело с большим числом заметных отличающихся друг от друга схем, каждая из которых подчеркивает лишь тот или иной аспект экспериментальной информации и потому описывает ограниченный круг явлений. Одной из наиболее полезных общих концепций является представление об адронных кластерах. Согласно этой концепции рождение частиц происходит в два этапа: сначала генерируются некие нестабильные коррелированные группы частиц (названные кластерами), а затем они независимо распадаются на конечные (вторичные) частицы.

Экспериментальные подтверждения существования кластеров основаны, чаще всего, на косвенных фактах, но взятые вместе они приводят к общему заключению о том, что средний кластер «состоит» из трех-четырех частиц (точнее, распадается на них), и зачастую может быть отождествлен с известным мезонным резонансом. Однако, поскольку вклад пионных резонансов с малой массой, распадающихся только на две-три частицы, тоже довольно высок, то для получения такого «среднего» кластера спектр

масс кластеров должен быть достаточно широким, т. е. должны рождаться и кластеры, распадающиеся на большее число частиц. Цель этой статьи состоит в том, чтобы обсудить мотивы появления концепции кластеризации адронов, экспериментальные подтверждения ее и теоретические следствия такой концепции.

ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О ВЗАИМОДЕЙСТВИИ АДРОНОВ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ

Полное сечение (или вероятность) взаимодействия адронов почти постоянно в довольно широкой области высоких энергий, но соотношения между различными каналами реакций заметно меняются с энергией. В области низких энергий *) доминирует упругое рассеяние. При высоких энергиях основной вклад в сечение вносят существенно неупругие процессы. В заметной области промежуточных энергий в неупругих процессах доминирует двухчастичное конечное состояние (каждая из этих двух частиц бывает как стабильной, так и нестабильной). Именно изучение таких квазидвухчастичных реакций и привело к открытию в начале шестидесятых годов огромного числа новых адронных резонансов. Процессы же подинно множественного рождения, которые и будут в основном обсуждаться в этой статье, доминируют при энергиях свыше 8 Гэв (в системе центра масс).

Первичные данные о конечных состояниях, возникающих в результате соударения двух частиц высокой энергии, состоят из набора импульсов рождающихся частиц (иногда известны лишь углы их вылета) и из обычно неполных сведений о природе этих частиц (масса, заряд и т. п.). Три основных типа детекторов частиц — фотозмульсии, пузырьковые камеры и электронные счетчики — регистрируют частицы по создаваемой ими ионизации, а потому являются весьма эффективными для детектирования заряженных частиц, но не чувствительны к электрически нейтральным частицам (которые все же иногда могут быть опознаны, если продукты их распада заряжены, например, $\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, — или же приводят к появлению заряженных частиц, например, $\pi^0 \rightarrow 2\gamma \rightarrow 2(e^+ e^-)$). В результате в большинстве экспериментов индивидуальное событие регистрируется только частично.

Необходимость иметь дело с потерей многих деталей многочастичных конечных состояний привела к понятию об инклюзивных сечениях. Вместо того, чтобы измерять полностью кинематические параметры каждой частицы, полезно характеризовать конечные состояния малым числом детектируемых конечных частиц (например, одной) с заданными величинами импульсов при полном игнорировании характеристик остальных недетектируемых частиц. Так, например, одночастичное инклюзивное сечение определяет вероятность обнаружения одной вторичной частицы с фиксированным значением импульса в сочетании с произвольным набором недетектируемых частиц. На этом языке полное сечение процесса можно охарактеризовать как инклюзивное сечение вообще без детектирования специально выделенной частицы.

Твердо установлены некоторые общие качественные черты процессов множественного рождения:

1. Компоненты импульсов вторичных частиц, перпендикулярные к оси соударения начальных адронов, сильно ограничены и малы по срав-

*) При соударениях релятивистских частиц с покоящимися протонами энергия в системе центра масс равна $W = \sqrt{2M(E_{\text{лаб}} + M)}$, где $E_{\text{лаб}}$ — энергия налетающей частицы в лабораторной системе координат, а M — масса протона ($Mc^2 \approx 1 \text{ Гэв}$). При высоких энергиях ($E_{\text{лаб}} \gg M$) W примерно можно вычислять, извлекая квадратный корень из удвоенной энергии пучка, взятой в Гэв .

