

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

539.12.01

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ФАЙРБОЛЫ*)

(Состояние концепции в теории и в ускорительном эксперименте)

E. L. Фейнберг**СОДЕРЖАНИЕ**

1. Введение и заключение	3
2. Теоретические основания концепции файрболов	10
а) Термодинамическая периферическая модель (10). б) Мультипериферическая модель с файрболами (15). в) Чудо термодинамической трактовки (21). г) Что такое файрболы в квантовой теории поля (25). д) Выводы к гл. 2 (30).	
3. Файрболы в космических лучах	30
4. Кластеры и файрболы в ускорительных экспериментах при энергии менее 2 ТэВ	32
5. Что же дальше?	40
Цитированная литература	49

1. ВВЕДЕНИЕ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Файрболы **) появились в физике частиц в 1958 г., когда краковская группа Менсовича¹, Ниу в Японии² и Коккони³ на основании эмульсионных опытов пришли к заключению, что по крайней мере иногда, а может быть и всегда, множественная генерация адронов при энергии соударяющихся частиц в лабораторной системе $E_L \sim 1-10$ ТэВ идет через промежуточный этап: сначала образуются два сгустка ядерного вещества, имеющие массы $M \sim 2-5$ ГэВ ***) и сравнительно медленно движущиеся в системе центра инерции (СЦИ), которые затем распадаются каждый в среднем на $\langle n \rangle \sim 5-10$ частиц, почти исключительно пионов. Они и были названы файрболами. Очень скоро было замечено, что и при энергиях E_L , на порядок меньших, где удалось применить более совершенную технику (камера Вильсона в магнитном поле, сопряженная с ионизационным калориметром, позволяющим определять начальную энергию в каждом событии), множественная генерация может быть описана с помощью таких же файрболов, однако они образуются в среднем лишь по одному на событие⁴.

Все это было найдено в космических лучах, когда физика высоких энергий и физика космических лучей были синонимами. Ускорители существовали лишь для несравненно меньших энергий (Дубна, $E_L = 10$ ГэВ). Файрболы там просто не могли образоваться.

*) В статье существенно использован обзорный доклад на XVIII Международной конференции по космическим лучам (июль 1981 г.).

**) Fire-ball (англ.) — метеор, болид, шаровая молния.

***) Всюду принимается $\hbar = c = k = 1$.

Трудности экспериментирования в космических лучах общеизвестны. Неудивительно, что концепция файрболов была воспринята многими физиками очень скептически. Однако подавляющее большинство самих космиков приняло ее сразу. Уже на Международных конференциях по космическим лучам в Москве (1959 г.), Киото (1961 г.) и Джайпуре (1963 г.) была сформулирована общая картина, сохранившаяся в главных чертах и поныне: два соударяющихся начальных адрона, например, нуклоны, выделяют часть своей энергии в файрболы, а сами пролетают вперед, иногда возбудившись, и распадаются в таком случае на небольшое ($2-4?$) число конечных адронов, называвшихся тогда изобарными, а впоследствии фрагментационными или лидирующими. Основная же множественность определяется распадом файрболов на частицы, сравнительно медленно движущиеся в СЦИ. Их стали называть пионизационными^{5*}). В последующие десятилетия вся эта концепция в космических лучах лишь укреплялась, а по мере перехода к изучению еще больших E_L стали появляться свидетельства в пользу файрболов еще больших масс, вплоть до $M \sim \sim 100$ ГэВ, $\langle n \rangle \sim 100-200$ ⁶.

Однако как раз после возникновения концепции файрболов начали работать ускорители, способные давать нуклоны с энергией $E_L \approx 30$ ГэВ (ЦЕРН, Брукхейвен), а затем и $E_L = 76$ ГэВ (Серпухов). Открывшиеся чрезвычайно благоприятные возможности экспериментирования вызвали вполне понятный энтузиазм у физиков-ускорительщиков, и они с жаждой и с восхищением окунулись в исследования на этих установках. Здесь добывались безусловно надежные, очень детализированные давние. То, что энергия все еще оставалась несравненно меньшей, чем давно изучавшаяся в космических лучах, очень часто недооценивалось. Многие считали, что если достигнута энергия $E_L \gg m_N$ (m_N — масса нуклона), и даже в СЦИ полная энергия $\sqrt{s} \approx \sqrt{2m_N E_L} \sim 8-12$ ГэВ $\gg m_N$, то мы вступили уже в асимптотическую область. Казалось, что достаточно лишь детально, скрупулезно изучить простейшие, малоакустичные процессы; тогда механизм будет понят и удастся предсказать в частности и то, что должно происходить при более высоких энергиях (идея, конечно, наивная). Эти простейшие процессы довольно успешно описывались отдельными диаграммами Фейнмана с подобранными параметрами, одномезонным или однореджонным обменом, дисперсионными соотношениями и т. п. Схема же многоакустичных процессов извлекалась отсюда теоретиками с помощью нанизывания друг на друга малоакустичных диаграмм. Так, нанизывание цепочки из одномезонных обменов привело прежде всего к «мультипериферической модели» Амати, Фубини и Станделлини⁷ (см. также обзор⁸), к знаменитой гребенке, в которой из каждой вершины вылетал ρ -мезон, после распада дававший два пиона. Впоследствии она была заменена партонной гребенкой примерно с такими же свойствами. Понапачалу это приводило к неплохим результатам при сравнении с опытом.

С тех пор в течение почти двух десятилетий параллельно существовали, можно сказать, две физики частиц. Для космиков файрболы были несомненным и важнейшим объектом, который фигурировал и в расчетах развития широких атмосферных ливней (при этом принималось, что масса файрбала растет с энергией), и при интерпретации отдельных событий, наблюдавшихся в фотоэмulsionиях. Наоборот, для физиков-ускорительщиков и для ориентирующихся только на их данные теоретиков (а таких было подавляющее большинство) файрболы просто не существовали, ими пренебрегали полностью. Лишь небольшие группы теоретиков (в основном

*). Это почти то же, что в ускорительной физике называют «центральными» (по оси быстрот) частицами. В число этих последних входят, однако, и «хвосты» распределения фрагментационных частиц, при не очень высоких энергиях проявляющие себя.

в СССР и в Японии, а в последнее десятилетие со все возрастающей интенсивностью и во многих западных странах) продолжали разрабатывать термодинамическую теорию распада адронных сгустков. Наряду с этим в СССР (ФИАН) возникла и настойчиво разрабатывалась с начала шестидесятых годов периферическая и даже мультипериферическая гибридная модель с включением термодинамических подсистем. О ней будет говориться ниже (см. гл. 2 и 4), пока же отметим, что она представляет собою по существу мост между упомянутыми выше двумя, казалось бы, антагонистическими точками зрения или, лучше сказать, возможный и оказалшийся плодотворным при сравнении с экспериментом вариант такого моста. Однако это было исключением, не определявшим устремления основной массы исследований и исследователей. Лишь в середине 70-х годов появилась мультиклusterная модель (являющаяся по существу сильно упрощенным вариантом гибридной модели, описанной выше). Но это уже проявление нового этапа, вызванное необходимостью понять обнаруженную на опыте кластеризацию. До того на Западе существовала лишь весьма своеобразная термодинамическая модель Хагедорна с ее статистическим бутстррапом и концепцией предельной возможной температуры любой адронной материи, температурой, имеющей порядок массы пиона. Мы еще будем говорить об этой модели в разделе а) гл. 2.

Положение стало меняться лишь лет 8—10 назад, когда ускорители наконец дотянулись до тех энергий космических лучей, при которых были найдены файрболы (встречные пучки в ЦЕРНе с $\sqrt{s} \lesssim 60$ ГэВ, эквивалентная лабораторная энергия $E_L \lesssim 2 \cdot 10^3$ ГэВ = 2 ТэВ). Прежние простые мультипериферические модели гребеночного типа, где зубьями были легкие резонансы или партоны (зубьев по необходимости должно было быть много, ведь при $\sqrt{s} \sim 60$ ГэВ опыт дает среднюю множественность $\langle n \rangle \sim 18$), вступили в противоречие с ускорительным экспериментом, сначала не очень острое^{9, 10, 72}. Прежде всего, наконец, поняли, что во всяком случае не все зубья гребенки равноправны — есть фрагментационные частицы и есть пионизационные⁹ (это произошло с отставанием от космических лучей по крайней мере в полтора десятилетия). Потом выяснилось, что в «центральной» (по быстротам) пионизационной области нет никакого плато, предсказывавшегося «гребенкой»; вместо него четко вырисовывается гауссовский колокол (его, однако, продолжали называть «квазиплато»¹⁰⁶ *). Потом обнаружили¹¹, что высота даже этого «квазиплато» в инклюзивном распределении вовсе не остается постоянной при росте энергии, как это предписывала гребенка, и т. д.

Начались попытки усложнения гребеночных моделей. Учитывалось их ветвление на две, три и более гребенок, привлекался обмен довольно тяжелыми резонансами в пределах гребенки и т. п. Но все это лишь частично исправляло положение. Особые трудности возникали при описании корреляций частиц. «Наивные» же представления файрбольного типа и «старомодная» гидродинамическая модель Ландау, которую можно считать моделью развития и распада тяжелых файрболов, давали удивительно естественное объяснение множеству характеристик процесса.

Постепенно те, кто ранее и слышать не желал о файрболах, стали говорить о промежуточных тяжелых образованиях, хотя из осторожности (или чтобы не быть заподозренными в доверии к файрболам) их обычно называли иначе — кластерами. Крайнюю позицию в этом отношении занял директор ЦЕРН В. Енчке, который в годичном отчете за 1973 г.

*). Если заменять распределение по быстроте распределением по квазибыстроте, то верхушка колокола из-за чисто кинематических свойств такого преобразования срезается, может возникнуть плато и даже минимум в центре (см. ниже).

в качестве одного из главных успехов назвал достигнутое понимание механизма множественной генерации^{12а}, который он представил схемой рис. 1. Конечно, это просто однофайрбольная схема, сформулированная в физике космических лучей за полтора десятилетия до того. Еще через два года, в отчете за пятилетие, тот же автор выразил ту же по существу

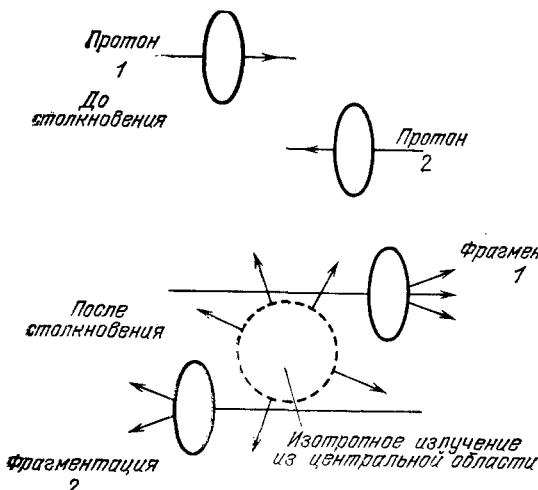


Рис. 1. Схема процесса множественной генерации адронов при соударении протонов высокой энергии (в системе центра инерции), сформулированная в^{12а} на основании ускорительных опытов в ЦЕРН для $\sqrt{s} \leq 60$ ГэВ (эффективная лабораторная энергия $E_L \leq 1$ ТэВ).

схему на кварк-глюонном языке^{12б} (рис. 2) в соответствии с идеями Покорского и Ван-Хове¹³. Наконец в 1973 г. появилась большая статья Каррузера и Мин Дуан Вонга, в которой авторы с удивлением обнаружили, что простейшая первоначальная гидродинамическая модель Ландау прекрасно описывает и быстрые распределения при разных энергиях,

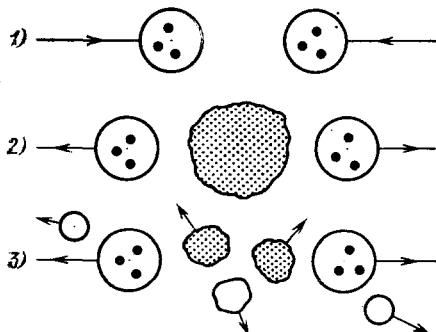


Рис. 2. То же, что на рис. 1, согласно^{12б}, на языке кварк-глюонной схемы, соответствующей¹³.

1 — протоны до соударения; 2 — сразу после соударения (два возбужденных нуклона и глюонный стусто); 3 — конечное состояние после распада глюонного облака на пионационные частицы и после фрагментации возбужденных нуклонов на стабильные нуклоны и мезоны.

и множественность генерации⁴⁷. Любопытно, что подытоживающую публикацию 1974 г. Каррузер назвал «О еретических моделях множественной генерации». Необходимо воздать должное решимости всех этих физиков, восставших против догмы, прочно укоренившейся среди исследователей, ориентирующихся только на ускорительные эксперименты.

Однако подобная крайняя интерпретация ускорительных данных отнюдь не стала всеобщей. Гораздо чаще говорили, что адроны образуются группами по 3—4 частицы с суммарной массой $M \sim 1,5—2$ ГэВ/с (их-то и называли кластерами), или же снова упорно апеллировали к усложненным гребенкам.

Таким образом, после полутора десятилетий резкого противостояния началась конвергенция двух точек зрения. На самом деле конвергенция

пошла гораздо дальше, чем принято думать. Мы увидим это ниже (рис. 3 *)).

Это сближение произошло отнюдь не только из-за повышения энергии ускорителей. Не менее важно и то, что после почти двух десятилетий отказа от традиционного квантовополевого подхода, когда еще в 1959 г. устами крупнейшего теоретика было публично провозглашено¹³¹, что «гамильтонов метод для сильных взаимодействий изжил себя и должен быть похоронен, конечно, со всеми почестями, которые он заслужил»; когда квантовую теорию поля (КТП) пытались заменить то аксиоматической теорией S-матрицы, то методом полюсов Редже, то дисперсионными соотношениями и т. п., она была полностью реабилитирована и восстановлена в своих правах, вновь была признана фундаментом всякой теории частиц. Так, появившаяся новая теория — квантовая хромодинамика — строилась точно по той же схеме, что и квантовая электродинамика, и мезон-нуклонная теория поля. Изменились лишь вид лагранжиана да внутренние квантовые числа полей. Соответственно этому мы вновь, когда это нужно и оправдано, можем пользоваться и пространственно-временной картиной развития процесса, и квазиклассическим приближением. Это важнейшее обстоятельство, как увидим, и позволяет сохранять файрбольную идеологию, в частности квазиклассический термодинамический подход. На наших глазах появляются и обсуждаются квазиклассические модели процессов соударения адронов и ядер, иногда лишь дополнительно учитывающие кварк-глюонную структуру, но в остальном очень близкие к тем, которые обсуждались несколько десятилетий назад. Многие возникающие при этом вопросы и неясности — те же, что обсуждались и разрешались раньше. Поэтому не следует удивляться тому, что в настоящем обзоре придется рассматривать и очень старые работы. Они представляют не только исторический интерес.

Одним из наиболее употребительных аргументов против файрболов был тезис об их экзотичности, о том, что это «непонятно, что такое», нечто, не интерпретируемое, например, на квантовополевом языке. Однако теперь ясно, что этот аргумент ошибочен. В любой КТП, как увидим, существует естественное место для тяжелых нерезонансных нестабильных объектов. Вопрос может стоять только о том, как описывать их распад — термодинамически или как либо иначе. В частности для них можно предложить и вполне конкретную физическую структуру. Это может быть, например, кварк-глюонный «мешок» необычайно высокой плотности и потому нестабильный. Интерес к подобным образованиям резко возрос за последние 2 года в связи с уже начатыми опытами по соударению сверхрелятивистских тяжелых ядер (до десятков ГэВ на нуклон) во встречных пучках, когда образование горячей кварк-глюонной плазмы высокой плотности, постепенно расширяющейся и переходящей в адронную фазу, становится весьма правдоподобным.

^{*}) Ясно обозначившееся уже в середине 70-х годов сближение было подробно проанализировано в¹²⁰. Выводы этой работы почти целиком сохранили свое значение и иныне (к сожалению, на стр. 61 указанной статьи, в таблице, выразительно сопоставляющей с экспериментом предсказания двух моделей, неудачно озаглавлены столбцы, что может привести к недоразумениям, если невнимательно прочитать сказанное в тексте обзора: в соответствии с тем, что сказано в тексте, под «статистикой и термодинамикой» следует понимать первоначальную гидродинамическую модель Ландау с образованием единой системы и с определенным уравнением состояния, а заголовок «мультипериферия; реджевский подход» на самом деле относится к «гибридной» мультипериферической модели, включающей термодинамические кластеры (или файрболы) в качестве подсистем, генерируемых в узлах цепочки наряду с резонансами, и дающей правильное описание померона, р-траектории и т. п. (см. ниже, рис. 7)). Для более подробного ознакомления со многими вопросами, затрагиваемыми в настоящей статье, мы отсылаем к этому обзору¹²⁰.

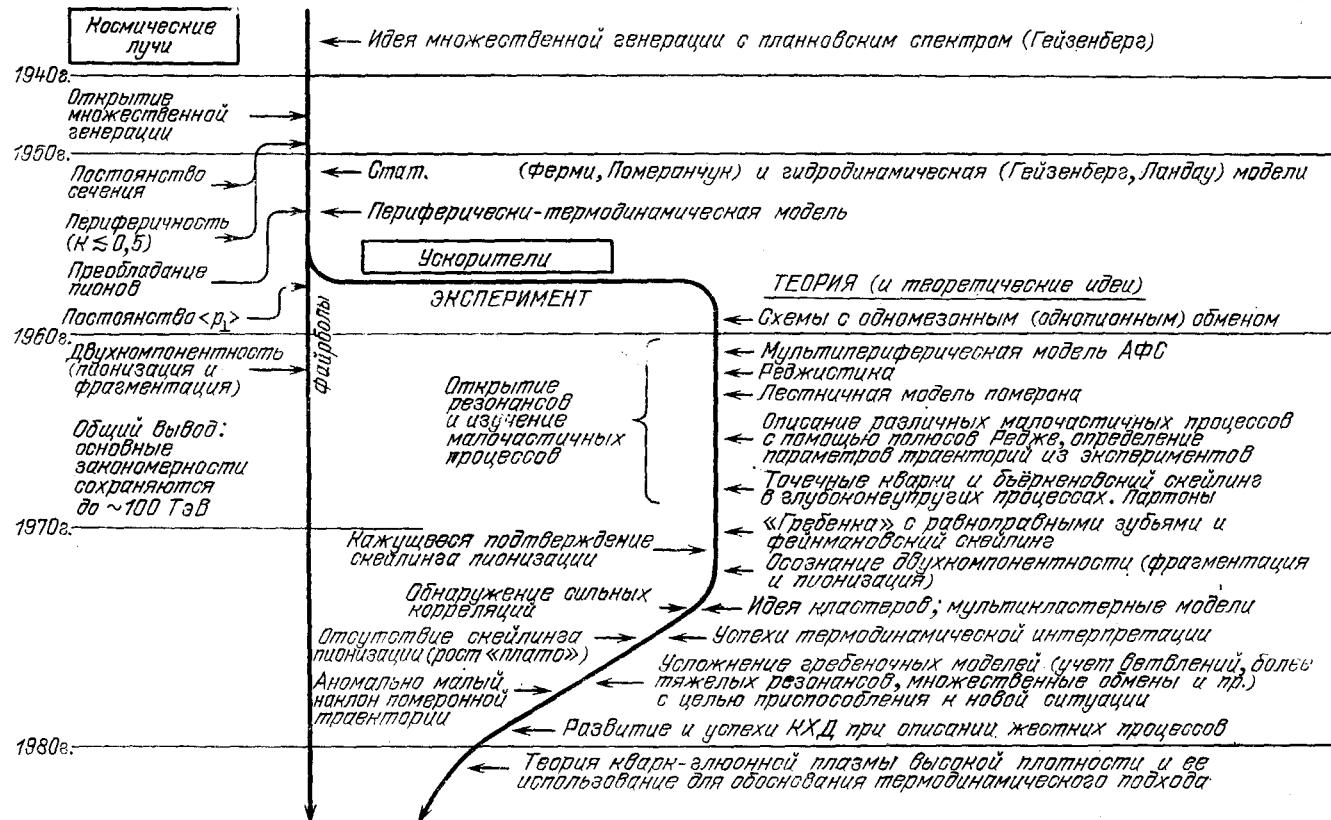


Рис. 3. Схематическое представление истории изучения множественной генерации адронов и развития теоретических идей (чтобы не загромождать схему, не показано, что реджевская феноменология малочастичных процессов и теория глубоконеупругих процессов сохраняют свое независимое значение).