нению с «продольными» компонентами. Среднее значение поперечного импульса примерно равно $350 \text{ Мэв}/c$ и не зависит (или крайне слабо зависит) от энергии сталкивающихся частиц. Благодаря этому векторы импульсов рожденных адронов сильно коллимированы вдоль оси соударения. Поэтому полезно идеализировать всю картину, рассмотрев процесс как практически одномерный в импульсном пространстве *). Здесь весьма полезным оказывается использование такой кинематической величины как (продольная) быстрота

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_l}{E - p_l},$$

где E и p_l — это энергия и продольная компонента импульса наблюдаемой частицы. В частности, укажем некоторые важные широко используемые свойства этой величины. Во-первых, разности быстрот не меняются при лоренцовских преобразованиях вдоль оси соударения. Поэтому понятие о частицах с близкими или далекими импульсами приобретает лоренц-инвариантный смысл. Во-вторых, замена продольной компоненты импульса на быстроту в лоренц-инвариантном элементе фазового объема d^3p/E приводит к изящному разбиению его на поперечную и продольную части в форме $pd^2p_T dy$. После интегрирования по поперечным импульсам с учетом их ограниченности получаем одномерное распределение по быстроте **). И, наконец, для релятивистских частиц быстрота хорошо аппроксимируется «псевдобыстротой» $\eta = -\ln \operatorname{tg} \theta_{\text{лаб}}$, которая задается лишь углами вылета частиц.

Эти свойства наводят на мысль о далеко идущей аналогии с одномерным газом. При этом кинематические границы на шкале быстрот можно поставить в соответствие со стенками сосуда, в котором заключен газ, а плотность адронов на единицу быстроты отвечает числу молекул газа в единичном объеме. В случае соударения двух протонов с энергией в их системе центра масс, равной W , длина разрешенного промежутка быстрот равна $Y = 2 \ln (W/M)$. При наибольших доступных сейчас энергиях ускорителей эта длина равна восьми, $Y = 8$.

2. Обычно среди продуктов реакции присутствует особенно быстрая «лидирующая» частица, свойства которой тесно связаны со свойствами налетающей частицы. Она уносит в среднем около половины энергии налетающей частицы ***). Например, в соударениях налетающих протонов с покоящейся мишенью часто появляются быстрые протоны или нейтроны, летящие вдоль первоначального направления протонного пучка. Эффект лидирующей частицы есть следствие ограниченной неупругости адронных столкновений: в среднем, по большому числу событий, энергия, затрачиваемая на рождение новых частиц, составляет всего лишь половину энергии сталкивающихся адронов.

3. Среднее число вторичных частиц медленно растет с энергией. Большинство рождающихся частиц являются пионами, самыми легкими частицами среди адронов. Если бы все вторичные частицы рождались покоящимися в системе центра масс, то множественность должна была бы расти линейно с ростом энергии W в этой системе. Однако на самом деле рост примерно логарифмический (или слабый степенной, $\propto \sqrt{W}$), как показано на рис. 1, а. Замена одних процессов другими по мере роста

*) Если бы частицы выпускались изотропно в системе центра масс, нам пришлось бы рассматривать этот процесс как трехмерный. Существуют такие реакции, как, например, аннигиляция при низких энергиях и распад тяжелых частиц, где такое рассмотрение оказывается необходимым.

**) В первом приближении можно считать, что поперечные импульсы заменены всюду на их средние значения.

***) То же самое справедливо и в отношении частицы-мишени.

энергии, так что они все же в сумме приводят к практически постоянному (рис. 1, в) полному сечению, демонстрируется рис. 1, б, на котором приведены «полуинклюзивные», «топологические» сечения рождения заданного числа заряженных частиц в сочетании с произвольным числом нейтральных частиц. Эти сечения сначала растут, а затем падают, но их сумма меняется очень слабо.

4. Ближний порядок многочастичных конечных состояний проявляется по-разному. Так, во фрагментационных областях, которые занимают