Возвращаясь к файрболам в нуклон-нуклонных соударениях, следует подчеркнуть, что механизм их образования, сечение их генерации, спектр масс и многое другое — острые вопросы, подлежащие дальнейшему изучению.

Имея в виду последующее обсуждение, нужно подчеркнуть также еще два обстоятельства.

1) Нас здесь интересуют прежде всего ионизационные частицы и вообще продукты реакции, поперечные импульсы p_{\perp} которых (по отношению к оси соударения) не слишком велики: $p_{\perp} \lesssim 1$ ГэВ и лишь отчасти рассматривается область $p_{\perp} \sim 1-5$ ГэВ. Частицы с большими p_{\perp} в настоящее время неплохо описываются как результат жестких соударений кварков и (или) глюонов в квантовой хромодинамике. Эти последние процессы очень редки и дают $\lesssim 10^{-7}$ генерируемых частиц *).

2) Номенклатура файрболов, понимаемых как промежуточное адронное образование, описываемое термодинамически, в настоящее время расширилась. К ним нужно отнести и объекты, эволюцию которых из-за их большой начальной плотности энергии следует описывать гидродинамически, и некоторые другие сгустки ядерной материи, например, быть может, и то нестабильное образование, которое возникает при дифракционной диссоциации на ядрах, $\pi A \rightarrow (n\pi) A$, $n = 3, 5, 7, \dots$. Если при $n = 3$ еще удается выделить в конечном состоянии определяющий вклад резонансов, то при $n \geq 5$, по-видимому, большую роль играет нерезонансный фон. Файрболовами же могут быть более легкие ($M \ll 2$ ГэВ) кластеры, вводимые многими авторами при анализе корреляционных ускорительных экспериментов (см. гл. 4).

Однако нас преимущественно будут интересовать традиционные файрболовы с массой $M \approx 2-5$ ГэВ, описываемые статистически, и более тяжелые подсистемы, описываемые гидродинамически.

Вопросы, которые предстоит прежде всего рассмотреть,— это теоретические доводы в пользу появления термодинамических систем (или подсистем) в соударениях высокой энергии и проявление таких файрболов в известном уже ускорительном эксперименте. Все это должно подвести нас к ответу на главный вопрос — реальны ли файрболовы. Вывод, как мы увидим, будет сводиться к тому, что все имеющиеся пока теоретические соображения и ускорительные данные свидетельствуют в пользу концепции файрболов. Однако окончательное решение проблемы принесут, вероятно, только ускорительные опыты при энергиях $E_L \gg 10$ ТэВ. На наших глазах ускорители вступают в эту область. В октябре 1981 г. в ЦЕРНе начал работать кольцевой ускоритель-накопитель, в котором происходят протон-антипротонные соударения с общей энергией в СЦИ $\sqrt{s} = 540$ ГэВ, что соответствует лабораторной энергии $E_L = 150$ ТэВ. Первые же опыты принесли существенные для нашей проблемы результаты. Тем более уместно в настоящее время подвести итог тому, что уже известно.

В этом обзоре в гл. 2 будут сведены вместе теоретические соображения в пользу обсуждаемой концепции, будет дан обзор некоторых результатов использования термодинамической и даже гидродинамической теории распада файрбала. В гл. 3 — весьма кратко — приводятся данные о файрбалах, наблюдавшихся в космических лучах. В гл. 4 анализируются ускорительные данные в пользу той же концепции при $E_L \leq 2$ ТэВ. Гл. 5 посвя-

*) Тем не менее именно они подвергаются в последние годы особенно интенсивному изучению и представляют особый интерес, поскольку дают исключительно важную информацию о внутренней кварк-глюонной структуре стабильных адронов.

щена проблеме более высоких энергий, в частности содержит обсуждение первых экспериментов на встречных пучках при эквивалентной энергии $E_L = 150$ ТэВ. Эта глава играет и роль второго заключения.

2. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВАНИЯ КОНЦЕПЦИИ ФАЙРБОЛОВ

а) Термодинамическая периферическая модель

Нет сомнения, что физики-космики были подготовлены к принятию концепции файрболов теоретиками, которые начиная с 1936 г. строили термодинамические модели множественной генерации. Началось с Гейзенберга, который еще до появления каскадной теории электронно-фотонных ливней Баба и Гайтлера попытался объяснить широкие атмосферные ливни космических лучей (их в то время называли ливнями Оже) как результат множественной генерации в одном акте¹⁴. Он опирался на популярный тогда вариант теории бета-распада, предложенный Конопинским и Уленбеком¹⁵. Эти авторы заменили фермиевский лагранжиан четырехчастичного взаимодействия $\rho_{\nu\nu}$ (протона, нейтрона, электрона и пейтрино) более сложным, но, как тогда считали, лучше описывавшим экспериментальные бета-спектры лагранжианом типа (κ — целое число, не равное нулю; по κ суммирования нет*)

$$L_{KU}^{\text{int}} = g (\bar{\Psi}_p \gamma_\mu \Psi_n) \left(\frac{\partial^\kappa \bar{\Psi}_e}{\partial x_\alpha^\kappa} \frac{\partial}{\partial x_\mu} \frac{\partial^\kappa \Psi_\nu}{\partial x_\alpha^\kappa} \right). \quad (1)$$

Гейзенберг обратил внимание на то, что каждое лишнее дифференцирование волновой функции плоской волны означает умножение на энергию или импульс частицы. При высоких энергиях и большом числе κ , даже при малой константе связи g , взаимодействие станет эффективно столь сильным, что теория возмущений теряет силу и в одном акте смогут рождаться много частиц. Гейзенберг отметил, что эти частицы, разлетаясь, будут продолжать взаимодействовать и мультилицировать, пока их энергии не упадут настолько, что взаимодействие вновь станет эффективно слабым. В этот момент, говорит Гейзенберг, установится тепловое равновесие конечных частиц и их спектр будет планковским.

Когда появилась каскадная теория Баба — Гайтлера, надобность в таком механизме для объяснения электронно-фотонных ливней отпала, а отказ от лагранжиана взаимодействия с производными привел к забвению этой работы Гейзенберга. Однако в ней нетрудно узнать прообраз всех основных идей и статистической модели Померанчука с ее критической температурой распада T_c , и обобщающей ее гидродинамической модели Ландау (см. ниже). Сам же Гейзенберг возобновил построение теории множественной генерации уже для сильных взаимодействий, при-

*). История увлечения этим вариантом теории очень поучительна и заслуживает рассказа. Вариант Ферми $L_F^{\text{int}} = g (\bar{\Psi}_p \gamma_\mu \Psi_n) (\bar{\Psi}_e \gamma_\mu \Psi_\nu)$ сразу дал не только решение проблемы в принципе, но и неплохое описание эксперимента. Однако многочисленные исследования β -спектров стали приводить к расходлениям с теорией. Тогда и был предложен лагранжиан (1), вызвавший восторг экспериментаторов. Поток измерений, казалось, подтверждал его. Энтузиазм захватил многих. Скептические предупреждения некоторых теоретиков о том, что L_{KU}^{int} нарушает основы обычной схемы квантовой механики, оставлялись без внимания. Между тем, действительно, появление высших производных по времени означало, что для решения волнового уравнения нужно задавать в начальный момент не только Ψ -функцию, но и ее производные по времени, что недопустимо. Отрезвление пришло позже, когда Бете, Хайл и Пайерлс¹⁶ указали, что отклонения от варианта Ферми могут быть следствием наложения нескольких спектров при каскадном распаде ядра. Так оно и оказалось. Теперь вариант (1) совершенно забыт.

чем отдал предпочтение квазиклассическому волновому подходу с взаимодействием, сильно нелинейным или содержащим производные. В его схеме при столкновении двух нуклонов образуется волновой пакет высокой плотности, который расползается до тех пор, пока плотность волновой функции не упадет до предела, при котором нелинейное или градиентное взаимодействие становится слабым. Фурье-разложение расплывшегося пакета в этот момент дает импульсный спектр рождающихся частиц¹⁷.

Таким образом, квазиклассический термодинамический подход имеет давнюю историю. Близкие предварительные соображения высказывали и другие авторы¹⁹. Но особую роль сыграло появление модели Ферми¹⁸, усовершенствованной в принципиальном отношении Померанчуком²⁰. Все это было увенчано созданием развитой гидродинамической теории Ландау²¹.

В перечисленных моделях предполагается, что взаимодействие сталкивающихся нуклонов высокой энергии является чрезвычайно сильным, настолько, что даже имея в СЦИ очень малые релятивистски сокращенные толщины $l \sim m_\pi^{-1} \cdot 2m_N/\sqrt{s}$ (где $m_\pi^{-1} \sim r_0$ — радиус покоящегося нуклона, m_π — масса пиона), они, перекрывшись своими объемами, выделяют в этой области перекрытия всю свою энергию. В результате вакуум поляризуется, вскипает до чудовищной температуры T_0 , образовавшиеся адроны сливаются в единый сгусток сверхплотной ядерной материи, который затем расширяется. В теории Ландау расширение происходит в соответствии с законами релятивистской гидродинамики с уравнением состояния

$$p = c^2 \varepsilon; \quad (2)$$

здесь p — давление, ε — плотность энергии, c — скорость звука, которую Ландау принимал равной $c = 1/\sqrt{3}$, как для релятивистского электронно-фотонного газа. Это длится до тех пор, пока температура T не упадет в данном элементе объема (в его системе покоя) до критической, T_k , при которой плотность энергии снижается до плотности нормальных адронов, $\varepsilon \sim m_N/(4/3) \pi r_0^{-3}$ (или, что эквивалентно, расстояние между образующимися адронами не начнет превышать радиус сил, $r_0 \sim m_\pi^{-1}$), так что возникает адронный газ с температурой $T_k \sim m_\pi$. Эту оценку T_k дал еще Померанчук²⁰, но он, рассматривая процесс расширения, не учел роль гидродинамического давления, поэтому его статистическая, термодинамическая модель применима лишь для не очень больших сгустков, когда давлением можно пренебречь. Здесь она дает хорошее согласие с опытом²² (правда, только если при этом учесть, в отличие от первоначальной идеи Померанчука, что статистическая система не включает «лидирующих» частиц, т. е. является подсистемой, см. ниже). Элегантная же теория Ландау является наиболее полной*).

Подобный квазиклассический подход оправдан большой множественностью генерации n , т. е. большим числом возбужденных степеней свободы, большими квантовыми числами системы. Соответственно вероятность генерации определяется главным образом объемом многомерного фазового пространства при данной полной энергии. Это эквивалентно микроканоническому распределению, что прямо ведет к термодинамике.

Однако все упомянутые модели говорят только о «лобовых», «центральных» соударениях нуклонов, при которых начальные частицы останавлива-

*.) Стоит обратить внимание на то, что в этой теории распад на конечные адроны происходит в СЦИ не одновременно во всем объеме, а там, где в данный момент температура упала до T_k . Отметим также, что на Западе вплоть до 70-х гг. ни о статистической модели Померанчука, ни о гидродинамической модели Ландау ничего не знали. Многие еще в 1976 г. под статистической моделью понимали лишь модель Ферми, а под термодинамической — опирающуюся на нее модель Хагедорна²⁸.

ваются (в СЦИ) и вся их энергия переходит в термодинамическую систему. Между тем, уже в то время из анализа данных по широким атмосферным ливням космических лучей, как показал Г. Т. Зацепин²³, а затем и другие исследователи (анализировавшие также прохождение через атмосферу отдельных адронов), получалось, что господствующим, а может быть и единственным процессом являются так называемые периферические соударения, в которых налетающий нуклон теряет не более половины своей энергии. Да и из чисто геометрических соображений было ясно, что наблюдаемое сечение соударений $\sigma_0 \sim \pi/m_\pi^2$ должно получаться в основном за счет параметра удара $b \sim m_\pi^{-1}$ (то, что сечение имеет именно такой

порядок и притом вплоть до $E_L \sim 10^6$ ГэВ, следовало как из²³, так и из работ многих других космиков). Неудивительно, что и Ферми²⁴, и Гейзенберг²⁵, и другие теоретики пытались учесть это обстоятельство, но результат был неудовлетворительным. Так, Гейзенберг предположил, что при $b \neq 0$ вновь частицы переходит только та часть ΔE полной энер-

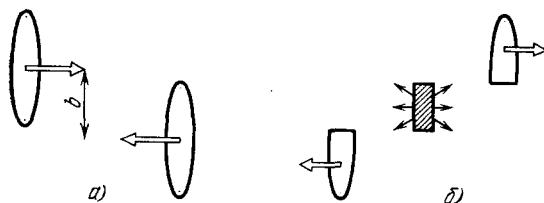


Рис. 4. Схема неупругого периферического соударения двух нуклонов высокой энергии по Гейзенбергу²⁵.

а) До соударения; б) после соударения.

гии E (в СЦИ), которая заключена в перекрывающихся частях нуклонов (рис. 4), и что это верно до таких больших b , при которых энергии ΔE еще хватает на генерацию хотя бы двух пионов. Так как ΔE убывает с ростом параметра удара b , можно думать, экспоненциально; $\Delta E \sim \exp(-m_\pi b)$, то для наибольшего эффективного параметра при неупругом соударении, b_{\max} , получается $b_{\max} \sim m_\pi^{-1} \ln(E/\omega)$, где $\omega \sim m_N$ — характерная энергия пиона в модели Гейзенберга. Отсюда следует абсурдно большое сечение

$$\sigma_{inel} \sim \frac{\pi}{m_\pi^2} \left(\ln \frac{E}{m_N} \right)^2 \sim \frac{\pi}{4m_\pi^2} \left(\ln \frac{E_L}{m_N} \right)^2. \quad (3)$$

Например, при $E_L \sim 10^6$ ГэВ такая формула дает величину, в 50—100 раз превышающую известное уже в то время экспериментальное значение (чего сам Гейзенберг не заметил).

Источник ошибки, имеющий для нас, как мы увидим, принципиально важное значение, было нетрудно найти²⁶. Дело в том, что квазиклассическое рассмотрение при столь больших b в действительности недопустимо. В самом деле, длительность соударения $\Delta t \sim l \sim m_\pi^{-1} \cdot 2m_N/V\bar{s}$ очень мала, а соотношение неопределенности допускает переход к квазиклассике, только если $\Delta E \gg 1/\Delta t \sim m_\pi V\bar{s}/2m_N$, или, по существу ($m_\pi/2m_N \approx 1/13$), только если

$$\Delta E \sim V\bar{s}, \quad (4)$$

т. е. если практически вся энергия переходит в пионы. Другими словами, как это ни забавно, Гейзенберг нарушил соотношение неопределенности *).

*.) Когда в начале 70-х годов был обнаружен рост сечения соударения нуклонов с энергией при $E_L > 100$ ГэВ, $\sigma = \sigma_0 (1 + 0,5 [\ln(E_L/100 \text{ ГэВ})]^2)$, вспомнили об этой старой работе Гейзенberга и кое-кто истолковал ее, как предсказание наблюдаемого роста σ . Это, разумеется, несправедливо. У Гейзенберга член $(\ln)^2$ определял все и, как сказано выше, давал сечение, превышающее σ_0 раз в 50—100 при $E_L \sim 10^6$ ГэВ. Наблюданное же в действительности возрастание сечения составляет в этих условиях менее 100% от σ_0 .

Оно, как мы видим, разрешает классическое рассмотрение лишь для центральных (или почти центральных) соударений, которых либо не бывает, либо они нетипичны *).

Таким образом, мы приходим к важному выводу: *в типичном (периферическом) соударении первичное взаимодействие необходимо описывать квантовополевым способом, например через обмен квантами поля*. Квазиклассический термодинамически развивающийся объект может при этом возникнуть только как подсистема. Соответственно этому была предложена²⁶ «периферически-термодинамическая» модель (рис. 5). Здесь обмен квантами поля (пионом) вызывает образование подсистем, распадающихся термодинамически. Заметим, что примерно в то же время была предложена и модель Такаги²⁷ (без вышеописанной мотивировки), получившая значительную известность. Ее можно отнести к тому же классу моделей **).

Фактически к этому же роду моделей относится и интересная, особняком стоящая термодинамическая модель Хагедорна²⁸. На первый взгляд она совершенно выпадает из общей картины, так как, во-первых, она опирается на статистическую модель Ферми (и потому не учитывает расширения и охлаждения каждого элемента системы, на необходимость чего указал Померанчук²⁹ и о чём говорил еще Гейзенберг¹⁴), а во-вторых, существенно включает концепцию существования предельной температуры ядерного вещества. Она обосновывается с помощью так называемого статистического бутстрата, вызывающего к себе в высокой степени неоднозначное отношение. Однако эта модель может быть переинтерпретирована с сохранением ее формального аппарата, если заменить в рассмотрении Хагедорна статистическую модель Ферми на термодинамическую модель Померанчука и одновременно отказаться от существования предельной температуры (см. ⁷², § 5.6). Именно, в этой модели считается, что в результате соударения образуются две подсистемы. Одну мы можем теперь называть фрагментационной, другую — пионизационной. Далее Хагедорн предполагает, что каждый их элемент распадается по Ферми при температуре, равной «предельной» $T_H \approx 160$ МэВ, причем в общей СЦИ эти элементы

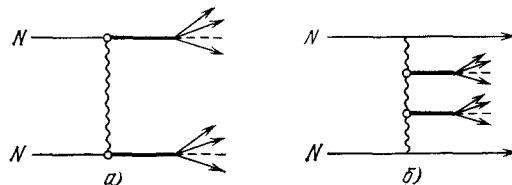


Рис. 5. Фейнмановская диаграмма для «периферически-термодинамической модели» множественной генерации согласно²⁶ (a) и²⁷ (b). Термодинамические системы возникают как подсистемы при периферическом соударении, описываемом как обмен квантами поля.

*) Ферми²⁴ поступил иначе. Он считал, что даже при периферическом соударении, когда сплющенные до толщины l нуклоны задеваются друг друга только краями, все равно за время Δt образуется единая термодинамическая система, но обладающая угловым моментом, перпендикулярным плоскости соударения. Однако для этого нужно, чтобы взаимодействие за время Δt распространилось (вдоль вектора b) на расстояние $\sim m_\pi^{-1}$ и успело термализовать систему. Легко видеть²⁶, что для этого потребовалась бы скорость передачи взаимодействия $v \sim (m_\pi \Delta t)^{-1} \sim \sqrt{s}/2m_N \gg 1$, что также недопустимо.

**) Мы видим, что вопрос о механизме образования файрбола сводится к最难的一個 problemе квантовополевого перехода от динамической системы (два начальных адрона) к стохастической. Уже в классической физике эта проблема, как известно, очень трудна. Здесь же обмен квантами поля (очень вероятно, глюонами) должен быть рассмотрен заново. Первоначальные концепции Гейзенberга — Ферми — Ландау пренебрегали «периферическим» характером процесса, т. е., по существу, квантовополевым элементом его механизма, и потому не вполне адекватны физической природе процесса пионизации. В настоящее время мы можем использовать лишь приближенные и грубые модели этого процесса вроде однопионного или одноглюонного (может быть, многоглюонного) обмена.

движутся, и их «макроскопические скорости» в СЦИ задаются двумя функциями распределения F и F_0 , подбираемыми по существу из сравнения с экспериментом. Они относятся соответственно к фрагментационной и к пионизационной частям. Очевидно, что если отбросить слова о предельной температуре, но зато считать распад элемента происходящим по Померанчуку с $T \sim m_\pi \sim T_N$, то вся специфика модели останется в том, что вместо описания «макроскопического» движения с помощью гидродинамики, как в модели Ландау (перестроенной с учетом того, что она применяется не ко всей системе, а к подсистемам), используются подбираемые независимо функции F и F_0 . Неудивительно, что получающиеся формулы для описания различных особенностей множественной генерации получаются в хорошем согласии с опытом в той области энергий, для которой указанные функции были подобраны. Согласие получается и для состава генерируемых частиц, — для характеристики, не зависящей от гидродинамического движения и чувствительной почти исключительно к температуре распада $T \sim m_\pi$.

Следует, кроме того, подчеркнуть, что в последнее время появилась возможность связать «предельную температуру» Хагедорна (которая все же несколько выше, чем принимаемая в модели Померанчука) с температурой фазового перехода из кварк-глюонной горячей плазмы в адронную фазу. Тогда отпадает необходимость и в статистическом бутстрэпе, модель становится вполне физически понятной и сохраняет свою полезность.

Таким образом и модель Хагедорна можно рассматривать как «периферически-гидродинамическую».

Переход от первоначальных термодинамических моделей центрального соударения¹⁷⁻²¹ к моделям, в которых термодинамическая подсистема возникает в результате квантово-полевого взаимодействия, не только избавляет от нарушения соотношения неопределенностей для времени и энергии в реально имеющих место периферических соударениях, но устраняет еще три недостатка, и это связано с тем, что теперь *начальный объем термодинамической системы не обязан быть столь малым* ($l \sim \sim m_\pi^{-1} \cdot 2m_N/V\bar{s}$), как предполагалось для лобового соударения.

Во-первых, уже давно было замечено²⁹, что, например, в гидродинамической теории Ландау²¹ мы нарушаем (или почти нарушаем) другое соотношение неопределенностей, $\Delta x \cdot \Delta p \geq 1$, когда подразделяем объем толщины l на все меньшие объемы, что необходимо, например, для применения дифференциальных уравнений гидродинамики. Теперь это возражение для подсистемы, генерируемой через обмен квантами в периферическом процессе, отпадает.

Во-вторых, предполагавшаяся при лобовом соударении мгновенная остановка и термализация сталкивающихся нуклонов сколь угодно высокой энергии на малом и все уменьшающемся с ростом энергии пути $l \sim \sim 1/\sqrt{\bar{s}}$ означала *неограничено сильное взаимодействие*. Странность такой теории осознавал сам Ландау и вспомнил о ней, обсуждая проблему «нуль-заряда» в квантовой электродинамике³⁰. Теперь мы можем сказать, что она противоречит современным представлениям об асимптотической свободе глюонов и кварков. Очевидно, что такая неприятность при переходе к периферической гидродинамической модели тоже устраивается — обмен квантами может происходить в рамках квантовой хромодинамики.

Наконец, третья неприятность была связана с тем, что в модели Ландау на самом деле недопустимо считать разлет сгустка толщины l изэнтропическим с самого начала. В действительности вязкость вначале велика^{31, 32}. Система должна расширяться во много раз (при $V\bar{s} \sim$

~ 60 ГэВ — в десятки раз), прежде чем число Рейнольдса станет большим и расширение станет изэнтропическим³². Если же начальный объем велик, то и эта трудность теряет остроту.

Как мы увидим в гл. 2, экспериментальное определение температуры T_0 (при использовании гидродинамической теории для описания опыта) дает значения в 2—3 раза меньшие, чем получалось при соответствующей энергии ($\sqrt{s} \sim 60$ ГэВ) из предположения о выделении всей энергии в объеме толщины l . Так как плотность энергии ϵ зависит от T_0 очень сильно (например, $\epsilon \sim T^4$), то это и значит, что начальный объем действительно в десятки раз больше (а ϵ соответственно меньше), чем предполагали Ферми и Ландау. КХД поясняет, почему это возможно: при столкновении двух нуклонов их глюоны и кварки вступают во взаимодействие, но оно не достаточно сильно для мгновенной термализации и этот процесс растягивается в пространстве (см. ниже)*).

б) Мультипериферическая модель с файрболами

Однако, как уже говорилось, в ускорительной физике пошли по другому пути. Ограничивааясь малочастичными процессами (2—3 частицы, хотя это могут быть и резонансы, распадающиеся каждый на 2—3 конечные частицы), их удачно описывали как следствие обмена мезоном, впоследствии — реджеоном с подобранными феноменологическими параметрами. Таких параметров приходится вводить довольно много: при реджеонном подходе это интерсепт каждой траектории $\alpha_R(0)$ (пересечение с осью ординат в плоскости переменных квадрат массы — угловой момент), наклоны траекторий, вычеты в полюсах, формфакторы вычетов. Зато достигается внутренняя согласованность при описании обширного экспериментального материала по малочастичным процессам. Эта феноменологическая модель оказалась (и остается) чрезвычайно плодотворной при описании малочастичных адронных реакций несмотря на трудности в вопросе о вакуумном полюсе, — помероне. Она дала экспериментаторам четкий и наглядный язык, обладающий значительной предсказательной силой. Более того, подобный подход оказывается полезным (в наше время — и при использовании КХД) также и в процессах большой множественности для анализа фрагментационных частиц, если их удается выделить.

Однако нас здесь интересуют процессы подлинно большой множественности, характерные для подлинно высоких энергий, когда определяющую роль играет пионизация (или «центральная часть» по быстротам), а также пионизационные процессы при не очень больших энергиях. Попытки просто «экстраполировать» сюда идеи и методы, выработанные в одномезонном (впоследствии — однореджеонном) подходе, были предприняты сразу же. Именно было предложено составлять цепочку из малочастичных

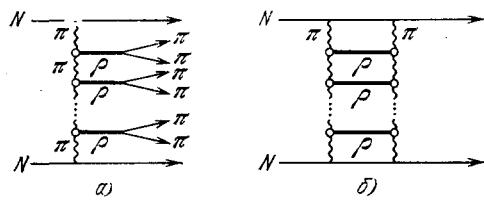


Рис. 6. Фейнмановская диаграмма мультипериферической модели Амати, Фубини и Стангеллини (АФС)⁷.

а) Множественная генерация («гребенка»); б) упругое рассеяние («лестница»).

*.) Окончательные формулы гидродинамической теории часто содержат начальный объем лишь под логарифмом и потому сравнительно мало чувствительны к такому его увеличению. Заметим также, что при «центральном» соударении тяжелых ядер лобовой гидродинамический подход может быть допустим, хотя вопрос о лидирующих нуклонах остается не очень ясным^{45,55}.

диаграмм, в каждой из которых взаимодействие происходит при небольших энергиях. Эта идея была высказана рядом авторов ^{7а}, но последовательное воплощение получила в упоминавшейся уже *мультипериферической модели АФС* ^{7, 8}. Здесь обмен пionом порождает фейнмановскую диаграмму в виде *гребенки*, зубьями которой являются ρ -мезоны (рис. 6, а) (или, может быть, другие легкие резонансы с подходящими квантовыми числами, и т. п.). Для упругого рассеяния отсюда приходим к столь же известной *лестничной диаграмме* (рис. 6, б), в которой ступеньками лестницы служат те же ρ -мезоны.

Эта модель быстро завоевала симпатии, поскольку она обладает тремя замечательными свойствами. Однако при ближайшем рассмотрении те авторы, которые знали экспериментальные данные по взаимодействиям и множественной генерации при высокой энергии, порядка 0,1–10 ТэВ, полученные в космических лучах (через 10–15 лет подтвержденные опыты на ускорителях), быстро обнаружили, что все эти свойства обладают изъянами ^{33, 34} (см. также ⁸).

1) Согласно этой модели энергетическая зависимость множественности асимптотически имеет вид, поддающийся описанию экспериментальных данных по крайней мере в области энергий до 1 ТэВ:

$$\langle n_\pi \rangle = a \ln \frac{E_L}{m} \quad (4')$$

(хотя экспериментаторы-космики для больших энергий предпочитали степенную зависимость). Но коэффициент a оказывается в 2–3 раза меньшим, чем требует эксперимент. Этот коэффициент по существу определяется числом K пionов, рождающихся из одной вершины мультипериферической цепочки (в модели АФС с ρ -мезонами $K = 2$).

2) Лестничная диаграмма упругого рассеяния на нулевой угол (рис. 6, б) дает с помощью оптической теоремы полное сечение σ_{tot} , которое имеет желательную реджевскую форму:

$$\sigma_{\text{tot}} \sim s^{\alpha_P(0)-1}. \quad (5)$$

Однако вычисляемый в модели интерспект померонной траектории оказывается непозволительно малым, $\alpha_P(0) \approx 0,3$ ^{33г, д}, так что $\sigma_{\text{tot}} \sim E_L^{-0,7}$ предсказывается быстро падающим с энергией (в чудовищном противоречии с экспериментом). Важно, что величина $\alpha_P(0)$ в этой модели связана со спектром $\bar{\sigma}(\mathfrak{M})$ масс \mathfrak{M} , генерируемых зубьями гребенки:

$$\alpha_P(0)(\alpha_P(0)+1) = \frac{1}{16\pi^2} \int \bar{\sigma}(\mathfrak{M}) d\mathfrak{M}^2. \quad (6)$$

$\bar{\sigma}(\mathfrak{M})$ имеет смысл сечения генерации нестабильной частицы массы \mathfrak{M} при соударении двух виртуальных (обмениваемых) пionов в той вершине, где эта масса генерируется. Малость $\alpha_P(0)$ отражает предложенную малость области значений \mathfrak{M} , на которую распространяется интеграл в (6): ведь если генерируются только ρ -мезоны, имеющие массу $\mathfrak{M}_\rho \approx \approx 0,77$ ГэВ, то $\bar{\sigma}(\mathfrak{M}) \rightarrow 0$ при $\mathfrak{M} > \mathfrak{M}_\rho$.

3) Наконец, эта модель дала упругое рассеяние на малые углы, имеющее также желаемую реджевскую форму:

$$\frac{d\sigma_{el}}{dt} \sim \exp \left(-\alpha'_P(0)|t| \ln \frac{E_L}{m_N} \right), \quad (7)$$

где t — квадрат передаваемого 4-импульса, $\alpha'_P(0)$ — наклон померонной траектории. Однако на опыте этот наклон сильно зависит от энергии и асимптотически, при $E_L \rightarrow 2$ ТэВ, как показали последние опыты на

ускорителях, очень мал, $\alpha'_P(0) \sim 0,2 \text{ ГэВ}^{-2}$, так что он непонятным образом отличается от наклонов остальных траекторий, для которых он близок к 1 ГэВ^{-2} .

Все это можно сказать и иначе. Диаграмма рис. 6, б призвана быть динамической моделью померона. Однако получающийся отсюда померон дает противоречие опыту упругое и полное сечения.

Оказывается ^{33a-g}, что все три изъяна можно устраниТЬ, а все три достоинства сохранить, если изменить модель, существенно утяжелив зубья (или, что то же, ступеньки лестницы), сделав их массы равными $M \sim 2-4 \text{ ГэВ}$, так что и число пионов, рождающихся в одной вершине, сможет быть значительным (при статистическом распаде сгустка будет $K \sim 4-8$), и интеграл в (6) возрастет, и, как обнаруживается, асимптотическое значение $\alpha'_P(0)$ будет мало, $\sim 0,2 *$.

Возникающие в вершинах такой мультипериферической цепочки объекты могут быть кластерами или файрболами (тем более тяжелыми, чем меньше $\alpha'_P(0)$ и чем больше a), но в принципе возможны и не известные еще резонансы.

Но кроме рассмотренных трех характеристик ($\langle n \rangle$, σ_{tot} и α'_P) есть еще две, которые тоже были известны из опытов в космических лучах. Во-первых, это средний квадрат 4-импульса, передаваемого между узлами цепочки, $\bar{\Delta}^2$. Опыт давал для него $\bar{\Delta}^2 \geq m_N^2$, а модель АФС — существенно меньшую величину. На это было особенно настойчиво указано в ³⁴ (а также в ^{33a}). Оказалось, что и здесь увеличение M до нескольких m_N снимает противоречие. Во-вторых, все генерированные частицы согласно АФС должны были бы на оси псевдобыстрот $\eta = -\ln \tan(\theta/2)$ при $E_L \sim \sim 1-10 \text{ ТэВ}$ покрывать интервал величиной ~ 10 , а на опыте получалось по крайней мере вдвое меньшее значение, что, как указано в ³⁴, снова может быть исправлено увеличением M .

Все сказанное получается так просто, конечно, только в асимптотике, когда число вершин M велико. В действительности же по чисто кинематическим соображениям для указанных масс M число M может достигать хотя бы значений $3-4$ лишь при $E_L \geq 10-100 \text{ ТэВ}$ (а при $E_L \sim 1 \text{ ТэВ}$, $M \sim 2$ ^{33, 34}), только здесь можно говорить о «мультифайрбольной асимптотике». Возникает здесь такая гребенка в действительности или происходит утяжеление файрболов при неизменном их числе — вопрос, который должны решить эксперименты на новых ускорителях. Мы вернемся к нему в гл. V.

Необходимость утяжеления зубьев гребенки (и уменьшения их числа при данном \sqrt{s}) можно понять также из следующих физических соображений ³⁵.

Мы знаем из опыта, что, например, при $\sqrt{s} \sim 60 \text{ ГэВ}$ генерируется ~ 18 пионов. Если они возникают, как следует из модели АФС, в результате распада ρ -мезонов, то должно присутствовать около 9 ρ -мезонов. Опыт показывает, что продукты генерации покрывают на оси быстрот y отрезок $Dy \approx 4-5$. Значит, разность быстрот соседних зубьев гребенки составляет $\Delta y \approx 0,5$. Если пренебречь их поперечным движением, то легко получить,

^{*}) Когда этот рецепт был предложен, на ускорителях были доступны лишь энергии $E_L \leq 30 \text{ ГэВ}$. Измеренное при этом значение наклона было порядка 1 ГэВ^{-2} , и здесь, казалось, возникало противоречие с опытом (слишком широкий дифракционный конус; именно поэтому авторы очень подробного исследования ^{33b}, в котором также были выяснены все эти детали, не решились предложить простой переход к более тяжелым M ; в ^{33a} этот вопрос не рассматривался). Однако по мере продвижения ускорителей в область больших энергий наклон померонной траектории уменьшался и при 1 ТэВ приблизился к $\sim 0,2 \text{ ГэВ}^{-2}$, как и должно быть при указанном увеличении массы ступенек.

что лоренц-фактор относительного движения соседних ρ -мезонов равен $\gamma \approx \cosh \Delta y \approx 1,13$. Таким образом, их относительное движение является нерелятивистским. Трудно поверить, что в таких условиях они будут разлетаться, не испытывая многократных сильных взаимодействий. Более того, взаимодействие должно охватывать не одну пару, а несколько зубьев, попадающих в интервал $\Delta y \sim 1$. Например, если взять четыре «соседних» ρ -мезона со средним расстоянием между зубьями $\Delta y = 0,5$, то крайние два из них удалены от их общего центра на расстояние $\Delta y_{\max} = 0,75$ и, следовательно, движутся относительно их общего центра тяжести с лоренц-фактором $\gamma \approx \cosh 0,75 \approx 1,29$; это значит, что все четыре ρ -мезона внутри такой группы имеют в ее системе нерелятивистские скорости. Если учесть неизбежные флуктуации быстрот зубьев, то поскольку

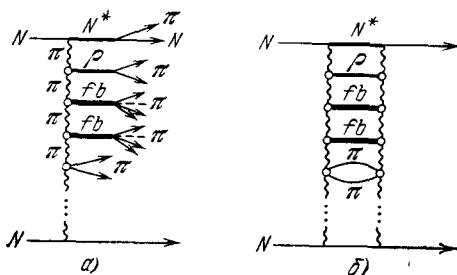


Рис. 7. Гибридная модель ФИАН, включающая генерацию в узлах мультипериферической цепочки как малочастичных вершин (генерация ρ -мезонов, дифракционная диссоциация, рассеяние двух виртуальных мезонов, переводящее их в реальные частицы и т. д.), так и многочастичных файрболлов.

a) Неупругий процесс; б) упругое нуклон-нуклонное рассеяние.

любые флуктуации еще более сближают (на шкале y) некоторые зубья, становится почти очевидным, что должна происходить «коагуляция» или кластеризация нескольких зубьев. Уже многократное взаимодействие только четырех ρ -мезонов означает фактически образование нерезонансного файрбала, кластера, распадающегося на ≥ 8 пионов. Можно сказать, что модель АФС без взаимодействия мезонов в конечном состоянии в известном смысле внутренне противоречива, поскольку она не учитывает этого взаимодействия в конечном состоянии, которое отнюдь не должно сводиться к упругому перерассеянию, оставляющему распределение ρ -мезонов по быстротам неизменным. Приближенные оценки показывают, что объем этого кластера не очень мал и может приближаться к $\sim m_\pi^3$.

Остается добавить, что Хазегава предложил подобную же модель одновременно и независимо (без изложенной выше мотивировки относительно $\langle n \rangle$, σ_{tot} и $\alpha'_p(0)$), усмотрев указания на нее в эмульсионных опытах в космических лучах³⁶. Он назвал тяжелые (хотя и не столь тяжелые, как в³³) объекты, рождающиеся в узлах цепочки, N -квантами.

Однако эту модель следует считать слишком упрощенной. Даже приняв мультиклUSTERную цепочку за основу, нет никаких оснований исключать полностью другие типы вершин, например рождение легких резонансов, как в⁷, или малочастичную дифракционную диссоциацию и т. п. Соответственно была предложена более общая «гибридная» модель рис. 7, допускающая как процессы перечисленных типов, так и рассеяние двух виртуальных пионов с превращением их в реальные, и барионные резонансы N^* ³⁷⁻⁴⁰ (см. также⁸). Она называлась в этих публикациях мультипериферической кластерной или мультиклUSTERной, или мультифайрбольной. Однако вследствие появления и других мультиклUSTERных моделей (например, модель независимого испускания одинаковых кластеров, обсуждаемая ниже в гл. 5). Поэтому теперь мы предпочитаем для определенности называть гибридную модель рис. 7 по именам авторов основной (первой) публикации моделью Дремина, Ройзена, Уайта и Чернавского

(ДРУЧ) или более кратко моделью *ФИАН* (Lebedev Institute Model, сокращенно LIM). В то время, как в модели АФС расхождение с известным из опыта полным сечением оставлялось без внимания, а в других мультипериферических моделях (парточная гребенка и т. п.) вообще не рассматривалось, в модели ФИАН (которая вся основана на том, что для приближенного постоянства σ_{tot} интеграл в (6) должен быть распространен на достаточно большие \mathfrak{M}) в качестве исходных феноменологических параметров задается известный из опыта ход $\sigma_{\text{tot}}(s)$ с энергией для нуклонных и пион-нуклонных соударений. Точнее, накладывается условие, чтобы сечения эти $\sigma_{NN}(s)$ и $\sigma_{\pi N}(s)$ определялись наблюдаемыми значениями $\alpha_P(0)$ и $\alpha_{P'}(0)$ — интерсептов траекторий P и P' — и их приближенно постоянными асимптотическими сечениями $\sigma_{NN}(\infty)$ и $\sigma_{\pi N}(\infty)$ при больших энергиях (четыре параметра). Уже эти условия оказываются очень жесткими и оставляют мало свободы для выбора, в общих чертах, спектра генерации $\bar{\sigma}(\mathfrak{M})$ в (6) и т. п.

Таким образом, эта модель ФИАН (как и реджевская модель и др.) является полуфеноменологической в том смысле, что заимствует ряд параметров из эксперимента. Кроме того, в ней делается дополнительное предположение, что файрболы распадаются в согласии с термодинамической моделью (статистической моделью Померанчука, если \mathfrak{M} не очень велико, или гидродинамической моделью Ландау, если $\mathfrak{M} \geq 8$ ГэВ). Она была детально разработана аналитически (например, было доказано реджевское поведение сечений, выведены согласующиеся с опытом параметры ρ -траектории, наклоны P и P' траекторий и т. п.). После этого, когда все произвольные числовые параметры были закреплены (39, 1973 г.), с помощью ЭВМ на основе этой модели был наигран банк симулированных событий (около 70 000 событий для NN- и πN -соударений в интервале E_L от 28 до 400 ГэВ), в каждом из которых известны все эксклюзивные данные (подробности расчета см. в 41). Этот банк был использован для сравнения во всеми ускорительными данными, как имевшимися в то время, так и появлявшимися впоследствии (включая корреляции) 39–41. Расхождение никогда не превышало 10–15%. Согласие можно было бы еще улучшить (а также учесть, например, что сечения асимптотически не постоянны, есть логарифмический рост), несколько изменив выбранные числовые параметры. Но авторы предпочитают оставаться на базе параметров, закрепленных в 1973 г., и вместо того расширять круг сравниваемых с опытом выводов (одним из уже выявившихся недостатков закрепленного набора параметров является некоторый недоучет вклада легких резонансов).

Это согласие с опытом позволяет рассматривать мир, описываемый такой моделью, как довольно близкий к реальному физическому миру и использовать модель в попытках понять механизм множественной генерации. Важно, что здесь согласованно описываются упругие и неупругие процессы.