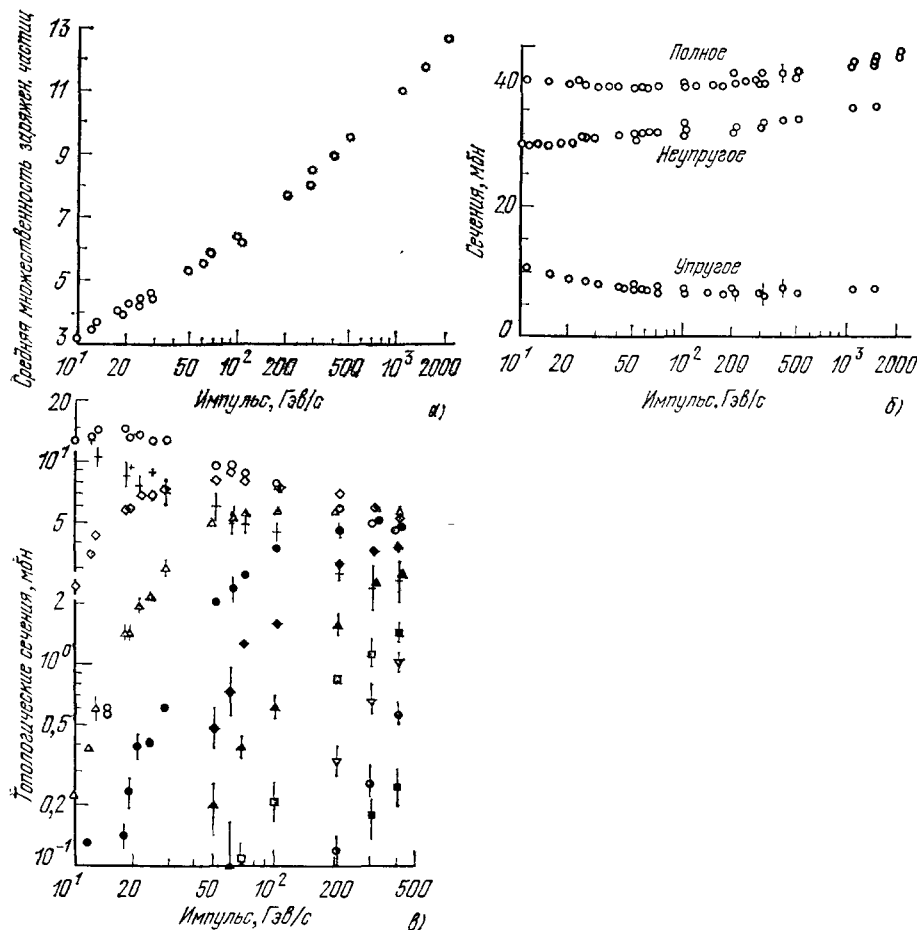


Рис. 1. Некоторые основные черты протон-протонных соударений при высоких энергиях.

а) Средняя множественность вторичных заряженных частиц как функция энергии; б) показаны полное сечение неупругих процессов (сумма всех топологических сечений), упругое и полное сечение; в) изменение «топологических» сечений с ростом энергии (цифры указывают сечения событий с данным числом (2, 4, ...) лучей).

примерно по две единицы быстроты вблизи края распределения по быстротам (он обычно сам заметно сдвинут от кинематической границы), сохраняется память о природе сталкивающихся частиц. Зарядовые корреляции и другие проявления кластеризации частиц, как мы обсудим ниже, также заметны лишь в ограниченном и практически не зависящем от энергии интервале быстрот.

5. Вне фрагментационных областей (в так называемой пионизационной области) структура многочастичных событий не зависит от при-

роды сталкивающихся частиц. Например, если не рассматривать область фрагментации пиона в пион-протонных реакциях, то при достаточно высоких энергиях их практически трудно отличить от протон-протонных реакций по характеристикам вторичных частиц. Эту черту процессов часто называют свойством факторизации.

6. Было обнаружено, что в фрагментационных областях инклюзивные сечения обладают свойством подобия. Это значит, что если их рассматривать как функцию фейнмановской переменной $x = 2p_l/W$ и энергии W , то они оказываются зависящими лишь от x , но не меняются с энергией. В пионизационной области они несколько возрастают с ростом энергии.

7. Структура событий оказывается относительно стабильной при изменении энергии. Плотность числа рождающихся пионов на шкале быстроты практически постоянна. Если использовать приведенную выше аналогию с одномерным газом, то можно сказать, что с ростом энергии увеличивается длина сосуда (быстротный интервал Y), но плотность газа в нем и корреляции между молекулами меняются слабо.

Эти семь общих положений, конечно, всего лишь упрощенная идеализация реальной ситуации, для количественного описания которой приходится прибегать к ряду уточнений. Тем не менее они служат хорошей отправной точкой для обсуждения всех известных сейчас основных *) характеристик процессов множественного рождения.

Иногда полезен и несколько иной феноменологический подход, который использует разбиение всех многочастичных событий на два основных класса.

1. Квазиупругое рождение заданных конечных состояний преимущественно с малой массой и множественностью, характеризующееся практически постоянными сечениями. (Часто эти процессы называют неупругой дифракцией. Например, при дифракционном возбуждении частицы-мишени, когда квантовые числа — заряд, странность и т. п. — не меняются, все вылетающие фрагменты имеют постоянные, не зависящие от первичной энергии, импульсы в лабораторной системе координат.)