Стоит отметить одно свойство этой модели. Оказывается, при повышении энергии E_L от 28 до $\sim 10^3$ ГэВ эффективное число вершин в «цепочки» остается небольшим, $\mathfrak{N} = 3–4$ (четырехвершинные цепочки на рис. 7, a при $E_L = 400$ ГэВ дают в полное сечение вклад не больше 3 мб), но меняется соотношение между вкладами легких (ρ -резонансы и проч.) и файрболььных вершин, и сама эффективная масса файрболов тоже растет с E_L . При $E_L = 200$ ГэВ среднее число файрболов на событие ~ 1 , при $E_L \sim \sim 10^3$ ГэВ оно ~ 2 (что становится многозначительным при сопоставлении со старыми данными космических лучей 1–4; см. гл. 1). Из-за этого большинство свойств продуктов генерации (распределение по p_\perp , относительное число пионов и других адронов и т. д.) в основном определяется (в осо-

бенно детально изученном интервале $E_L \sim 200-400$ ГэВ) термодинамическим распадом одного-единственного фейрбола.

Несмотря на все сказанное, нужно подчеркнуть, что модель эта, конечно, еще очень груба и элементарна, хотя бы потому, что она основана на однопионном обмене (между тем для полного отбрасывания многопионных взаимодействий основания не очень надежны *). Кроме того, она не сравнивалась с опытом при $E_L \sim 1$ ТэВ и пока нет свидетельств ее пригодности в этой области, и мы будем использовать ее с осторожностью.

Мы сказали, что приверженцы мультипериферической модели (АФС, пяртонная гребенка) оставляли без рассмотрения вопрос о полном сечении. Однако это не совсем верно. В 70-х гг. появились попытки получить постоянство сечения без фейрболов. Для этого первоначальная модель АФС была расширена в том отношении, что в узлах мультипериферической цепочки допускалось рождение не только ρ -мезонов, но и других легких резонансов (ω , f , A_2), и учитывался обмен не только π -мезонной, но и P , P' , ω , f и A_2 траекториями. Разумеется, это потребовало подбора многих новых числовых параметров. Так, в ⁴² была проделана огромная работа, рассмотрено 10 вариантов набора таких параметров и в некоторых случаях удалось добиться приблизительного постоянства σ_{tot} вплоть до $E_L \sim 10^3$ ГэВ. Характерно, однако, что при этом число эффективных вершин резко снизилось, а масса многих из них стала довольно большой. Более того, когда вслед за этим была сделана попытка ⁴³ объяснить на том же пути наблюдаемые двухчастичные быстротные корреляции (легко объяснимые в модели ФИАН и в некоторых мультиклusterных моделях; о корреляциях мы будем подробно говорить в гл. 4), то потребовалось сверх того допустить и ветвление гребенок, и сделать их «усиленными», т. е. окружить вершины дополнительными померонными обменами. В результате диаграмма из простой гребенки превращается в сложный клубок или набор клубков, запутанных многочисленных обменов самыми различными траекториями. Подобный клубок можно рассматривать, как сгусток ядерного вещества или сгусток многократно взаимодействующих адронов, как тот же фейрбол, «распутываемый», интерпретируемый в терминах множественных взаимодействий, в «терминах многочисленных обменов перепутанными различными траекториями. Это напоминает замену жидкой капли набором многих молекул, между которыми осуществляются многократные взаимодействия. По существу это — попытка создать «микроскопическую теорию» фейрбола.

Совершенно аналогичный результат при попытке объяснить постоянство σ_{tot} для мультипериферической цепочки с испусканием одних лишь известных резонансов был получен в работе ⁴⁴. И здесь положительный результат был достигнут, но лишь благодаря введению тяжелых вершин, например, вроде рис. 8, а (со специально подобранными числовыми параметрами). В такой вершине рождается, следовательно, 6 пионов, и ее можно рассматривать, как фейрбол (масса всей вершины не имеет резонансного характера, она принадлежит сплошному спектру), распад которого описывается, однако, специальным образом, не термодинамически (рис. 8, б). Неудивительно, что при этом господствующим типом диаграмм оказались одно-, двух и трехвершинные. Здесь мало что оставалось от гребенки **) и от лестницы, но многое появилось от фейрбола. Естественно,

*) Да и вообще обмену пионом можно предпочесть обмен кварком или глюоном. Однако многолетний опыт разных авторов, работавших с мультипериферическими моделями, показал, что такие изменения не оказывают принципиально важного влияния на результат (ср. след. абзац).

**) Такая гребенка могла бы пригодиться, вероятно, только анекдотическому парикмахеру Бисмарка, который спрашивал своего клиента, на какую сторону сегодня сделать пробор: два волоса налево, один направо или наоборот.

что и множественность здесь получилась более близкой к экспериментальной.

Таким образом, основные экспериментальные факты — приблизительное постоянство σ_{tot} , абсолютная величина множественности и малый

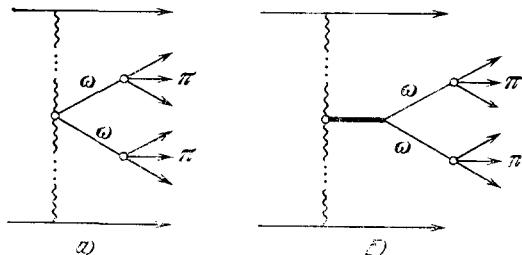


Рис. 8. а) Обобщение мультипериферической схемы без файрболов, допускающее генерацию в одной вершине двух резонансов ⁴⁴; б) трактовка этого же процесса, как рождения файрбала, распадающегося не термодинамически.

наклон померонной траектории (а также большая величина двухчастичных быстротных корреляций, см. гл. 4) — в области $E_L < 1 \text{ ТэВ}$ настоятельно требуют, чтобы в периферическом взаимодействии адронов возникали (в небольшом числе, $\mathfrak{N} \sim 1-2$, по крайней мере при $E_L < 1 \text{ ТэВ}$) тяжелые промежуточные (распадающиеся) объекты типа кластеров или файрболов.

в) Чудо термодинамической трактовки

Мы действительно вправе говорить о некотором чуде или во всяком случае об удивительном факте. Термодинамический подход, когда нужно (большая начальная плотность энергии и большая масса сгустка ядерного вещества) дополненный гидродинамической теорией расширения и охлаждения сгустка, оказался в течение тридцати лет необычайно плодотворным и живучим. Он был теоретически существенно развит, прежде всего уточнен в важных пунктах (более правильное и полное решение уравнений гидродинамики, учет бегущей волны, учет возможности разных уравнений состояния, учет влияния теплового движения на поперечные импульсы, понимание роли вязкости), модифицирован (учет того, что термодинамически развивающийся сгусток является подсистемой, возникающей в периферическом взаимодействии), область его применения расширена (рассмотрение адронов и лептонов со значительными p_\perp и $m_\perp = \sqrt{m^2 + p_\perp^2}$, «текущих» с поверхности или излучаемых из глубины сгустка, пока он еще не охладился; вообще генерация фотонов и лептонов не через распад мезонов и т. д.) и применен к описанию разнообразных экспериментальных данных с поразительным успехом. В такую теорию входят в основном только два параметра: во-первых, критическая температура распада на конечные адроны, T_k , заранее известная по порядку величины, $T_k \sim m_\pi$, и, как показывает сравнение с опытом, отличающаяся от этого значения лишь в пределах $\pm 20\%$ (интересно, впрочем, что эти отклонения несколько различны для разных характеристик; однако это может быть связано с распространением практикой использования гидродинамической теории в форме, предполагающей существование одного лишь лобового соударения). Во-вторых, нужно выбрать уравнение состояния, точнее, выбрать значение квадрата скорости звука c^2 . Ландау брал, как для сверхрелятивистской электронно-фотонной плазмы, $c^2 = 1/3$. Анализ опытных данных и использование подсчетов по КХД склоняет скорее к $c^2 \approx$

$\approx 1/5$ и, более того, к значению, несколько зависящему от температуры^{45 *}.

Вне поля зрения теории пока остается сам процесс образования термодинамической подсистемы в адрон-адронном соударении. Его возникновение, «термализация»— предмет многих исследований последних лет, пока не приведших к убедительному результату. Весьма обещающим является рассмотрение, исходящее из того факта, что сечение глюонного рассеяния ($gg \rightarrow gg$) из-за большого числа внутренних степеней свободы глюона во много десятков раз превышает сечение кваркового рассеяния ($qq \rightarrow qq$) на большой угол⁴⁶. Поэтому возможно, что при соударении двух адронов входящие в них глюоны сравнительно быстро термализуются, а кварки пролетают вперед и дают фрагментационные частицы в духе схемы Покорского и Ван-Хове (рис. 2)¹³. Однако убедительное теоретическое рассмотрение процесса перехода начальной динамической системы в статистическую отсутствует.

Мы не имеем здесь возможности сколько-нибудь полно осветить успехи применения термодинамической теории и прежде всего отсылаем к обзорным работам. Если говорить о гидродинамической трактовке — к обзорам^{45, 46}, а также к одним из первых работ, в которых в начале 70-х гг. было на Западе наконец обращено внимание на гидродинамическую теорию Ландау⁴⁷. О статистической же модели см.²². Отметим лишь следующие главные результаты.

1) В давние времена думали, что если энергия частиц намного превышает массы стабильных адронов, то барионы и мезоны должны рождаться примерно в равном количестве, так, как относятся числа их внутренних степеней свободы. Для нуклонов, каонов и пионов это означало бы $n_N : n_K : n_\pi = 8 : 4 : 3$ (так, в частности, получалось в статистической модели Ферми¹⁸). Опыт (космические лучи) уже несколько десятилетий тому назад показал, что это отношение на самом деле является совершенно иным,— грубо говоря, $1 : 10 : 100$. Правильное соотношение (как и его слабую зависимость от s), даваемое теперь также и опытами на ускорителях, термодинамика дает вполне успешно. Оно определяется в основном температурой распада T_k и больцмановскими факторами, малыми для больших масс частиц. Это свойство, разумеется, сохраняется и в гидродинамической теории лобового соударения, и при учете того, что гидродинамическая система на самом деле является подсистемой в периферическом процессе.

2) Малость и постоянство среднего поперечного импульса p_\perp рождающихся пионов, $\langle p_\perp \rangle \approx 0,35$ ГэВ, известны для E_L в интервале чуть ли не до 100 ТэВ, причем оказывается, что распределение значений p_\perp прекрасно описывается термодинамическим распределением Планка для некоторой температуры $T_k \approx m_\pi$ ^{48, a}. Этот поразительный факт (тоже установленный в космических лучах в незапамятные времена) по мере накопления ускорительных данных оказался справедливым и для генерируемых частиц других типов (с соответственным изменением значения $\langle p_\perp \rangle$)^{22, 48, b}. В особенно четкой и общей форме он отражается, если рассматривать распределение по m_\perp вида $\exp(-\sqrt{m^2 + p_\perp^2}/T_k)$ ^{48, b}. Эта универсальная формула оказывается верной (при исключении лидирующих частиц) для самых разных рождающихся адронов,— π^\pm , p , \bar{p} , K^\pm , ρ , ω , f , Λ , ψ , для пар $\pi^+\pi^-$ и т. д. (см. рис. 8). Такое свойство сохраняет-

*) Так в подробном исследовании распределений по поперечному и продольному импульсам, с учетом поперечного расширения, основанном на картине лобового соударения¹²¹, получен довольно значительный разброс как для подходящих значений c^2 , так и для T_k .

ся и при наличии гидродинамического движения, поскольку, как было показано уже давно^{49, a}, вплоть до $E_L \sim 1$ ТэВ поперечное гидродинамическое расширение имеет малое значение по сравнению с тепловым движением. То же, конечно, сохраняется и в случае, когда термодинамическая система является подсистемой в периферическом соударении: получаемый ею при образовании поперечный импульс невелик и к тому же распределяется между многими продуктами ее распада. Однако при $E_L \gg 1$ ТэВ гидродинамика приводит к слабому росту $\langle p_\perp \rangle$ с \sqrt{s} , наблюдавшемуся в свое время в космических лучах (см.^{49, b}) и, по-видимому наблюдаемому уже и на ускорителе при $\sqrt{s} = 540$ ГэВ (см. ниже, гл. 5). Трудно представить себе, чтобы какая-нибудь другая, нетермодинамическая теория

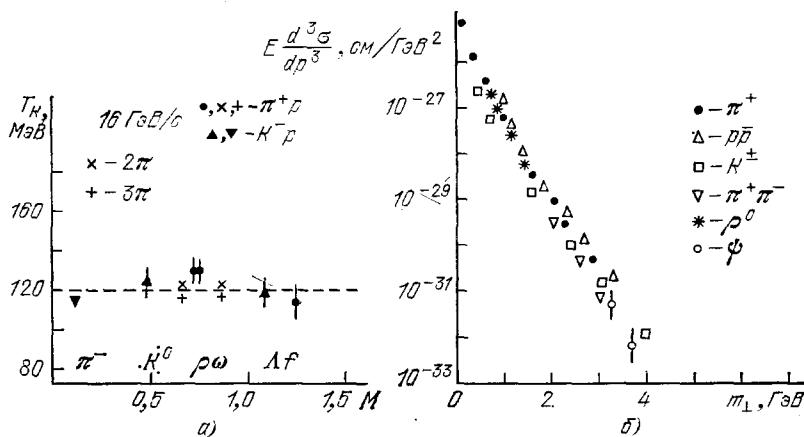


Рис. 9. а) Определение температуры T_K на основе распределений (по p_\perp) для частиц (а также для пар и троек пионов) разных масс M при $E_L = 16$ ГэВ¹²²; б) универсальное распределение по поперечной массе $m_\perp = \sqrt{M^2 + p_\perp^2}$ для разных продуктов реакции при энергиях порядка сотен ГэВ (рис. 26 из⁴⁹).

могла бы столь же непринужденно объяснить единым параметром — здесь температурой распада $T_K \approx m_\pi$ — распределение по поперечным импульсам столь разных по массам и внутренним квантовым числам адронов.

3) Уже давно было отмечено⁵⁰, что в процессе расширения, когда температура сгустка еще велика, возможна утечка с его поверхности адронов при $T \gg T_K$, имеющих в этих условиях «аномально» большие p_\perp и содержащих относительно большую долю более тяжелых адронов, чем от распада в конце, при $T = T_K$. Это было действительно обнаружено при анализе экспериментальных данных, и даже намечается возможность отличить те случаи, когда утечку испытывает не готовый адрон, а кварк. Тогда он должен при адронизации давать струю со значительным p_\perp ^{45, 51, 52} (там же ссылки на другие работы).

4) Нагретый сгусток ядерного вещества, задолго до распада при $T = T_K$, должен испускать фотоны (черное излучение) тем более высокой частоты и дилептоны тем более высокой инвариантной массы, чем выше температура, при которой они испускаются⁵³. Следовательно, на начальной стадии испускаются особенно жесткие фотоны и тяжелые дилептоны. Детальный анализ экспериментальных данных показывает^{51, 52, 45}, что в области масс $1 \leq m \leq 5$ ГэВ дилептонные пары, а при $1 \leq p_\perp \leq 4$ ГэВ фотоны согласованно могут быть объяснены подобным механизмом, причем абсолютная величина интенсивности хорошо согласуется с расчетом по КХД для кварк-глюонной плазмы (при $m \geq 5$ ГэВ большую роль

играют жесткие соударения夸рков и глюонов в плазме — механизм Дрелла — Яна, резко недостаточный, при $m_\perp < 4$ ГэВ; см. рис. 30 в ⁴⁵, а также ¹²³.

5) Утечка адронов и夸рков (выше, п. 3) и испускание фотонов и дилептонов (выше, п. 4) согласованно позволяют определять эффективную температуру на разных стадиях расширения (см. рис. 31 в ⁴⁵ и ⁵²). В согласии с другими, более ранними работами (ссылки см. в ⁴⁵, ^{53,6}), даже при $E_L \sim 1$ ТэВ, температура не превышает 0,4—0,5 ГэВ *), в то время как при лобовом соударении и $c^2 = 1/3$ она всегда оценивалась, как превышающая 1 ГэВ. Как уже говорилось выше, поскольку плотность энергии пропорциональна T в высокой степени (при $c^2 = 1/3$, $\epsilon \sim T^4$), то это означает, что начальная плотность энергии в десятки раз меньше (а начальный объем больше), чем ожидалось при лобовом соударении ²¹. Все это свидетельствует в пользу того, что гидродинамическая система является подсистемой.

Заметим, однако, что явления, описанные в п. 1) и 2) в нашем перечне, не чувствительны к гидродинамическому процессу и могут иметь место для не очень тяжелых фейрболов, распад которых описывается статистически ²⁰.

6) Быстроотное инклузивное распределение в центральной области получается в гидродинамической теории хорошо согласующимся с опытом ⁴⁷, ⁵², ⁵⁵, ¹¹. То же относится к множественности генерации (особенно, если учесть, что только часть полной энергии уходит в гидродинамическую подсистему ⁵⁶). Она получается в согласии с экспериментом для самых разных пар начальных адронов.

7) Еще один результат. Известно, что гидродинамика оперирует средними величинами множественности. Как же объяснить, например, флуктуации множественности, которые, как известно, гораздо большие пуассоновских ($D \sim V \langle n \rangle$, где $D = V \langle n^2 \rangle - \langle n \rangle^2$ — дисперсия) и составляют $D \approx 0,5 \langle n \rangle$? Оказывается, если учесть упомянутые уже огромные флуктуации коэффициента неупругости (первичные нуклоны почти с равной вероятностью уносят от ~0,2 до ~0,9 начальной энергии), то легко объясняются флуктуации множественности при $E_L = 50, 65, 100$ и 300 ГэВ ⁵⁶.

Наряду с явлениями, в которых предсказания термодинамической трактовки уже нашли определенное подтверждение, можно обсудить и некоторые возможности, возникающие при сверхускорительных энергиях, если масса гидродинамической подсистемы будет возрастать с энергией процесса.

Мы будем еще говорить о том, что испускание «прямых» фотонов (по существу излучение черного тела) на ранних стадиях расширения предполагается использовать для диагностики (измерение температуры) горячей夸рк-глюонной плазмы. Но есть и другая сторона этого процесса. Если начальная масса сгустка очень велика, то расширяясь он будет долго и фотонное излучение может унести значительную долю его энергии (более того, при достаточно большой массе фотоны могут перепоглощаться и вступить в равновесие с адронным веществом; в таком случае, если для простоты считать, что рождающиеся адроны — это пионы, на каждую степень свободы, $-\pi^+, \pi^-, \pi^0$ и две поляризации прямых фотонов, — придется $1/5$ всей энергии и после распада π^0 мезонов в электромагнитную компоненту уйдет не $1/3$ всей энергии, как обычно, а $3/5$). Грубые оценки на основе «канонической» модели Ландау давали ⁵³ для отношения числа

*) Еще более низкая начальная температура ($T_{\text{eff}} \approx 0,3$ ГэВ при $\sqrt{s} \sim 50$ ГэВ) получается при детальном анализе в ⁵⁴.

прямых фотонов к числу пионов $n_\gamma/n_\pi \sim Cn_\pi^{1/3} \sim C'E_L^{1/12}$, при $E_L \sim \sim 0,1-1,0$ ТэВ величины порядка 10%. Но Холзен и Скотт¹²⁴ обратили внимание на то, что согласно указаниям, полученным в опытах с космическими лучами, множественность адронов при $E_L \geq 100$ ТэВ растет быстрее, чем $\sim E_L^{1/4}$. Это скажется в соответствующем увеличении числа и энергии генерируемых фотонов. Указания на подобную «гамманизацию» уже давно извлекалась из данных по широким атмосферным ливням космических лучей¹²⁵.

Так можно продолжать долго. Отсылая за подробностями к имеющимся обзорам, а также к цитируемой в них литературе, обсудим лучше, как уже при сравнительно невысоких энергиях, начиная с немногих десятков ГэВ, понять успех гидродинамического подхода, как такое чудо возможно. Оно долго было непонятным уже потому, что гидродинамическая теория при ее создании считалась пригодной в лучшем случае при $E_L \geq 1$ ТэВ ($\sqrt{s} \geq 60$ ГэВ), когда рождается много частиц — достаточно много для статистического макроскопического подхода, — и в то же время начальная температура достаточно велика, $T_0 > m_N$, так что соударяющиеся нуклоны могут «раздавливаться», превращаясь в некоторую сплошную ядерную матернию. Оказалось же, что хорошие результаты получаются уже при $E_L \geq 20-50$ ГэВ, когда $\langle n_\pi \rangle \leq 5$ и число степеней свободы не так уж велико, $3 \langle n_\pi \rangle \leq 15$.

Разъяснение этой загадки дала квантовая хромодинамика. Мы знаем теперь, что пион содержит два валентных кварка и что половину его импульса несут кварковые пары и глюоны, сосредоточенные к тому же в области малых импульсов и потому многочисленные. Следовательно, суммарное число степеней свободы системы во много раз превышает $3 \langle n_\pi \rangle$, квазиклассический подход допустим и термодинамика в принципе возможна.

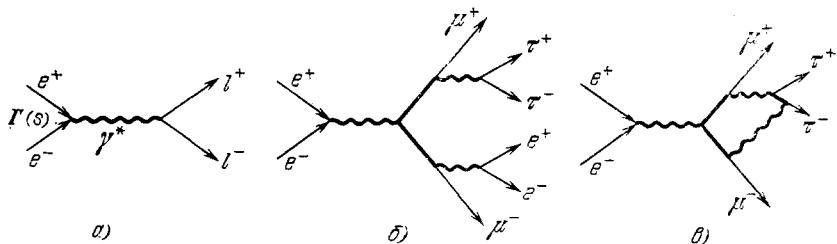
Таким образом, мы сталкиваемся с изящной ситуацией — вопреки шаблонной (ненаучной) формулировке: «в микромире теряют силу законы классической физики», поведение ядерной материи в объеме порядка объема стабильного адрона при достаточно высокой плотности энергии можно описывать с помощью неквантовой теории — классической (релятивистской) гидродинамики. Это является не грубым вульгарным приближением, а вполне оправдано малостью длины пробега и длины волн (квазичастиц) в такой плазме по сравнению с размерами системы (квазичастицами можно считать фононы с длиной волны $\sim 1/T$, где T — температура, а частицами — кварки и глюоны).

г) Ч то т ак о е ф айр болы в к ван т о в о й т еории п оля

Действительно ли, как думают иногда и теперь, нерезонансный массивный сгусток ядерного вещества — файрбол — является чем-то экзотическим, выпадающим из общей картины элементарных частиц и квантованных полей? Такая точка зрения совершенно ошибочна. На самом деле подобный объект, распадающийся на стабильные частицы, — вполне обычный и неизбежный элемент в любой квантовой теории поля (КТП)⁵⁷.

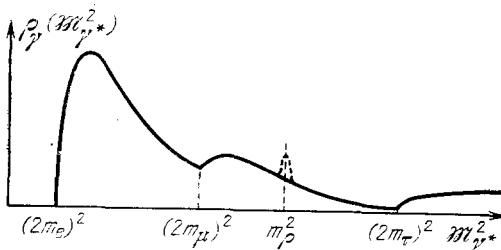
Сначала мы обсудим этот вопрос, не обращаясь к КХД (квантовой хромодинамике), оставаясь в рамках КЭД (квантовой электродинамики) — наилучше изученной КТП, и игнорируя на время адроны. Рассмотрим электрон-позитронную аннигиляцию в лептонную пару, $e^+e^- \rightarrow l^+l^-$, например, в $\mu^+\mu^-$, $\tau^+\tau^-$ или снова в e^+e^- (рис. 10, а). Здесь тяжелый γ -квант γ^* (его масса $M_{\gamma^*} = \sqrt{s}$) как раз и есть промежуточный нерезо-

напынный распадающийся объект. Он распадается только на две частицы потому, что мы ограничились низшим порядком теории возмущений по малой константе связи, $e^2 \ll 1$. Но, например, в шестом порядке могут происходить (очень редкие) многочастичные распады, рис. 10, б, в. Ясно, что здесь γ^* — самый настоящий фейербол, только распад его может быть



расчитан динамически благодаря той же малости e^2 . Спектр масс генерируемых γ^* -фейерболов дается зависимостью от s полного сечения аннигиляции $\sigma_{\text{tot}}^{\text{annih}}(s) \sim |\Gamma_{ee\gamma}(s)|^2 \rho_\gamma(s)$, где $\Gamma_{ee\gamma}(s)$ — вершинная функция (формфактор — для точечных лептонов это константа), а $\rho_\gamma(s)$ — так

Рис. 11. Схематическое представление спектральной функции ρ_γ фотонного пропагатора, связанной со спектром масс генерируемых виртуальных фотонов \mathcal{M}_{γ^*} в КЭД (сплошная кривая).



Штриховой пик дает вклад генерации ρ -мезона (масштаб абсциссы сильно искажен, чтобы можно было показать на одном графике разные пороги генерации; пороги, соответствующие генерации многих пар при $(4m_e)^2, (6m_e)^2$ и т. д., не показаны).

называемая спектральная функция пропагатора фотона (не путать с обозначением ρ -мезона!). В КЭД она непосредственно вычисляется и в несколько схематизированном виде показана на рис. 11. Примем теперь во внимание возможность аннигиляции в адронное резонансное состояние, например процесс генерации ρ^0 -мезона $e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow \rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. В таком случае при $s = m_\rho^2$ появится резонансный максимум на гладком фоне (пунктир на рис. 11).

Все это качественно переносится на любую КПП. Например, КХД добавляет в конечном состоянии (нерезонансную же) кварк-антикварковую пару.

Если вместо e^+e^- -аннигиляции мы рассмотрим соударение адронов при большом s , то конечные состояния с различными числами адронов имеют матричные элементы, по порядку величины сходные (в отличие от КЭД, где амплитуда рис. 10, а намного больше, чем 10, б, в). Пример, возможный в КХД для πN соударения и приводящий к образованию «пионного фейербала» π^* , показан на рис. 12. Спектр масс такого фейербала вновь определяется произведением квадрата модуля вершинной функции $\Gamma_{q\bar{q}\pi}(\mathcal{M}_{\pi^*}^2)$ и спектральной функции пропагатора пионна $\rho_{\pi^*}(\mathcal{M}_{\pi^*}^2)$. Эта спектральная функция будет иметь изолированный пик при $\mathcal{M}_{\pi^*} = m_\pi$, соответствующий реальному пиону, а начиная со значений \mathcal{M}_{π^*} , достаточных для генерации по крайней мере трех пионов (переход $\pi \rightarrow 2\pi$ не-

возможен), начнется область непрерывного спектра. На кривой вновь будут подскоки на пороге генерации каждого нового адронного объекта (например, при $\mathfrak{M}_{\pi^*}^2 = (nm_\pi)^2$, $n = 3, 4, \dots$, при $\mathfrak{M}_{\pi^*}^2 = (m_\pi + n \cdot 2m_K)^2$, $n = 1, 2, \dots$ и т. п.). Кроме того, наложатся резонансные максимумы при \mathfrak{M}_{π^*} , совпадающих с массами всех возможных адронных резонансов, имеющих те же квантовые числа, что пион. В результате этого сплошная кривая не будет содержать столь большие гладкие участки. Она будет шероховатой, с отдельными значительными выбросами в местах появления

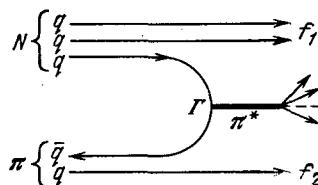


Рис. 12. Возможная диаграмма неупругого соударения πN , ведущая к образованию π^* -файрбола в КХД.
 f_1 и f_2 — фрагментационные струи.

особенно сильных резонансов и т. п. (собственно говоря, и для γ^* рис. 11 представляет идеализацию, поскольку для наглядности не были изображены подскоки кривой на порогах рождения каждой дополнительной электронной, мюонной и τ -пары. Между тем, уже на интервале от $\mathfrak{M}_{\gamma^*}^2 = (2m_e)^2$ до $\mathfrak{M}_{\gamma^*}^2 = (2m_\mu)^2$ будет $m_\mu/m_e \approx 200$ таких подскоков, и потому вся кривая и здесь будет шероховатой. Однако из-за малости e^2 каждый последующий подскок много меньше предыдущего).

Таким образом, перезонансный фон (с налагающимся на него резонансными пиками, в адронной физике многочисленными, и с пороговыми изломами), а значит, и *нерезонансные тяжелые объекты*, распадающиеся на много конечных частиц, являются естественными элементами в любой КТП. Такой объект — это просто частица (с соответствующими квантовыми числами), смещенная далеко от ее массовой поверхности во времени подобном направлении. Те, кто полагают, что тяжелые адронные кластеры являются только резонансами (быть может еще не открытыми), на самом деле вводят весьма специальную гипотезу, именно гипотезу о том, что у спектральной функции пропагатора нет гладкого фона, что она состоит только из резонансных пиков. Эта гипотеза неверна в КЭД (см. рис. 11), и нет никаких оснований думать, что она верна в какой-либо другой КТП, в частности в адронной физике. Разумеется, вероятность генерации перезонансионного кластера зависит еще от формфактора Γ (\mathfrak{M}_i^2). Он может быть почему-либо очень мал для больших \mathfrak{M}_i^2 . Однако это в равной мере возможно и для резонансных объектов.

Итак, мы убедились, что перезонансный тяжелый адронный сгусток не является ничем необычным в любой теории поля. Но КХД вносит здесь новые многозначительные черты.

В физику частиц, основанную на КХД, уже глубоко проникло представление о стабильных адронах как о «мешках», в которых удерживаются и валентные кварки, и их глюонные поля, и «морские кварки», — пары кварков из поляризованного вакуума. Это представление, введенное группой теоретиков Массачусетского Института технологий («MIT bag»)⁵⁸, не объясняет удержание кварков, но принимает его как феноменологический факт, объясняемый наличием некоторого давления на поверхности мешка. Внутри мешка взаимодействие кварков и глюонов является слабым (тем более слабым, чем больше он сжат), так что можно применять теорию возмущений в КХД. Уже на таком уровне многое в свойствах адронов удалось объяснить. Но в настоящее время эта теория ушла далеко вперед.

Во-первых, присутствие такого давления качественно удается связать с различием флуктуаций КХД вакуума в свободном пространстве (где они велики) и в присутствии материи — кварков — внутри мешка (где они подавлены)⁵⁹,⁶⁰.

Во-вторых, полуфеноменологический учет такого сильно флуктуирующего вакуума был удачно использован для определения масс низколежащих резонансов и вообще для анализа спектральной функции пропагаторов в КХД⁶¹. В качестве примера укажем на работу^{61б}, в которой делается вывод о существовании «глюбала» — резонанса с квантовыми числами глюона — и оценивается его масса. Для этого вычисляется спектральная функция коррелятора глюонных токов, что возможно сделать только в довольно грубом приближении. Она не имеет простой резонансной формы, но на кривой видны широкие подъемы, которые можно приписать образованиям искомого типа с массами в районах 1,2—1,3 и 2,5 ГэВ.

Наконец, в-третьих, возникла более детализированная модель мешка⁶², в которой предполагается, что валентные кварки не являются голыми, а сами образуют вокруг себя каждый свою оболочку из кварковых пар и глюонного поля, имеющую пространственные размеры, существенно меньшие, чем размер всего адрона. Эти «конституэнтные кварки», или «валоны»⁶³, — некоторая промежуточная ступень в пространственно-структурной иерархии вещества. С помощью такой модели удается понять некоторые черты взаимодействий при высоких энергиях.

Как бы то ни было, все это естественно приводит к представлению о существовании, при высоких плотностях и температурах, кварк-глюонной плазмы, внутри которой (благодаря свойству асимптотической свободы) к взаимодействию кварков и глюонов можно применять теорию возмущений. В частности, можно найти уравнение состояний такого вещества⁴⁵,⁶⁴ (заметим, впрочем, что в вопросе о применимости теории возмущений как раз при очень высоких температурах встречаются значительные неясности⁶⁵). Если записывать его в виде $p = c^2 \epsilon$, где c — скорость звука, p — давление, то c^2 получается само зависящим от T и лишь асимптотически, при больших ϵ , переходит в ультрапрелиativистское значение 1/3. При не очень же больших сжатиях $c^2 < 1/3$.

Такая плазма представляет интерес, с одной стороны, как конкретная реализация файrbola или вообще термодинамически (гидродинамически) развивающейся подсистемы в адронных соударениях высокой энергии; с другой — при рассмотрении некоторых сверхплотных (нейтронных) звезд⁴⁵. Соударение тяжелых ядер высокой энергии — почти идеальный путь для получения подобной плазмы в лаборатории. На это в настоящее время направляются значительные усилия — как экспериментальные (вплоть до реализации во встречных пучках в ЦЕРНе соударений ядер с энергией во много десятков ГэВ на нуклон, причем собираются дойти до самых тяжелых ядер), так и теоретические. Диагностику температуры плазмы на ранних стадиях ее эволюции предполагается при этом основывать на той же самой утечке фотонов и лептонов, о которой говорилось выше. Только здесь их выход, благодаря возможности использования теории возмущений, может надежно рассчитываться (как это уже делалось при анализе фотонов и дилептонов прямой генерации с $p_\perp \sim 1—4$ ГэВ).

КХД-плазма при ее расширении и охлаждении может (скорее, должна) испытывать фазовый переход, превращаясь в адронную материю при некоторой критической температуре T_c . (В картине «валонов» можно ожидать появления двух температур фазового перехода: при некоторой T_{c_1} газ свободных глюонов и кварков переходит в газ валонов, а затем при $T_{c_2} \equiv T_k < T_{c_1}$ — в адронную фазу⁶⁶).

Попытки получить подобный фазовый переход из самой КХД с особой настойчивостью предпринимаются в последние два года. Разумеется, это невозможно осуществить методами теории возмущений, потому что речь идет о проблеме, тесно связанной с проблемой удержания, «конфайнмента» цветных КХД объектов. Используется специальная техника — численное решение уравнений КХД в пространстве-времени, имеющем решеточную структуру. Здесь достигнуты определенные успехи при различных упрощенных постановках задач. Например, для глюонного поля (уравнение Янга — Миллса) с симметрией SU (2)) такой фазовый переход действительно получается из расчетов: существует температура T_c такая, что при $T \gg T_c$ теплоемкость системы совпадает с теплоемкостью черного излучения (газ глюонов), $c_v \sim T^3$; при $T \ll T_c$ — c_v такова же, как у адронного газа с известным из опыта (и закладываемым в вычисления) спектром масс реальных адронов, а в районе $T \sim T_c$ кривая $c_v(T)$ имеет характерную для фазового перехода форму (« λ -точка»)⁶⁷⁻⁶⁹.

Конечно, и пример идеализирован, и абсолютное значение T_c отсюда извлекается только при дополнительных предположениях, но все же общая идеология служит неплохим обоснованием гидродинамической теории.

Заметим, что температура фазового перехода T_c должна быть несколько выше критической температуры T_k распада на конечные адроны, определяемой из опыта по их импульсному спектру ($T_k \approx m_\pi$) вследствие довольно тривиальной причины: возникающая при T_c адронная фаза не может быть сразу газом вполне свободных адронов. Сначала, при $T = T_c$, возникает адронная жидкость или, во всяком случае, неидеальный газ адронов. При последующем расширении он испытывает дополнительное охлаждение, которое и приводит к идеальному газу при $T = T_k \approx \approx m_\pi$. Так как адроны разной природы (ну克лоны, пионы и т. д.) имеют заметно разные сечения взаимодействия, то переход в конечное состояние идеального газа для них может происходить при несколько различающихся температурах. Есть экспериментальные указания на то, что подобное различие действительно имеет место⁷⁰.

Таким образом, КХД, не объясняя пока, почему при соударении двух адронов высокой энергии возникает квазиклассическая подсистема — кварк-глюонная плазма, дает нам первое «микроскопическое» объяснение гидродинамической теории множественной генерации и вообще термодинамических систем или подсистем, например файрболов *). Но и в вопросе об образовании таких систем намечается объяснение, как уже говорилось в разделе в) гл. 2. Оно связано с тем, что сечение рассеяния глюонов гораздо больше, чем для кварков. Это может обеспечивать более быструю термализацию и слияние в единую систему глюонов от двух сталкивающихся адронов, чем это имеет место для их же кварков. Конечно, при этом остается вопрос, как быстро осуществляется такая термализация, сопровождающаяся, конечно, ростом энтропии, каков начальный объем для последующего изэнтропийного разлета подсистемы в соответствии с гидродинамической теорией. Мы видели, что согласно опытным данным (измерение начальной температуры T_0 , которая, как оказывается, при $E_L \sim 1000$ ГэВ не превышает $\sim 0,4$ ГэВ) этот размер сравнительно велик, в десятки раз превышает объем, предполагавшийся Ферми и Ландау, $V_F \sim m_\pi^{-3} \cdot 2m_N/V_s$ (см. п. 5 предыдущего раздела). Но несмотря на сравнительно большое сечение gg рассеяния *абсолютное* значение его все

*) Новые расчеты на решетке для КХД с учетом как глюонов, так и фермionов дают подтверждение существования *двух* фазовых переходов (причем переход с большей температурой соответствует нарушению киральной симметрии)^{126,127} и, следовательно, идее двух масштабов^{62,63,66}.

же невелико (иначе нельзя было бы его рассчитывать по теории возмущений). Оно становится большим, только когда в результате охлаждения мы подходим к области действия сил, обеспечивающих удержание夸克ов и глюонов. Поэтому начальный размер термодинамической подсистемы и не может быть очень мал *).

Итак, появление и развитие КХД дает новую жизнь теории множественной генерации, опирающейся на представление о термодинамических подсистемах, в частности файрболах, и обеспечивает этой концепции дополнительные теоретические основания.

д) Выводы к гл. 2

Суммируя теоретические соображения (и связанные с ними экспериментальные факты) в пользу файрболов, можно сказать следующее:

1) Термодинамические квазиклассические системы могут возникать при соударениях адронов весьма высокой энергии, имеющих периферический характер, только как подсистемы, образующиеся в результате квантовополевого взаимодействия.

2) Тяжелые кластеры необходимы в любой мультипериферической модели, совместимой с основными известными свойствами множественной генерации — с приблизительным постоянством сечения, значительной множественностью и малым наклоном померонной траектории.

3) Эти кластеры в принципе могут быть как еще не известными тяжелыми резонансами, так и нерезонансными файрболовами, причем нерезонансные файрболы не представляют собой ничего экзотического, для них имеется естественное место в любой квантовой теории поля. Наоборот, предположение об их non-existence есть специальная гипотеза, не оправдывающаяся в хорошо изученной КЭД.

4) Возможность их термодинамической эволюции даже при не очень большой массе получает новую поддержку со стороны КХД: число возбужденных степеней свободы в такой системе очень велико благодаря присутствию многих夸克ов и глюонов, способных из-за взаимодействия находиться в локальном термодинамическом равновесии («кварк-глюонная плазма»).

5) Начальный пространственный размер такой подсистемы, как показывает измерение ее температуры, осуществляющее наблюдением адронов, фотонов и дилептонов в области $m_{\perp} \sim 1 - 4$ ГэВ, гораздо (в десятки раз при $E_L \sim 10^3$ ГэВ) больше, чем предполагалось в термодинамических теориях лобовых соударений (Ферми — Ландау), и это естественно для термодинамических подсистем, возникающих в результате квантового обмена виртуальными частицами или взаимодействия отдельных составляющих адроны элементов (например, глюонов).

6) Нестабильный сгусток горячей кварк-глюонной плазмы, останавливающийся при расширении, испытывающий фазовый переход в адронную фазу и, в конце концов, в газ адронов, — хороший кандидат на роль физического файрбала.

3. ФАЙРБОЛЫ В КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧАХ

Выделение файрболов на опыте означает прежде всего отбор групп частиц, (почти) изотропно распределенных в некоторой лоренцевской системе. Для этого (начиная еще с первых эмульсионных работ в космиче-

*) Конечно, при этом схемы типа рис. 5, 7, с подсистемой, возникающей при обмене одним квантлом, — грубое приближение. Столкновения глюонов многократны, но все равно по отношению к夸克ам процесс — периферический, типа рис. 2 и модели Покорского и Ван-Хове¹³.