2. Недифракционное рождение, ответственное за основную долю (около 4/5) неупругого сечения, причем в этом случае сечение протекания реакции по какому-то определенному каналу всегда оказывается сильно зависящим от энергии.

Конкретные модели, которые мы собираемся обсуждать ниже, применимы в основном именно к недифракционной компоненте.

ИСТОРИЯ ВОПРОСА О КЛАСТЕРАХ

Первые сведения о возможности объединения генерированных адронов в некую коррелированную систему были получены еще в начале пятидесятых годов, когда обнаружили резонансы в низкоэнергетических взаимодействиях пионов с нуклонами. Они оказали определенное влияние на интерпретацию данных о процессах с большим числом частиц.

Однако гипотеза о двухступенчатом характере процесса множественного рождения частиц с образованием на промежуточном этапе групп коррелированных адронов была высказана впервые лишь в 1958 году. Основанием для этого послужили экспериментальные данные, полученные в космических лучах при энергии около 1000 Гэв. Из них был сделан вывод, что существует такой класс процессов, в которых относительно медленные (в системе центра масс) частицы (т. е. согласно современной терминологии, пионизационные частицы) рождаются из двух изотропно

*) Мы не рассматриваем здесь редкие события с большими поперечными импульсами или с малой примесью частиц, отличных от пионов.

распадающихся центров. Масса такой группы адронов (файрбола) была оценена равной около $3\text{--}4\text{ Гэв}/c^2$. Распад происходил примерно изотропно на $7\text{--}8$ пионов.

Годом позже в экспериментах с космическими лучами при энергии около 300 Гэв были обнаружены события с рождением одного файрбола с подобными же свойствами (изотропный распад). Правда, они давали более широкое распределение масс — от 2 до $5\text{ Гэв}/c^2$. При этих энергиях движение файрбола в системе центра тяжести процесса приводило к появлению асимметрии вперед — назад в угловом распределении вторичных частиц в индивидуальных событиях («асимметричные ливни»).

Интерпретация таких событий в рамках популярного тогда статистического или гидродинамического *) подхода была весьма затруднительной. Однако примерно в то же время была развита периферическая модель взаимодействия адронов, приведшая к последовательной мультипериферической кластерной схеме **).

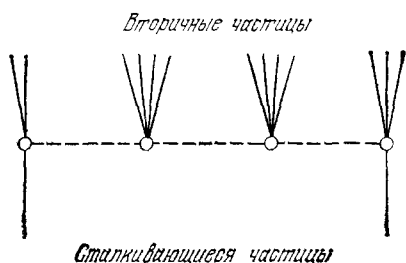


Рис. 2. Мультипериферическая диаграмма процесса с рождением кластеров.

Такие экспериментальные факты, как ближний порядок на шкале быстрот, локальная компенсация зарядов и поперечных импульсов, стабильность усредненных характеристик событий могли быть интерпретированы в рамках гипотезы о кластерах. Простейшие оценки размеров кластеров были проведены вначале с помощью наглядной, но довольно примитивной модели независимого испускания кластеров. В согласии с мультипериферией и идеями о партонной структуре адронов, успешно примененными в глубоко неупругих электрон-протонных взаимодействиях ⁵, было предположено, что кластеры рождаются практически независимо и равномерно распределены по шкале быстрот. Для того чтобы провести аналитические расчеты, характеристики кластеров были намеренно огрублены — считалось, что все они одинаковы (независимо от местоположения на шкале быстрот), распад каждого происходит на строго заданное число частиц изотропно, законы сохранения практически не учитывались и т. п. В рамках этой модели не затрагивались и такие (решаемые в мультипериферическом подходе) вопросы, как связь неупругих процессов с упругим рассеянием, энергетическое поведение полных сечений и т. д. Тем не менее она достаточно разумно воспроизводила основные черты процессов, получающиеся из мультипериферической картины. В результате сравнения выводов такой грубой модели независимого испускания кластеров с экспериментом был сделан вывод, что средний кластер обладает массой около $2\text{ Гэв}/c^2$ и распадается на $3\text{--}4$ пиона.

*) Гидродинамический подход был предложен Ландау ¹. Последние обзоры см. ².

**) Мультипериферическая модель была развита в работе ³. О роли кластеризации в ней см. ⁴.

приводили к рождению цепочки из групп коррелированных адронов (цепочки кластеров). Диаграмма одного из таких процессов показана на рис. 2.