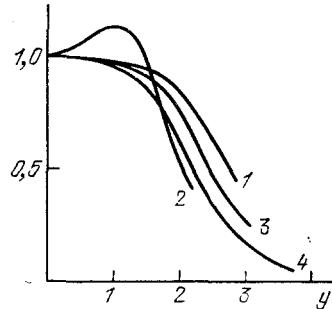
ских лучах) используют одно замечательное свойство изотропного распада: рассматривая распределение продуктов распада по быстротам y или по псевдобыстротам $\eta = -\ln \operatorname{tg}(\theta/2) \approx y$, мы можем довольно хорошо аппроксимировать его гауссовской кривой:

$$\frac{dN}{d\eta} = \frac{K}{\sqrt{2\pi}\delta} \exp\left(-\frac{(\eta-\eta_c)^2}{2\delta^2}\right) \equiv G(\eta-\eta_c; \delta), \quad \delta \approx 0,8; \quad (8)$$

здесь K — полное число частиц в таком «кластере» (K заменяется на K^{ch} или K^- и т. д., если мы рассматриваем, соответственно, только заряженные частицы или только отрицательно заряженные и т. д. и их распределения $dN^{\text{ch}}/d\eta$, $dN^-/d\eta$ и т. д.); η_c — псевдобыстрота кластера как целого. Таким образом, продукты распада файрбала, независимо от их полного числа K , на шкале быстрот или псевдобыстрот покрывают интервал

Рис. 13. Быстротные распределения.

1 — Получаемое на опыте (при $\sqrt{s} = 54,4$ ГэВ) и при различных моделях с участием одинаковых файрболов: 2 — два файрбала с быстротами их центров тяжести $y_{c1} = -1$ и $y_{c2} = +1$; 3 — три файрбала с $y_{c1} = -1,6$; $y_{c2} = 0$ и $y_{c3} = +1,6$; 4 — девять изотропно распадающихся кластеров, расположенных эквидистантно от $y_c = -2,0$ до $y_c = +2,0$ (расстояние между соседними кластерами $\Delta y_c = 0,5$), приближенно имитирующее объяснение эксперимента кривой (1) в модели АФС⁷ («ρ-мезоны», дающие 18 пионов). Все — в СЦИ. Все кривые нормированы на единицу при $y = 0$.



$(Dy)_{fb} \sim 1,5-2$. Между тем, согласно опытам на ускорителях, весь реально покрываемый частицами интервал при $E_L \sim 1000$ ГэВ равен $Dy \sim 4$, причем он если и растет с E_L , то очень медленно, быть может, логарифмически (см. ниже, рис. 22). Отсюда возникает главная трудность при попытках выделения файрболов: их продукты сильно перекрываются на шкале быстрот с продуктами распада других файрболов и резонансов.

Так, например, на рис. 13 показаны распределения от распада различных комбинаций изотропно распадающихся файрболов (вместе с действительно наблюдаемым инклузивным распределением в СЦИ при 1 ТэВ). Все они нормированы на одинаковую ординату при $y = 0$. Очевидно, что заметить здесь что-либо напоминающее о файрбалах (кроме, разве кривой 2) невозможно (тем более, что их быстроты y_c флуктуируют и это приводит к дополнительному размазыванию кривых).

Однако, если допустить, что с ростом E_L число файрболов не растет, остается небольшим, но растут их масса и число частиц при распаде каждого файрбала, то это должно проявляться в *росте плотности* частиц на оси быстрот: если при $E_L \sim 1$ ТэВ она составляет ~ 2 заряженных частицы на единичный интервал быстрот вблизи $y = 0$, что при двух генерируемых файрбалах соответствует $M_f \approx 4$ ГэВ, то при $M_f \gg 4$ ГэВ плотность будет соответственно больше.

Сверх того существует и другая трудность. Как уже упоминалось (это известно в космических лучах уже более четверти века), при заданной энергии соударяющихся адронов E_L характеристики неупругого соударения резко флуктуируют от случая к случаю (в частности, говорилось о разбросе коэффициентов неупругости и множественности, дисперсия которой намного превышает пуассоновскую, $D \sim \sqrt{\langle n \rangle}$, и составляет $D \approx 0,5 \langle n \rangle$). Все это тесно связано с *наложением различных механизмов генерации*, имеющих сравнимые вероятности. Так, например, дифракционная диссоциация одной (или обеих) начальных частиц дает малочисленную

группу (или две таких группы), далеко отодвинутую на шкале быстрот от другой начальной частицы (или другой группы). С другой стороны, ционизационный файрбол дает многочисленную группу в интервале между ними. Мультипериферическая цепочка дает квазиплато в центральной части и т. д. Соответственно быстротные распределения отдельных событий имеют нерегулярные, резко отличающиеся формы. Только суперпозиция многих событий, т. е. инклюзивное распределение, имеет некоторую довольно стандартную форму рис. 13 (кривая 1). Но из нее трудно извлечь что-либо о существовании файрболов. Здесь возможны два подхода.

Один состоит в тщательном анализе индивидуальных событий, для чего используются разработанные в физике космических лучей специальные приемы (графики Даллера — Уокера; отбор редких событий с большой полной шириной распределения Dy , в которых, как можно ожидать, два файрбала, если они имеются, случайно раздвинуты далеко друг от друга и проявляются по отдельности, и многое другое^{71,72}). Мировые данные по анализам такого типа недавно были собраны в⁶, причем авторы делают упор на свои собственные выводы, согласно которым существуют три типа файрболов: малые (они называют их древнеиндийским словом «Мирим» или H -квантами (тяжелыми квантами) со средней массой $\bar{M} \sim \sim 2-3$ ГэВ и температурой распада $T_k \approx 0,13$ ГэВ; средние («Ачу» или «супертяжелые», SH) с $\bar{M} \sim 15-30$ ГэВ и $T_k \approx 1$ ГэВ и гигантские («Гаучу» или «ультра тяжелые», UH) с $\bar{M} \sim 100-300$ ГэВ и еще большими (в 2—4 раза (?)) T_k). Столь резкое разделение на три класса отражает, в основном, точку зрения одной школы и не принято еще другими космиками. Все распределения по массам очень размыты. Однако более слабые утверждения, по-видимому, довольно широко признаются, именно: 1) спектр масс файрболов при $E_L \sim 10^3-10^7$ ГэВ простирается вплоть до $\bar{M} \sim \sim 100$ ГэВ; 2) средний поперечный импульс продуктов их распада несколько возрастает с E_L ; 3) при больших E_L появление больших \bar{M} более вероятно. Следует вспомнить, что гигантская «звезда», содержащая порядка сотни заряженных частиц, была зарегистрирована и тщательно проанализирована еще 20 лет назад. Угловые и импульсные распределения частиц в ней хорошо согласовались с интерпретацией этого явления как распада одного файрбала. Ему было присвоено собственное имя «Texas Lone Star» («одинокая звезда Техаса» — по месту регистрации явления)⁷³. Во многих случаях свидетельством в пользу распада одного тяжелого файрбала является просто большая плотность частиц на оси псевдобыстрот *).

Другой путь состоит в изучении разнообразных корреляций в инклюзивных и полуинклюзивных распределениях. Он возможен, если статистика достаточно велика. Таким образом, он пригоден для анализа ускорительных данных и был использован в самых разных вариантах. Хотя здесь речь идет пока лишь об энергиях $E_L < 2000$ ГэВ, мы рассмотрим результаты подробнее.

4. КЛАСТЕРЫ И ФАЙРБОЛЫ В УСКОРИТЕЛЬНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ ПРИ ЭНЕРГИИ МЕНЕЕ 2 ТЭВ

Общий принцип изучения корреляций здесь ясен: если мы отберем две частицы с быстротами y_1 и y_2 в пределах интервала $|y_1 - y_2| \leq 20\delta \approx \approx 1-2$ (см. (8)), то значительна вероятность того, что они происходят

^{*}) В гигантских файрбалах, о которых говорилось выше, на единичный интервал быстрот приходятся десятки заряженных частиц, а не две, как в ускорительных опытах при $E_L \leq 1$ ТэВ.

из одного и того же изотропно распадающегося кластера (хотя неизбежно некоторое перекрытие продуктов распада разных кластеров). Наоборот, если $|y_1 - y_2| > 2\delta$, то почти наверняка частицы принадлежат разным кластерам. В первом случае, если мы обнаружим какое-либо «упорядочение на малых расстояниях» («Short Range Ordering», SRO), оно будет отражать корреляцию в пределах кластера. Во втором случае, если обнаружится «дальнее упорядочение» («Long Range Ordering», LRO), оно будет свидетельством взаимной корреляции кластеров. Эти корреляции могут иметь как кинематическое происхождение (сохранение энергии, импульса, заряда и т. п.), так и динамическое (дополнительное взаимодействие между частицами или кластерами).

Нет никакой возможности в рамках одной статьи описать все теоретические и экспериментальные исследования подобных корреляций и избежать упущений, недооценки каких-либо из относящихся сюда работ. Заранее выражая сожаление по этому поводу, я прежде всего отсылаю читателя к обзорам, которые уже опубликованы^{74, 80, 57}. Здесь же будут рассмотрены только два впечатляющих примера.

1) Простейший пример корреляций — *двухчастичные быстротные корреляции*. Их мерой является корреляционная функция

$$C(y_1, y_2) = \frac{1}{\sigma_{in}} \frac{d^2\sigma(y_1, y_2)}{dy_1 dy_2} - \frac{1}{\sigma_{in}^2} \frac{d\sigma(y_1)}{dy_1} \frac{d\sigma(y_2)}{dy_2} \quad (9)$$

или получаемый из нее коэффициент корреляции

$$R(y_1, y_2) = \frac{C(y_1, y_2)}{(1/\sigma_{in}^2)(d\sigma(y_1)/dy_1)(d\sigma(y_2)/dy_2)} = \frac{\sigma_{in} d^2\sigma/dy_1 dy_2}{(d\sigma/dy_1)(d\sigma/dy_2)} - 1. \quad (10)$$

Они обращаются в нуль, если частицы испускаются независимо, $d^2\sigma/dy_1 dy_2 = (d\sigma/dy_1)d\sigma/dy_2$. Эти величины были измерены на ускорителях и обнаружили неожиданно сильную корреляцию как в случае отбора пар частиц одинакового заряда (R^{++} или R^{--}), так и при выборе пар произвольно заряженных частиц ($R^{ch \cdot ch}$). Так, на рис. 14 показано $R^{ch \cdot ch}$. При $y_1 = y_2 = 0$ оказалось $R^{ch \cdot ch} = 0,6$. Это прямо указывает на то, что в распадающемся объекте есть много коррелированных частиц. Заметим, что простая мультипериферическая модель не только не объясняет этого факта, но предсказывает даже *отрицательный знак* эффекта — соседние вершины имеют тенденцию к взаимному «отталкиванию» в пространстве быстрот и при $y_1 = y_2 = 0$ должен был бы быть минимум, а не максимум⁴³. Мы уже упоминали в разделе б) гл. 2, что были предприняты большие усилия, чтобы изменить эту теоретическую ситуацию. Пришлось допустить и в качестве обмениваемых (в гребенке рис. 6) частиц, и в качестве рождающихся (зубья гребенки) кроме пионов также и все легкие резонансы — ρ , ω , f , A_2 , причем для обмена — их реджезованные траектории. Это, однако, по понятным причинам (отталкивание вершин сохраняется!) не помогло. Тогда было учтено ветвление гребенок (и траекторий). Но и это не изменило ситуацию. Только когда в ветвление траекторий было введено так называемое «усиление», т. е. каждая ветвящаяся вершина была дополнительно охвачена многочисленными померонными линиями, удалось получить $R^{ch \cdot ch}(0, 0) \approx 0,6$.

Разумеется, все эти видоизменения в рамках метода комплексных угловых моментов имеют свое обоснование и не являются незаконными. Однако в результате диаграмма из простой гребенки превращается в тяжелый клубок (или набор клубков) сложно перепутанных траекторий и может считаться, как уже говорилось, реджеонной моделью файрбала, его «микроскопической теорией». Файрбол же дает большое значение $R(0, 0)$ вполне естественно, все зависит только от числа генерируемых в нем частиц и от

перекрытия на шкале быстрот с другими распадающимися объектами — резонансами или фейрболами, — возникающими параллельно, например, в других вершинах мультипериферической цепочки. В частности модель ФИАН (LIM) точно описала экспериментальные данные⁴⁰. Один пример приводится на рис. 15.

Мультикластерная модель с независимым испусканием кластеров,

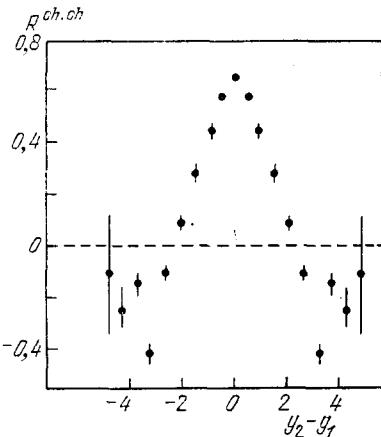


Рис. 14. Коэффициент двухчастичных быстротных корреляций заряженных частиц $R^{ch,ch}(y_1, y_2)$ при $E_L = 200$ ГэВ (pp-соударение, эксперимент).

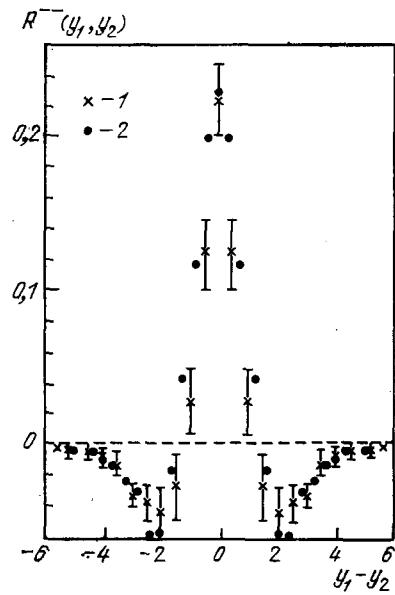


Рис. 15. Пример описания двухчастичных корреляций в модели ФИАН [37-41] (из [40]): $pp \rightarrow \pi^-\pi^+X$ (69 ГэВ).
1 — эксперимент, 2 — модель.

считывающихся в среднем одинаковыми (ICEM, которую точнее было бы назвать *Independent Identical Cluster Emission Model*, IIСЕМ), основывается на экспериментальном факте малости дальних корреляций и поэтому полностью пренебрегает взаимной корреляцией кластеров как целого. Здесь $C(y_1, y_2)$ может быть аналитически выражено через характеристики кластеров. Именно, как показано в⁸¹,

$$C(y_1, y_2) = A_0 \frac{1}{\sigma_{in}} \left(\frac{d\sigma}{dy} \right) G(y_1 - y_2; \delta\sqrt{2}), \quad (11)$$

где $d\sigma/dy$ берется при $y = (y_1 + y_2)/2$, G — гауссова функция (8), в которой δ заменено на $\delta\sqrt{2}$, а коэффициент A_0 характеризует кластеры:

$$A_0 = \frac{\langle K(K-1) \rangle}{\langle K \rangle}. \quad (12)$$

В зависимости от зарядов пар анализируемых частиц ($--$, $++$ или $ch\ ch$) под K следует понимать число соответственно заряженных частиц в кластере (K^+ , K^- или K^{ch} ; полное число частиц в кластере обозначается через K).

На эксперименте измеряется функция $C(y_1, y_2)$ (9), и она действительно хорошо передается формулой (11), если коэффициенту A_0 , имея в виду только заряженные частицы, придать (при $E_L \sim 0,4-2$ ТэВ) значение 2,4—2,7. Согласно ICEM (12) это означает, что число заряженных частиц в кластере в среднем равно $\langle K^{ch} \rangle \approx 3-4$, а если одну треть всех частиц составляют π^0 -мезоны, то оценка дает $\langle K \rangle \approx 5-6$.

Однако представляется, что более разумно применять этот подход не ко всем событиям вместе (при данном E_L), а к отобранным по полной множественности события n , т. е. анализировать полуинклюзивные данные. Обозначая соответствующие величины индексом n , из ICEM можно получить следующую формулу⁸²:

$$C_n(y_1, y_2) = A_{0,n} \frac{1}{\sigma_n} \frac{d\sigma_n}{dy} G(y_1 - y_2; \delta\sqrt{2}) - \frac{1 + A_{0,n}}{n} \frac{1}{\sigma_n^2} \frac{d\sigma_n}{dy_1} \frac{d\sigma_n}{dy_2} \quad (13)$$

(снова $d\sigma_n/dy$ берется при $y = (y_1 + y_2)/2$). Эксперимент при $E_L = 200$ ГэВ дает данные для $A_{0,n}$ (как функции n), показанные на рис. 16 (для заряженных частиц). Уже здесь обнаруживается интересное обстоятельство: при $n/\langle n \rangle > 1,5$ коэффициент $A_{0,n}$ начинает резко возрастать.

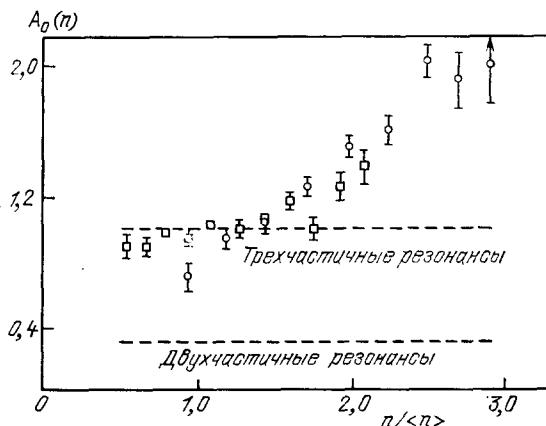


Рис. 16. Параметр кластеризации $A_{0,n}$ (заряженные частицы), получаемый из экспериментальных данных с помощью формулы (13) в случае pp-согласий при $E_L = 200$ ГэВ⁸³, как функция $n/\langle n \rangle$ (в модели независимого испускания одинаковых кластеров, ICEM, $A_{0,n} = \langle K(K-1) \rangle / \langle K \rangle$).

Штриховыми линиями показаны значения, ожидавшиеся для кластеров, распадающихся только на две (2) или только на три (3) частицы.

Если мы снова используем формулу (12), то для области, где $A_{0,n}$ постоянно, получаем всего $\langle K^{ch} \rangle \approx 2$ или $\langle K \rangle \approx 3$, т. е. гораздо меньшие кластеры, чем из инклюзивного эксперимента. Эти новые значения в области $n < 1,5 \langle n \rangle$ позволяют отождествить кластеры с 3-х частичными резонансами вроде ω -частиц. Однако, во-первых, тогда остается совершенно непонятным полное исключение ρ -мезонов. Во-вторых, при $n > 1,5 \langle n \rangle$ явно участвуют гораздо более тяжелые кластеры, чем трехчастичные. Вероятно, именно усреднение по всем n в инклюзивном анализе, процитированном выше, и дало большие значения $\langle K \rangle$. Малость величины $\langle K \rangle \approx 3$ сама по себе еще тоже не очень показательна: ясно, что при $E_L = 200$ ГэВ очень тяжелых файрболов и должно быть не так уж много. Но и этого мало. Следует подчеркнуть, что эти оценки, основанные на ICEM, существенно занижают истинный размер файрболов. Это происходит прежде всего из-за того, что все кластеры считаются одинаковыми. Между тем, уже давно многие авторы поняли, что в процессе множественной генерации необходимо принимать во внимание наличие по крайней мере двух компонент с разными свойствами. Именно, в ряде работ разрабатывалась двухкомпонентная модель, где одна компонента — малочастичная дифракционная диссоциация (D), другая — многочастичная недифракционная (ND) пинонизация. В одних случаях ее приписывали мультипериферической гребенке, в других — более тяжелым кластерам^{(81, 84-86) и т. д.}. Так, например, было показано⁸⁶, что принимая во внимание эти две компоненты и даже пренебрегая их взаимной интерференцией, можно, подобрав семь произвольных параметров, объяснить множество инклюзивных и полуинклюзивных распределений (см. также⁸⁷). Но особенно замечательно то, что хотя D-компонента вносит гораздо меньшую

множественность, чем ND, ее присутствие способно изменить очень сильно некоторые измеряемые характеристики процесса. Такой характеристикой является, например, так называемый второй мюллеровский момент f_2 — интеграл по быстротам от $C(y_1, y_2)$. Оказывается, если D-компоненты присутствуют с относительной вероятностью c (а ND, следовательно, с вероятностью $1 - c$), то^{79,84}

$$f_2 = c f_2^D + (1 - c) f_2^{ND} + c(1 - c)(\langle n^D \rangle - \langle n^{ND} \rangle)^2, \quad (14)$$

где f_2^D и f_2^{ND} — мюллеровские моменты каждой из компонент, взятых в отдельности, а $\langle n^D \rangle$ и $\langle n^{ND} \rangle$ — их средние множественности. Поэтому

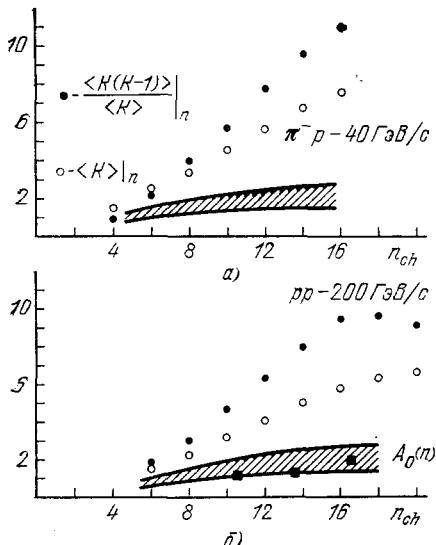


Рис. 17. Параметр кластеризации $A_{0,n}$ для заряженных частиц в π^-p -соударениях при 40 ГэВ и pp-соударениях при 200 ГэВ, полученный из экспериментальных данных согласно (13) (заштрихованные полоски, учитывающие неточность эксперимента), и вычисленный по банку эксплюзивных событий, симулированных согласно модели ФИАН (см. рис. 7) также с помощью (13) (черные квадратики).