Новая волна интереса к корреляциям частиц возникла около пяти лет назад после того, как в Серпухове, Батавии и ЦЕРНе были обнаружены и изучены сильные ближние корреляции быстрот пионов.

Затем были исследованы азимутальные и зарядовые корреляции, полуинклюзивные корреляции (при заданной множественности) и т. п.

Более детальные расчеты в рамках мультипериферической схемы, в которой учитывается возможность появления кластеров разных типов и масс, точно учитываются законы сохранения и динамика взаимодействия, показывают, что такие цифры возникают за счет некоего усреднения вклада известных резонансов с низкими массами и вклада более тяжелых кластеров (типа фэйрболов). Таким образом, разница в оценке параметров кластеров может появляться за счет различия в экспериментальных условиях. При низких энергиях, а также при высоких энергиях, но когда выделяются события с низкой множественностью, основной вклад дает рождение легких резонансов. При более высоких множественностях (что соответствует обычному отбору событий в космических лучах) роль тяжелых кластеров, наоборот, будет подчеркнута. Неудивительно поэтому, что из опытов в космических лучах были получены существенно большие массы кластеров, чем «в среднем» на ускорителях.

Закljučая этот раздел, можно сказать, что сейчас ситуация с кластерами приобрела значительную определенность на качественном и количественном уровне, но, конечно, необходима дальнейшая работа для выяснения природы явления кластеризации и, особенно, происхождения, характера распада и других свойств более тяжелых кластеров.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ СВИДЕТЕЛЬСТВА В ПОЛЬЗУ КЛАСТЕРИЗАЦИИ

Для того чтобы пояснить, как конкретно были выявлены эффекты, вызванные кластеризацией вторичных частиц, нам придется обсудить некоторые методы выделения кластеров. Здесь невозможно описывать все предложенные методы, поскольку их число уже приближается к двадцати. Однако реально используются лишь несколько основных методов.

Как уже упоминалось выше, кластеры обычно проявляют себя на эксперименте опосредствованно, через какие-то косвенные эффекты типа корреляционных.

Выделение отдельного кластера представляется довольно трудной задачей по двум причинам. Во-первых, продукты распада двух или более кластеров, рожденных в данном конкретном событии, могут перекрываться на шкале быстрой и тем самым разделение кластеров становится невозможным. Во-вторых, изолированные группы частиц могут возникать за счет обычных флуктуаций, которые, в частности, появятся, если, например, нейтральные частицы не детектируются установкой. Чтобы исключить роль таких флуктуаций, надо набрать большую статистику полностью идентифицированных и проанализированных событий одного типа, что представляется весьма нелегкой задачей. Поэтому весьма важно найти такие характеристики вторичных частиц, которые наиболее чувствительны к механизму их рождения, к типу их кластера-прародителя.

При изучении космических лучей были обнаружены события, в которых две группы коррелированных пионов отстояли достаточно далеко друг от друга на шкале псевдобыстрот. Каждая из них покрывала такой интервал этой шкалы ($\Delta\eta \approx 2$), который должен получиться при изотропном разлете частиц в системе центра масс группы (кластера). Эти факты привели к появлению гипотезы о двух центрах эмиссии частиц. Конечно, статистика и точность этих первых опытов были сравнительно скромными. Поэтому их результаты можно рассматривать скорее как указание, нежели как доказательство.

Проявление эффекта кластеризации в полном наборе неупругих событий было выявлено лишь, когда стали изучать двухчастичные корреляции пионов. На эксперименте измерялась вероятность одновременного появления в событии одного из пионов с заданной быстротой y_1 и второго пиона

с быстротой y_2 . Если бы частицы рождались независимо, то эта вероятность была бы равна произведению вероятностей обнаружить по отдельности эти пионы в точках y_1 и y_2 на шкале быстрот. Поэтому в отсутствие динамических и кинематических корреляций корреляционная функция (определяемая как разность двухчастичного распределения и произведения одночастичных распределений) *) должна была бы обращаться в нуль.

Эксперимент показал, что эта функция заметно отлична от нуля при совпадающих быстротах пионов и спадает экспоненциально с ростом разности быстрот, так что корреляции сосредоточены на ограниченном интервале быстрот длиной примерно в две единицы (рис. 3). Это был важный аргумент в пользу кластеризации частиц.

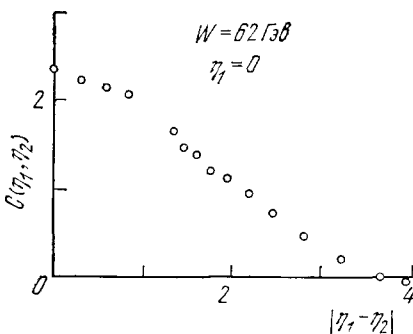


Рис. 3. Корреляция двух пионов, рожденных в pp -соударениях при энергии $W = 62 \text{ Гэв}$, приводит к пику корреляционной функции при совпадающих псевдобыстроотах $\eta_1 = \eta_2$ (рисунок взят из ⁶⁾).

Рис. 3. Корреляция двух пионов, рожденных в pp -соударениях при энергии $W = 62 \text{ Гэв}$, приводит к пику корреляционной функции при совпадающих псевдобыстроотах $\eta_1 = \eta_2$ (рисунок взят из ⁶⁾).

вания аналогичных функций при заданном числе заряженных частиц (полуинклюзивные корреляции). Анализ, проведенный в модели независимого испускания кластеров, показывает, что из полуинклюзивных корреляций можно получить сведения не только о среднем числе частиц в кластере, но и о ширине распределения по числу частиц, образующихся при распаде кластеров. Средние характеристики кластеров получаются теми же, однако оказывается, что в событиях с относительно малой множественностью (меньше или порядка средней) рождаются в основном кластеры-резонансы, распадающиеся на фиксированное (в среднем, три) число частиц, тогда как в процессах с более высокой множественностью образуются более массивные кластеры, распад которых требует нерезонансного пуассоновского распределения по числу частиц (рис. 4). Эти данные были получены при энергиях ЦЕРНа, т. е. в районе 1000 Гэв , там, где впервые были обнаружены фэйрболы.

*) Ясно, что эта функция вообще может зависеть лишь от разности $|y_1 - y_2|$, если пренебречь эффектами, связанными с законами сохранения энергии и импульса.

В модели независимого испускания кластеров можно показать, что высота пика корреляционной функции при $y_1 = y_2 = 0$ тем больше, чем больше число частиц в кластере, а ширина его определяется характером углового распределения при распаде кластера. Сравнение экспериментальных данных с теоретическими формулами выявило, что независимое рождение частиц противоречит известным фактам, а добиться согласия удастся, если они возникают из кластеров, распадающихся изотропно в среднем на 3—4 частицы.

Более детальную информацию о кластерах можно извлечь из исследо-

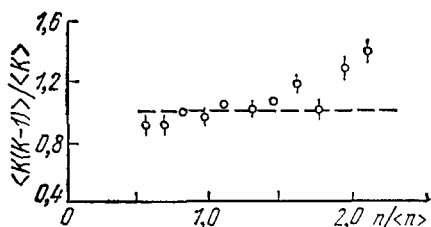


Рис. 4. Зависимость величины $\langle K(K-1) \rangle / \langle K \rangle^2$ от числа лучей n в pp -соударениях при $W = 62 \text{ Гэв}$ (по ⁶⁾).

K — число заряженных продуктов распада кластера. Точки — данные эксперимента. Штриховой линией показана возможная зависимость для трехчастичных резонансов (например, ϕ -резонансы и т. п. вместо тяжелых кластеров). Линейный рост соответствует пуассоновскому распределению по числу частиц в кластере.

Несколько в другой форме двухчастичные корреляции были изучены с помощью метода быстротных щелей. Основная идея этого метода состоит в том, что расстояние между соседними на шкале быстрот частицами (быстротная щель), характеризующее в обычной ситуации среднюю плотность числа частиц, при больших интервалах быстрот фактически определяет уже плотность кластеров. Благодаря этому (зная плотность числа частиц и кластеров на шкале быстрот) легко найти среднее число пионов в кластере. И вновь было получено то же значение — $3 \div 4$ пиона на кластер. Аналогичные оценки были проведены и с помощью ряда других методов. Таким образом, средние характеристики кластеров сейчас достаточно хорошо известны.

Однако, несмотря на эвристическую ценность при описании процессов множественного рождения, такое сведение к средним однотипным кластерам представляется слишком большим упрощением. Частицы, в принципе, могут рождаться и поодиночке. Весьма обильно могут рождаться двухчастичные резонансы типа ρ -мезона. Но тогда для получения указанных выше средних значений нужно, чтобы образовывались и достаточно тяжелые кластеры. Значит, спектр масс кластера может оказаться весьма широким, а следовательно, при распаде кластера может рождаться заметно большее число частиц, чем две-три.