Значения $\langle K(K-1)/K \rangle$, вычисленные по тому же банку событий непосредственно (без обращения к формуле (13)) показаны черными кружками, значения $\langle K \rangle$ — светлыми кружками.⁴³

хотя $\langle n^D \rangle \ll \langle n^{ND} \rangle$, если даже примесь D-компоненты мала, $c \ll 1$, смешанный член из-за большого значения пионизационной множественности $\langle n^{ND} \rangle$ существенно влияет на полное f_2 .

Подобную двухкомпонентную модель можно рассматривать, как упрощенный вариант, например, модели ФИАН (LIM), показанной на рис. 7, где в малочастичную компоненту входит не только дифракционная диссоциация, но и возбуждение барионных резонансов, и другие процессы. Поэтому роль двухкомпонентности в определении размеров кластеров или фейрболов можно выяснить с ее помощью, сравнивая с тем, что дает однокомпонентная мультиклUSTERНАЯ модель ICEM.

Мы уже говорили, что существует обширный банк событий, симулированных на ЭВМ в соответствии с моделью ФИАН^{39,40}. Извлеченные из него различные распределения, включая корреляции, хорошо совпадают с тем, что дает опыт. Этот банк данных был использован и для определения величины фейрболов. Существенно, что это можно было сделать двумя разными способами.

Во-первых, на симулированные события можно было взглянуть, как на первичные данные опыта и обработать их так, как это делают экспериментаторы со своим материалом (например, как были получены данные на рис. 16). Именно, извлечем из банка только данные относительно 1) $d\sigma_n/dy$ и 2) $C_n(y_1, y_2)$, т. е. два низших момента быстротных распределений, и, зная их, найдем $A_{0,n}$ с помощью формулы (13). Эти значения показаны для случая pp-соударения при 200 ГэВ на рис. 17 черными квадратиками. Заштрихованные же полосы на рис. 17, а, б показывают, в преде-

лах неопределенностей, обусловленных экспериментальными ошибками и малостью статистики, то, что в указанных условиях дает подлинный ускорительный эксперимент для pp-с贯穿ий при той же энергии. Тот факт, что значения, извлеченные из банка данных модели, попадают в заштрихованную полосу, еще раз подтверждает, что модель хорошо согласуется также и с этими экспериментальными данными, что она является реалистической. Если продолжая интерпретировать «опыт» согласно ICEM, мы снова воспользуемся формулой (12), то извлеченные из модели значения $A_{0,n}$ нужно понимать как равные $\{\langle K^{ch} (K^{ch} - 1) \rangle / \langle K^{ch} \rangle\}_n$ при данном n .

Однако банк симулированных данных содержит гораздо более детализированную информацию. В частности, из самого процесса симулирования *каждого события* мы знаем, присутствует ли в нем файрбол и каково именно число пинов, возникающих при распаде этого файрбала. Поэтому можно непосредственно, без обращения к формуле (13), основанной на однокомпонентной мультиклластерной модели, определить и $\langle K^{ch} \rangle_n$, и $\langle (K^{ch} - 1) \rangle / \langle K^{ch} \rangle_n$ для таких же заряженных частиц в событиях любой данной полной множественности n . Соответствующие результаты⁴⁰ показаны на том же рис. 17. Очевидно, что истинные размеры кластеров гораздо больше тех, которые получаются из обработки данных по методу ICEM, пренебрегающему наличием двух типов механизмов — малочастичного и многочастичного.

Вторая причина, по которой в ICEM занижается размер кластеров, — полная независимость в этой модели испускания кластеров с любыми быстротами (в частности — пренебрежение законами сохранения). Между тем в любой полевой мультипериферической модели существует нечто вроде отталкивания между соседними кластерами в пространстве быстрот, разность их быстрот не может быть очень мала. В частности, как указывалось в⁴³, именно по этой причине в мультипериферической модели без кластеров двухчастичный коэффициент близких быстротных корреляций получается отрицательным вместо наблюдаемого положительного. Для изучения влияния этого эффекта в¹¹⁷ была рассмотрена аналитически решаемая мультиклластерная модель «с отталкиванием», в которой кластеры предполагаются одинаковыми, но их взаимное быстротное расстояние не может быть меньше некоторого. Такая модель хорошо описала корреляционные характеристики в центральной области, но при этом размер кластера пришлось принять существенно большим, чем это получалось при помощи ICEM, — $K^{ch} \approx 5-8$.

Мы видим, что обнаруживается замечательный факт: *истинные* размеры файрболов гораздо больше тех, которые дает обработка тех же событий по ICEM. Для событий с $n_{ch} \sim 16$ (в использованных случаях это значит при $n_{ch}/\langle n_{ch} \rangle \sim 2$) файрбол содержит в среднем 6—7 заряженных частиц, т. е. всего ~ 10 пинов. Это свидетельствует о непригодности однокомпонентной мультиклластерной модели с независимым испусканием кластеров для определения их размеров. Такая модель ведет к резкой недооценке массы кластеров.

2) Другой пример корреляций, который мы рассмотрим, — *двухчастичные азимутальные корреляции*.

Быстрота u характеризует главным образом продольное движение частиц. Но продукты распада файрбала должны взаимно скомпенсировать также поперечные импульсы. Поэтому их азимутальные углы вылета φ_i в поперечной плоскости должны быть в какой-то мере скоррелированы, причем тем заметнее, чем меньше разница их быстрот u_1 и u_2 . В самом деле, если $|u_1 - u_2| \ll 2\delta \sim 1-2$, то велик шанс, что обе частицы принадлежат одному файрбулу. Можно далее учесть еще одно качественное сообра-

жение: чем тяжелее файрбол, чем больше из него возникает частиц, тем меньше роль отдельной частицы в общем процессе компенсации, и потому

тем слабее должна быть выражена азимутальная корреляция пары частиц. Все это, как мы увидим, подтверждается при анализе.

Выберем частицу при некоторой быстроте y_1 за опорную и ее направление вылета в попечной плоскости — за нулевое для отсчета углов φ_i других частиц. При некотором $y_2 = y_1 + \Delta y$ частицы будут вылетать с углами φ_i (рис. 18). Очевидно, что число частиц $N(\Delta y; |\varphi_i| < \pi/2)$, которое мы будем обозначать $N_<$, вылетающих с $|\varphi_i| < \pi/2$, должно быть несколько меньше — скажем, меньше на одну частицу, — чем число частиц $N(\Delta y; |\varphi_i| > \pi/2) \equiv N_>$, вылетающих в противоположную (по отношению к опорной частице) полусферию. Отношение

$$B(\Delta y) = (N_> - N_<)/(N_> + N_<) \quad (15)$$

и может служить мерой азимутальных корреляций. Для $\Delta y = 0$ и больших K мы можем, согласно сказанному выше, ожидать, что $B(0) \sim 1/\langle K \rangle$ (из-за наложения частиц от другого файрбала, скорее всего, $B(0) \ll 1/\langle K \rangle$).

Эксперименты действительно показывают, что такой эффект имеет место: $B(\Delta y)$ превышает нуль. Это особенно ясно видно, если отбирать многочастичные события, $n_{ch} \geqslant 6$ (рис. 19), т. е. если применять тот же самый критерий отбора, который применяли в физике космических лучей, выделяя файрболы в 1958 году^{1,71}. Если применить оценку $B(0) \approx 1/\langle K \rangle$, то эффективные кластеры велики, $\langle K^{ch} \rangle \sim 5-10$. В работе ЦЕРНовской группы⁸⁹ они были названы «суперкластерами». Модель рис. 7 вполне удовлетворительно описывает этот эффект. Важно отметить, что эффективный размер кластера для событий с $n_{ch} \geqslant 6$, $\Delta p_\perp > 0,2$ ГэВ/с возрастает с ростом E_L , — $B(0)$ убывает от 0,22 при $E_L = 40$ ГэВ до 0,093 при $\sqrt{s} = 52,5$ ГэВ ($E_L \sim 1000$ ГэВ). Несомненно, однако, что этот эффект нуждается в дальнейшем исследовании.

Уже говорилось, что нет возможности изложить результаты изучения многообразных корреляций. Так, подробно исследовалось распределение по величине быстротных интервалов между соседними⁹⁰ и несоседними^{91,92} (на оси быстрот) частицами, распределение длин максимальных интервалов в данном событии⁹³; проводился флуктуационный анализ⁹⁴, изучалась дисперсия быстрот⁹⁵, перенос заряда между передней и задней

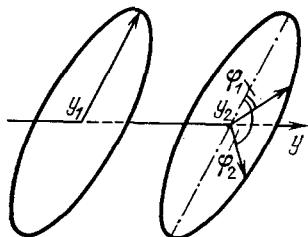


Рис. 18. Обозначения для определения азимутальных корреляций.

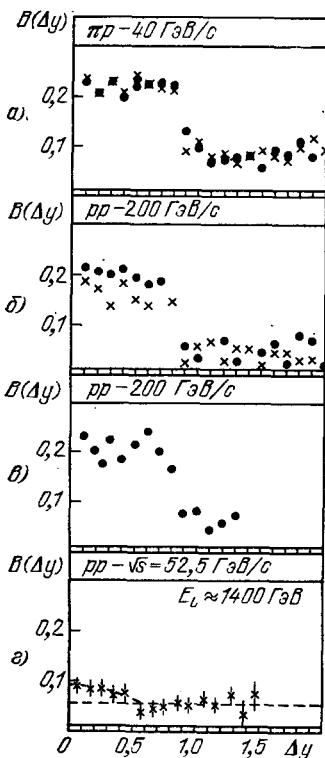


Рис. 19. Параметр азимутальных корреляций $B(\Delta y)$ (15) для событий с $n_{ch} \geqslant 6$, $\Delta p_\perp > 0,2$ ГэВ/с.

Эксперимент — x ; из банка событий, симулированных по модели ФИАН⁴⁰ — \bullet . a) $\pi-p$, 40 ГэВ — отбор из данных⁸⁸; б) pp , 200 ГэВ — отбор из данных⁸⁰; в) pp , 200 ГэВ, по модели ФИАН, когда учитывается только вклад файрболов; г) pp , $\sqrt{s} = 52,5$ ГэВ (соответствует $E_L = 1400$ ГэВ)⁸⁹.

ми^{91,92} (на оси быстрот) частицами, распределение длин максимальных интервалов в данном событии⁹³; проводился флуктуационный анализ⁹⁴, изучалась дисперсия быстрот⁹⁵, перенос заряда между передней и задней

полусферами⁹⁶, а также перенос заряда через различные точки на быстротной оси⁹⁷; двухчастичная быстротная корреляция, как функция инвариантной массы этих двух частиц⁹⁸; корреляция длин соседних быстротных интервалов (короткий после короткого или длинный после короткого)^{99, 100} и т. п. Для всего этого были изобретены специальные статистические характеристики и вообще была развита специальная статистическая методика^{101, 102}. Эта работа продолжается и теперь. Из полученных здесь дополнительных результатов мы отметим только оценку полного электрического заряда кластера $|Q|e|$: имеется указание, что $|Q|$ равен нулю или единице⁷⁷.

В очень многих из этих работ за основу принимается модель независимого испускания (одинаковых) кластеров, ICEM. Доминирует вывод, что множественная генерация действительно идет через образование промежуточных кластеров, которые слишком велики, чтобы их можно было свести только к легким мезонным резонансам ($\rho, \omega, f, \eta, A_2$), так как число частиц на кластер в среднем составляет $\langle K \rangle \approx 3-4$ или $\langle K^{ch} \rangle \approx 2$, но слишком еще малы для того, чтобы их можно было отождествить с кластерами космических лучей, $\langle K \rangle \sim 6-10$.

Однако некоторые авторы указывают на необходимость «включения значительной компоненты, состоящей из 4- и 5-частичных резонансов»^(74, с. 180). Анализ распределения быстротных зазоров также указывает на наличие больших кластеров, $\langle K \rangle \sim 6-10$ ¹⁰⁰. Мы уже упоминали противоречие между определением размеров кластеров по инклузивным быстротным корреляциям и полуинклузивным, и т. д.

Но этого мало. Во-первых, в космических лучах кластеры находили, отбирая события с $n_{ch} \geqslant 6$, а не усредняя по всем событиям. Во-вторых, там речь шла о событиях с энергией $E_L \geqslant 1000$ ГэВ, а изучение кластеризации на ускорителях в подавляющей части опирается на меньшие энергии. Наконец, в-третьих, и это самое важное, сведение всех кластеров к единому типу (характерное, например, для ICEM), как уже отмечалось, по-видимому, сильно занижает истинный размер файрболов — кластеров, в основном и ответственных за ионизационную часть. Совместное же участие разных компонент существенно усложняет анализ.

Модель ФИАН, которая представляется достаточно реалистической, показывает, что так называемый «средний» кластер возникает из усреднения по различным объектам. Символически можно написать:

$$\begin{aligned} \text{«средний кластер»} = & \langle \alpha \cdot \text{резонансы} + \\ & + \beta \cdot \text{дифракционная диссоциация} + \dots + \varepsilon \cdot \text{тяжелые файрболы} \rangle, \end{aligned}$$

где $\alpha, \beta, \dots, \varepsilon$ — некоторые коэффициенты, вообще говоря, различные при изучении разных корреляционных эффектов. Именно этим различием может объясняться описанное выше различие в значениях $\langle K \rangle$, получаемых при анализе быстротных интервалов, с одной стороны, двухчастичных инклузивных корреляций, — с другой, полуинклузивных — с третьей. Приведенный выше (рис. 17) анализ ускорительных данных с учетом присутствия разных компонент показал, что файрболы даже в области $E_L = 200-1400$ ГэВ в действительности довольно тяжелы, $\langle K \rangle \sim 6-10$, особенно если отбирать события с $n_{ch} \geqslant 6$ или $n_{ch}/\langle n_{ch} \rangle \geqslant 1,5-2,0$. Стоит еще раз подчеркнуть, что при мультипериферическом подходе рис. 7 в этой области энергий число вершин в цепочке еще очень мало, $\mathfrak{N} \sim 2-3$ при $E_L \sim 200$ ГэВ, $\mathfrak{N} \sim 3-4$ при $E_L \sim 2000$ ГэВ. Поэтому, например, «средний кластер» $\langle K \rangle = 3$ может возникнуть, если при соударении двух нуклонов они сохраняют свою индивидуальность, а кроме того, образуется один ρ -мезон и один файрбол с $K = 8$.

Итак, ускорительные данные при $E_L \sim 200-2000 \text{ ГэВ}$ не противоречат концепции файрболов космических лучей с массами $M \sim 2-5 \text{ ГэВ}$ и даже дают весомые свидетельства в ее пользу. Что же касается более тяжелых файрболов (Ачу, SH и Гуачу, UH по терминологии⁶), то при таких ускорительных энергиях обсуждать их преждевременно.

5. ЧТО ЖЕ ДАЛЬШЕ?

Итак, мы постарались показать, а) что ускорительные данные при $E_L < 2 \text{ ТэВ}$ в корне противоречат мультипериферичности с многочисленными легкими зубьями гребенки; б) что эти зубья склонны «коагулировать» в нерезонансные кластеры или файрболы *); в) что обычные и широко признанные оценки размеров кластеров по ускорительным данным, исходящие из анализа корреляций и из предположения однотипности всех кластеров (ICEM), сильно занижают их размеры: на самом деле корреляции показывают, что кластер-файрбол распадается в среднем на $\sim 6-10$ пионов; г) что термодинамическая схема распада файрболов (если они тяжелые, то — гидродинамическая схема) удивительно непринужденно объясняет самые разнообразные характеристики процесса множественной генерации; д) что нерезонансные тяжелые адронные струи не являются чем-либо экзотическим, для них имеется естественное место в квантовой теории поля; е) что в реальных периферических соударениях термодинамическая система может возникать лишь как подсистема в результате квантово-полевого процесса; ж) что квантовая хромодинамика разъяснила многие неясности в термодинамической картине и дает ей новое обоснование и развитие.

Таким образом, две, казалось бы, антагонистические схемы множественной генерации, одна — основанная на файрболах и утвердившаяся в космических лучах, другая — мультипериферическая гребенка с многочисленными легкими зубьями — по мере повышения энергии ускорителей испытали существенное сближение, которое (крайне схематически) можно описать как переход от схем рис. 6 к схемам рис. 7 с определяющим участием файрболов (см. рис. 3).

Нужно, однако, заметить, что термодинамический распад файрбола, так хорошо согласующийся со многими экспериментальными данными (см. раздел в гл. 2), нельзя все же считать обязательным во всех случаях. Так, например, кварковая или глюонная струя может испытывать адронизацию лишь после стадии каскадного размножения, что весьма популярно в настоящее время^{103, 104}. В дуально-резонансной модели принимается последовательное испускание пионов, которое для импульсного спектра приводит к формуле, очень похожей на термодинамическую¹⁰⁵ и т. д..

Естественно возникает вопрос: что же дальше, как будет развиваться эта картина при больших энергиях?

Первый вопрос, который возникает, если мы принимаем описанную файрбольную схему, таков: будет ли с ростом s расти число файрболов в каждом соударении при сохранении их размера, достигшего уже определенного предела, или же малое их число будет сохраняться, но они будут утяжеляться.

Первая возможность выражается в частности мультифайрбольной цепочкой. В этом случае множественность должна в асимптотике (много файрболов, $N \gg 1$) расти с s логарифмически, согласно (4), но коэффициент a установится на соответствующем довольно большом значении. Однако,

^{*)} Напомним еще раз, что под файрболами мы понимаем и такие тяжелые подсистемы, которые описываются гидродинамически.

как мы уже говорили в своем месте, по чисто кинематическим причинам \mathfrak{M} может достигнуть хотя бы значений 3—4 лишь при $E_L \sim 100$ ТэВ. При инклузивном подходе из-за наложения многих файрболов, несколько раздвинутых по оси быстрот, будет устанавливаться фейнмановский скэйлинг, совершенно так же, как в модели АФС (см. рис. 6).

Вторая возможность — дальнейшее утяжеление файрболов при неизменном их числе, $\mathfrak{M} \sim 1-2$, означала бы простое продолжение закономерности, наблюдаемой (при столкновении с помощью файрбольной модели) при $E_L < 2$ ТэВ. В космических лучах предпочитают именно такую возможность, поскольку в этом случае множественность зависит от E_L степенным образом. Именно так происходит термодинамический распад. Например, в гидродинамической картине (обязательной при массе сгустка $\mathfrak{M} \geq 5-10$ ГэВ) один сгусток дает $\langle n \rangle \sim \mathfrak{M}^{(1-c^2)/(1+c^2)}$, где c — скорость звука (как мы уже говорили в разделе в) гл. 2, \mathfrak{M} отнюдь не совпадает с \sqrt{s} и при учете широкого распределения значений \mathfrak{M}/\sqrt{s} зависимость полного числа частиц в процессе $\langle n \rangle$ от E_L , оставаясь близкой к степенному, будет несколько иначе содержать c^2 *).

Наблюдения процессов в космических лучах дают прямые примеры чрезвычайно тяжелых файрболов (вплоть до $\mathfrak{M} \sim 100$ ГэВ; см. гл. 3), но еще более важны утверждения, делаемые на основе анализа развития широких атмосферных ливней, о том, что при $E_L \geq 10^2 - 10^3$ ТэВ показатель α в зависимости $\langle n \rangle \sim E_L^\alpha$ превышает даже значение $1/4$ и лежит между $1/3$ и $1/2$. Переход к такому режиму мог быть замечен уже при p_T соударениях в коллайдере ЦЕРН, где эффективная энергия $E_L = 150$ ТэВ.