Для исследования таких возможностей надо изучать не двухчастичные, а многочастичные корреляции. Простое обобщение корреляционных функций на три и более частиц приводит к многомерным распределениям, которые трудно анализировать. Значительно удобнее обобщить метод быстротных щелей и рассматривать интервалы быстрот, внутри которых заключено 1, 2 . . . частиц. Распределения таких интервалов в модели независимого испускания кластеров обладают максимумом, смещающимся к меньшим значениям по мере утяжеления кластеров, а их дисперсии связаны с характеристиками распада кластеров. И вновь сравнение с экспериментом подтвердило приведенные выше средние значения, а кроме того, показало, в согласии с полуинклюзивными данными, что в процессах с большей множественностью играют роль более тяжелые кластеры.

Хотя явление кластеризации представляется крайне важным для понимания процессов множественного рождения, они отнюдь не исчерпываются этим. Необходимо широкое понимание всего явления в целом. Аналитические расчеты в рамках грубой модели независимого испускания кластеров сыграли важную роль в установлении средних характеристик кластеров. Однако они уже непригодны для выяснения более детальной картины взаимодействия в силу используемых при их проведении предположений (таких, как отказ от учета законов сохранения, пренебрежение эффектом лидирующей частицы и поперечным движением кластеров, полное игнорирование энергетического поведения сечения, распределения по множественности и т. п.). Попытка учета всех этих факторов приводит к необходимости проведения расчетов на ЭВМ. При этом предпочтительнее использовать более реалистическую схему — квантовополевую мультипериферическую кластерную модель, когда рождение цепочки кластеров с различными возможными свойствами определяется сочетанием конкретной динамики взаимодействия адронов с кинематическими возможностями протекания процесса. Но в этом случае повышаются и требования к схеме. Желательно, чтобы она описывала не только явление кластеризации, но как-то отражала все те основные характерные черты процессов множественного рождения, которые были перечислены в начале статьи, и, по возможности, некоторые свойства упругой дифракции. Требования слабой зависимости полных сечений от энергии и воспроизведения правильной

средней множественности оказываются крайне важными для такой схемы. Именно из них следует (в согласии со сказанным выше), что в рамках модели необходимо допустить, помимо рождения обычных резонансов, также и тяжелые кластеры с массой около $3-4 \text{ Гэв}/c^2$. Ограниченность поперечного импульса вытекает из периферичности взаимодействия. (Учет распада кластера не меняет этого утверждения, поскольку импульсы пионов при распаде кластера ограничены и малы.) Легко объясняется и эффект лидирующей частицы опять-таки за счет периферичности взаимодействия налетающей частицы, которая пролетает, оставляя лишь конечную долю своей энергии на рождение новых адронов, а поскольку ее фрагментация не зависит от энергии и не затрагивает пионизационных частиц, то становятся понятными как свойство подобия в этой области, так и свойство факторизации. Ближний порядок корреляции обеспечивается здесь аналогично тому, как это имеет место в простейшей модели независимого испускания кластеров.

Поскольку «неэкзотические» пионные кластеры обладают электрическим зарядом $0, \pm 1$, то перенос заряда между кластерами мал и заряды в группе частиц должны почти компенсироваться в пределах интервала быстрой, отведенного одному кластеру. Так объясняется обнаруженное на опыте свойство локальной компенсации заряда (в пределах заданного малого интервала y). Рост (с ростом энергии) инклюзивных спектров в пионизационной области может быть понят как следствие роста плотности (на шкале быстрой) числа частиц в пионизационных кластерах, т. е. небольшого утяжеления кластеров *). Вместе с увеличением числа кластеров по мере роста энергии это может быть физической причиной и небольшого роста полных сечений, отмеченного в последние годы в ускорительных экспериментах, а также заметного роста выхода более тяжелых частиц (каонов, антипротонов и т. п.). Таким образом, мультипериферическая кластерная модель позволяет понять основные качественные характеристики процессов множественного рождения, а конкретные реализации этой модели достаточно хорошо описывают количественные экспериментальные результаты, полученные в Серпухове, Батавии и ЦЕРНе.

Подводя итог, можно сказать, что хотя самым сильным аргументом в пользу кластеризации частиц в неупругих процессах, конечно, служат данные о ближних корреляциях, множество других характеристик косвенно поддерживают эту гипотезу и находят в рамках ее разумное объяснение.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПОДХОДЫ К ПОНИМАНИЮ ПРИРОДЫ КЛАСТЕРИЗАЦИИ

Какова же природа тех адронных кластеров, в пользу которых говорит вся совокупность экспериментальных результатов? Являются ли они истинно динамическими объектами или же они есть следствие «игры» неких кинематических ограничений, флуктуаций и т. п.? Другими словами, дают ли они точное однозначное описание протекания процессов при высоких энергиях или же всего лишь обеспечивают нас простыми мнемоническими правилами? Хотя явление кластеризации кажется твердо установленным, интерпретация с позиций реального существования динамических кластеров не может считаться твердо доказанной. Однако наблюдаемая стабильность свойств кластеров, как нам представляется, говорит в пользу такой возможности. Большинство теоретических подходов рассматривают кластеры именно с этой точки зрения.

*) При изотропном распаде кластера, независимо от числа частиц в нем, все они укладываются в интервале быстрой $\Delta y \approx 2$.

В мультипериферической модели процесс множественного рождения при высокой энергии сводится к набору взаимодействий виртуальных частиц при более низких энергиях. Поэтому естественно, что кластеры с малой массой воспроизводят спектр мезон-мезонного рассеяния, включающий в себя низкоэнергетические резонансы. Природа кластеров с большой массой не столь ясна. Можно было бы представлять их себе как совокупность перекрывающихся по энергии (массе) тяжелых резонансов. Однако обычно рождение тяжелых резонансов происходит с малой вероятностью и потому объяснить частое появление массивных кластеров трудно, если не считать, что тяжелых резонансов намного больше, чем легких.

В то же время, если рассмотреть пространственно-временную эволюцию системы, образовавшейся в результате соударения первичных адронов, то видно, что в случае образования в начальный момент времени большого числа легких резонансов многие из них не успевают выйти из области действия сил, претерпевают вторичные взаимодействия и в итоге может образоваться некая массивная термализованная система, напоминающая тяжелый кластер. В дальнейшем распад такой системы должен идти в соответствии с законами статистики и термодинамики, чем и может быть оправдан изотропный распад кластера и наблюдаемое планковское распределение по импульсам вторичных частиц. Таким образом, в мультипериферическую модель естественно вводятся массивные кластеры и элементы статистической трактовки подсистем.

Возможно, кластеры наиболее экономно описывать как коллективные возбуждения адронных систем со многими степенями свободы. В этом случае, теоретические подходы, развитые для решения нерелятивистских многочастичных задач, могут оказаться весьма успешными при выяснении природы явления кластеризации. В то же время полезной может оказаться и связь с описанием адронных струй, наблюдаемых в глубоко неупругих процессах взаимодействий электронов с протонами, на основе кварк-партонной модели. Все это может привести к единому описанию всего спектра кластеров.

При таком подходе явление кластеризации должно быть общим свойством адронной материи. Поэтому следует ожидать его проявлений не только в адрон-адронных соударениях, но и в реакциях, вызванных лептонами, в которых образуются адронные конечные состояния, вообще всегда, когда большая энергия выделяется в виде двух или более адронов, способных к дальнейшему взаимодействию между собой и генерации новых адронов с перераспределением между ними выделенной энергии. Первые указания на эффекты кластеризации получены в реакциях протон-антипротонной аннигиляции и превращения электронно-позитронной пары в адроны при высоких энергиях. Новые возможности экспериментирования со встречными электронно-позитронными пучками с полной энергией в с. ц. м до 40 ГэВ , которые вскоре появятся, несомненно, позволят глубже взглянуть на проблему подобия многочастичных реакций, инициированных разными первичными частицами.

В заключение нам хотелось бы подчеркнуть, что концепция кластеров оказалась весьма полезной при исследовании процессов множественного рождения и дальнейшее изучение явления кластеризации частиц может послужить одним из ключей к пониманию природы сильных взаимодействий.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
АН СССР

Фермиевская Национальная лаборатория,
Батавия, США

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Д. Ландау; Изв. АН СССР, сер. физ. **17**, 51 (1953).
2. E. L. Feinberg, Phys. Rept. **C5**, 237 (1972).
P. Carruthers, Ann. N.Y. Acad. Sci. **229**, 9 (1974).
3. D. Amati, A. Stanghellini, S. Fubini, Nuovo Cimento **26**, 896 (1962).
4. I. M. Dremin, A. M. Dunaevskii, Phys. Rept. **C18**, 159 (1975).
5. R. P. Feynman, Photon-Hadron Interactions, Reading, Mass., W. A. Benjamin, 1972. (Имеется перевод: Р. Фейнман, Взаимодействие фотонов с адронами, М., «Мир», 1975.)
6. S. R. Amendolia et al., Nuovo Cimento **A31**, 17 (1976).