Однако на самом деле возможен и промежуточный вариант. Обратим, например, внимание на то, что в «гибридной» модели ФИАН (рис. 7) спектр масс файрболов определяется функцией $\bar{\sigma}(\mathfrak{M})$, входящей в формулу (6). Ее поведение при очень больших \mathfrak{M} не могло быть однозначно задано в модели, параметры которой выбирались с ориентацией на энергию $E_L < 2$ ТэВ. Ясно только, что $\bar{\sigma}(\mathfrak{M})$ должно быть функцией, убывающей достаточно быстро для того, чтобы все входящие в теоретическую схему интегралы сходились. Таким образом, в этой модели будут непосредственно генерироваться и резонансы (и более тяжелые), и файрболы с целым спектром масс **).

Все сказанное относилось к адрон-адронным соударениям. Именно они были объектом всей статьи. Мы, однако, уже отмечали, что соударения тяжелых сверхрелятивистских ядер, изучение которых быстро развивается, создают благоприятную ситуацию для возникновения термодинамических (гидродинамических) систем. При этом механизм образования таких систем будет, возможно, более близок к картине лобовых соударений, первоначально рассматривавшейся Гейзенбергом, Ферми и Ландау. С изучением этих процессов вполне обоснованно связываются надежды на исследование кварк-глюонной плазмы высокой плотности.

Но вернемся к адрон-адронным соударениям.

*) В этой связи привлекают внимание недавние измерения множественности при дифракционной генерации адронных систем больших масс $\mathfrak{M} \sim 1-5$ ГэВ в процессах соударения $\pi^\pm p$, $K^\pm p$, $p^\pm p$ при 100 и 200 ГэВ. Оказывается, всюду прекрасно соблюдается зависимость $\langle n \rangle \approx 2\sqrt{\mathfrak{M}_{\text{ГэВ}}^{128}}$.

**) Резонансы могут генерироваться как непосредственно, в вершинах цепочки, так и при распаде термодинамического файрбала. В зависимости от того, какой путь дает большую вероятность, параметры их продуктов распада (например, p_\perp) будут или не будут описываться термодинамическими формулами.

Мы постарались показать, что концепция фейрболов как квазиклассических нерезонансных систем, возникающих в качестве промежуточного этапа в соударениях сверхрелятивистской энергии, не только согласуется с ускорительными опытами при $E_L < 2$ ТэВ и с теоретическими представлениями современной квантовой теории поля (включая квантовую хромодинамику), но, можно полагать, находит в них существенную поддержку. Однако окончательное суждение обо всей упомянутой концепции выпесут, конечно, эксперименты на ускорителях нового поколения при эффективной энергии $E_L \sim 10^2 - 10^3$ ТэВ.

Такие эксперименты (pp-соударения при $\sqrt{s} = 540$ ГэВ) уже начались, и первые же весьма еще неполные результаты оказались необычайно значительными с интересующей нас точки зрения. Мы приведем их здесь,

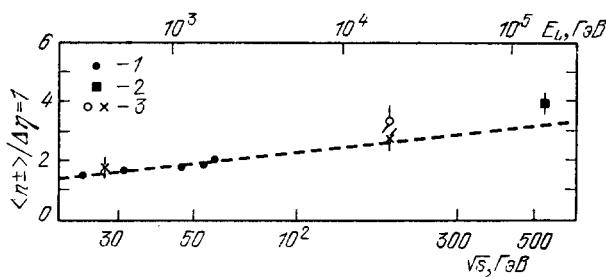


Рис. 20. Число заряженных частиц на единичный интервал псевдобыстрот ($\Delta\eta = 1$) при $\eta = 0$ (в СЦИ) для pp-соударений (1) 110 и pp (2) 106 вместе с эмульсионными данными космических лучей (3) $^{111, 112}$ согласно 106 .

хотя несомненно, что к моменту выхода этой статьи из печати будет получена гораздо более обширная информация, а некоторые из первых данных претерпят изменение. Мы рассмотрим работы двух экспериментальных групп, носящих кодовое обозначение UA1 106 и UA5 $^{107, 108}$.

В UA1 106 пока получены данные только по малой области псевдобыстрот η , $-1,3 < \eta < 1,3$ в СЦИ, и потому нет пока данных ни по полной множественности, ни по полному сечению. Однако есть важнейший результат: плотность заряженных частиц на оси псевдобыстрот в центральной (пионизационной) области, рост которой был обнаружен уже на встречных пучках в интервале $23 < \sqrt{s} < 62$ ГэВ $^{11, 110}$, продолжает расти по тому же закону. На рис. 20 приведено число заряженных частиц на единичный интервал псевдобыстрот, $\Delta\eta = 1$, в указанной области. Как видим, оно растет не слабее, чем линейно с $\ln s$ и вместо величины порядка 2 при $\sqrt{s} \approx 24$ ГэВ достигает значения $3,9 \pm 0,3$ при $\sqrt{s} = 540$ ГэВ (в обоих случаях отобраны события хотя бы с одной заряженной частицей в указанных интервалах; оценка, учитывающая также события без заряженных частиц, снижает эту цифру до $3,6 \pm 0,3$).

Аналогичный результат получен и в эксперименте UA5 108 : здесь прежде всего измерялось инклюзивное сечение в точке $\eta = 0$ (рис. 21). Рост с s виден и здесь, причем измеряемая величина снова растет примерно в 2 раза.

Эти результаты с несомненностью свидетельствуют об отсутствии фейнмановского скэйлинга в пионизационной области, об отсутствии даже признаков приближения к нему. Следовательно, простая мультипериферическая схема рис. 6 отпадает. Заметим, что данные космических лучей, полученные при экспонировании эмульсионной камеры, поднягой на

баллонах в самые верхние слои атмосферы, дали еще ранее цифры^{111,112}, согласующиеся с этими ускорительными данными.

Второй важный результат — рост множественности. В эксперименте UA5¹⁰⁷ получено значение $\langle n_{ch} \rangle = 27,4 \pm 2,0$ при охвате интервала $-5 < \eta < +5$. Изученное распределение по η (рис. 22) свидетельствует, что охвачены почти все частицы, однако все же нужно помнить, что приведенная цифра получена с учетом экстраполяции в области $|\eta| > 5$. Разные предположения о поведении кривой (в частности, специальный

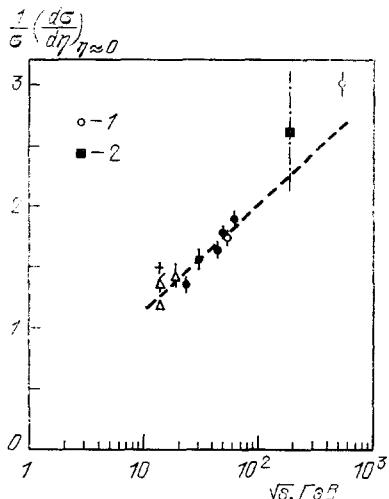


Рис. 21. Инклузивное сечение заряженных частиц при $\eta = 0$.

Сводка данных из¹⁰⁸ (включая измерение¹⁰⁸ (1); 2 — космические лучи.

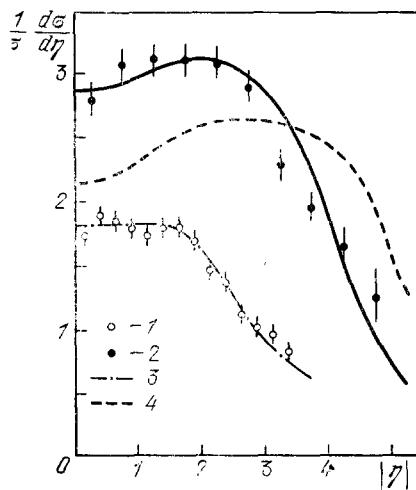


Рис. 22. Квазибыстротное распределение заряженных частиц в центральной области.

1 — при $\sqrt{s} = 53$ ГэВ; 2 — при $\sqrt{s} = 540$ ГэВ. Кривые 3 и 4 — расчет по модели с физическим объемом, ограниченным по p_\perp , с $\langle p_\perp \rangle = 0,35$ ГэВ соответственно для 53 и 540 ГэВ. Сплошная кривая — такой же расчет для $\sqrt{s} = 540$ ГэВ, но с $\langle p_\perp \rangle = 0,50$ ГэВ¹⁰⁸.

учет дифракционной диссоциации) могут снизить эту цифру, которую нельзя еще считать очень точной. Все же, как видно из рис. 23, она хорошо ложится на кривую

$$\langle n_{ch} \rangle = a + b \lg s + c (\lg s)^2, \quad (16)$$

$a = 0,88 \pm 0,10$; $b = 0,44 \pm 0,05$; $c = 0,118 \pm 0,006$, предложенную в¹¹⁰, и согласуется с данными космических лучей^{111,112}. Отличие от закона $\langle n_{ch} \rangle \sim \lg s$ вновь свидетельствует о непригодности схемы типа простой гребенки с легкими зубьями.

Наконец, третий результат — распределение по η в пионизационной области. Как видно из рис. 22, ширина этого распределения сравнительно невелика. В то время, как при $\sqrt{s} = 540$ ГэВ имеем $\ln s = 12,6$, инклузивное сечение спадает до половины высоты «квазиплато», когда $\eta = \pm 4$ (при $\sqrt{s} = 62$ ГэВ, $\ln s = 8,3$, половина высота достигается при $\eta = \pm 3$). Минимум при $\eta = 0$ имеет кинематическое происхождение и при пересчете на распределение по y может перейти в плато и даже в максимум. Однако такой пересчет можно произвести только, зная распределение по p_\perp или хотя бы среднее значение $\langle p_\perp \rangle$. Оно еще не промерялось в цитируемых опытах. Важно, однако, что если предположить их такими же, как при меньших энергиях, $\langle p_\perp \rangle \approx 0,35$ ГэВ, то квазиплатообразное распределение

по y приведет (в модели с фазовым объемом, ограниченным по p_{\perp}) к распределению по η , совпадающему с опытом для $\sqrt{s} = 62$ ГэВ (нижняя кривая на рис. 22), но резко противоречащему опыту при $\sqrt{s} = 540$ ГэВ

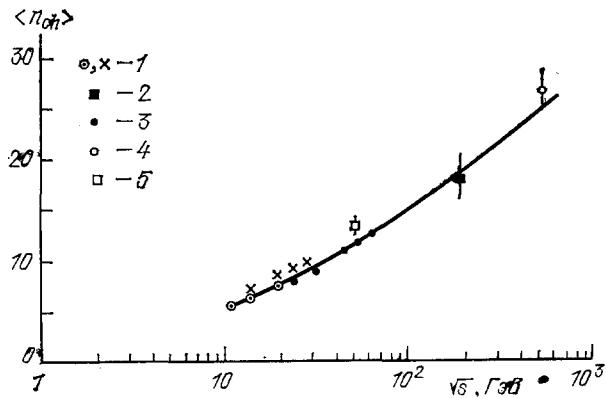


Рис. 23. Средняя множественность заряженных частиц $\langle n_{ch} \rangle$ как функция энергии в СЦИ.

Кривая — эмпирическая зависимость $a + b \lg s + c (\lg s)^2$, найденная в ¹¹⁰. 1 — данные различных измерений ФНАЛ (Батавия) (\odot — все неупругие процессы (включая дифракционные), \times — только недифракционные); 2 — космические лучи ¹¹²; остальные данные — ЦЕРН, встречные пучки $p-p$ (3) и $p\bar{p}$ (эксперимент UA5-4) (4, 5 — дифракционные процессы исключены) согласно ¹⁰⁷.

(средняя кривая). Однако, если предположить, что $\langle p_{\perp} \rangle = 0,5$ ГэВ, то получается очень хорошее согласие (верхняя кривая *).

Этот результат согласуется и с выводом работы ¹⁰⁶, где из других соображений (из измерения потока энергии в поперечном направлении) тоже дана оценка $\langle p_{\perp} \rangle \sim 0,5$ ГэВ.

Мы не останавливаемся на других результатах, полученных в ¹⁰⁷ (сближение КНО — скэйлинга и др.). Отметим все же наличие случаев

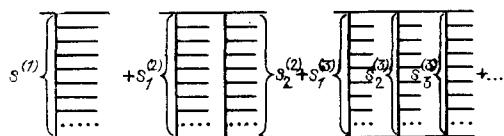


Рис. 24. Суммирование ветвящихся гребенок в модели ^{109,130}.

с очень большой множественностью ($n_{ch} \sim 100$), причем если классифицировать события при $\sqrt{s} = 540$ ГэВ по значениям n_{ch} , то оказывается, что инклюзивное сечение при $\eta = 0$ линейно растет с ростом n_{ch} .

Что говорят эти первые результаты (которые несомненно еще будут уточняться и, может быть, отчасти даже изменяться) для интересующей нас проблемы?

Как уже говорилось, они полностью исключают схему простой гребенки с легкими зубьями типа рис. 6. Поэтому были предприняты попытки (аналогичные ^{42,43}, но существенно иные) изменить такую схему, усложнив ее ¹³⁰. Именно уже давно была предложена ¹⁰⁹ теория с «надкритическим затравочным помероном», т. е. с исходным интерсептом померона $\alpha_p^{(0)}(0) = 1 + \Delta$, $\Delta \approx 0,07 > 0$, который превращается в разумный померон, если допустить ветвление на гребенки специального вида, именно если в неупругой амплитуде брать сумму амплитуд рис. 24, где, по мере

*.) Правда, при пересчете использовалось специальное предположение о форме распределения — так называемая модель с цилиндрическим фазовым объемом.

дробления, энергия в каждой гребенке, естественно, уменьшается, поэтому каждая гребенка дает в быстротном распределении плато, ширина которого уменьшается (как $\ln s_i^{(N)}$) по мере дробления. Суммарное распределение имеет вид рис. 25 с растущим, как и нужно для опыта, инклузивным сечением в центре (авторы принимают, например, $\sqrt{s_i^{(N)}} = \sqrt{s}/N$ и т. п.). При подборе некоторых параметров удается очень хорошо описать экспериментальные данные по быстротному распределению, по распределению множественностей и средней множественности для имеющихся данных вплоть до $E_L = 150$ ТэВ¹³⁰. При этом предсказывается рост полного сечения $\sigma \sim s^{\Delta} \approx s^{0.07}$.

Следует ожидать, что при попытках объяснить корреляции, — прежде всего быстротные, — здесь встречаются те же трудности, которые обнаружились в схемах с ветвящимися гребенками^{42,43}: чтобы добиться больших

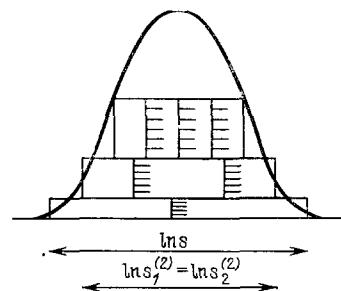


Рис. 25. Суммарное инклузивное распределение по быстроте от сложения ветвящихся диаграмм в модели 130 (рис. 24, схема).

положительных быстротных корреляций, придется учесть как генерацию всевозможных резонансов, так и обмен всевозможными траекториями в усилении вершин и т. п., т. е. допустить запутывание гребеночных элементов диаграмм, приводящее к уменьшению числа зубьев и их утяжелению (см. раздел б) гл. 2), т. е. фактически к моделям периферических файрболльного типа.

Нельзя, кроме того, не отметить, что здесь еще более обостряется принципиальный вопрос о возможности пренебрегать взаимодействием вылетающих адронов (см. раздел б) гл. 2). В самом деле, теперь на единичный интервал быстрот в центральной области приходится уже даже не две, а 3÷4 заряженных частиц, т. е. включая нейтральные, — 5÷6 частиц. Следовательно, быстротное расстояние между соседними частицами $\Delta y \approx \approx 0,2$ и все эти 5—6 рождающихся адронов, находящихся в пределах единичного интервала, имеют в общей системе центра инерции этой группы нерелятивистские продольные скорости. «Соседние» же адроны движутся друг относительно друга с лоренц-фактором продольного движения (пренебрегая поперечным) $\bar{\gamma} = E/m = \cosh \Delta y \approx 1 + (1/2)(0,2)^2 = 1,02$. Трудно представить себе, чтобы в этих условиях они не испытывали многократных взаимодействий, не «коагулировали» бы, образуя тяжелый сгусток ядерного вещества.

Обратимся теперь к тому, что дает истолкование новых данных при термодинамическом подходе.

Во-первых, опыт показывает, что сильно растет плотность распределения по быстроте. Это и должно иметь место, если растет масса файрбала, а не число файрболов при закрепленной массе. В частности, гидродинамическое развитие одного тяжелого файрбала приводит к гауссовому распределению по y , с шириной $\langle y^2 \rangle \sim \ln s$, т. е. имеет вид

$$\frac{dN}{dy} = \frac{N_0}{\sqrt{2\pi L}} e^{-y^2/2L}, \quad L = \text{const} \cdot \ln s, \quad (17)$$

где const зависит от принятого уравнения состояния^{113, 114, 46}. Следовательно, при $y = 0$ (и $\eta = 0$) плотность распределения пропорциональна $N_0/\sqrt{\ln s}$, где $N_0 = N_0(s)$ — полное число частиц в гидродинамической подсистеме, растущее с s , как мы знаем, быстрее, чем $\sqrt{\ln s}$. Поэтому $(dN/dy)_{y=0}$ должно расти с s (при законе (16)) — как сумма членов, пропорциональных $(\ln s)^{1/2}$ и $(\ln s)^{3/2}$.

Во-вторых, множественность растет быстрее, чем $\ln s$. Авторы¹⁰⁸ подчеркивают, что зависимость $s^{1/4}$ исключена. Видимо, они имеют в виду распространенное мнение о том, что гидродинамическая теория предсказывает нечто подобное. Однако на самом деле такое мнение ошибочно по ряду причин. На этом вопросе стоит остановиться *).

Хотелось бы прежде всего подчеркнуть, что никакая одночленная формула ($\sim \ln s$ или $\sim s^\alpha$) вообще не пригодна для описания процесса, в котором участвуют разные механизмы. Множественность фрагментационных частиц, например, зависит от s совсем иначе, чем множественность пионизационных. Постоянство положительного избытка мюонов в потоке космических лучей в атмосфере ($J_{\mu^+}/J_{\mu^-} \approx 1,25$, где J_{μ^+} и J_{μ^-} — потоки положительных и отрицательных мюонов) в огромном интервале энергий генерирующих их протонов от ~ 10 ГэВ до ~ 10 ТэВ давно истолковывается, как результат постоянства числа n_{ch} фрагментационных частиц в этом интервале энергий (см., например,⁷²). Поэтому изучая множественность пионизационных частиц в гидродинамической подсистеме, нужно изучать не зависимость от s для n_{ch} , а зависимость от массы гидродинамического файрбола M величины $n_{\text{ch}} - n_{\text{f}, \text{ch}}$ при неподвижной мишени и $n_{\text{ch}} - 2n_{\text{f}, \text{ch}}$ в опытах со встречными пучками (фрагментация обоих протонов дает релятивистские частицы). Между тем, как мы уже отмечали, M сильно флуктуирует при постоянном s , а доля $\langle M \rangle / \sqrt{s}$, меньшая, чем средний коэффициент неупругости, может несколько меняться с s . Все это исказит наблюдаемую множественность, и функция $n_{\text{ch}}(s)$ отнюдь не прямо передает множественность в гидродинамическом процессе.

Так, например, согласно¹¹⁰ и¹⁰⁸ (примем даваемую сейчас цифру) мы имеем при pp- и pp-соударении во встречных пучках приближенно:

E_L :	100 ¹¹⁰	1000 ¹¹⁰	150 000 ¹⁰⁸ ГэВ
$\langle n_{\text{ch}} \rangle$:	6,2	11	27,4
$\langle n_{\text{ch}} \rangle - 2$:	4,2	9	25,4

Учтем только один фактор: фрагментационные пучки от каждого p (или \bar{p}) должны уносить приблизительно один заряд (а может быть, и больше). Тогда множественность в гидродинамической подсистеме не превышает $\langle n_{\text{ch}} \rangle - 2$. Следовательно, параметризуя пионизационную множественность формулой

$$\langle n_{\pi^\pm} \rangle = \langle n_{\text{ch}} \rangle - 2 \sim E_L^\alpha,$$

мы получаем для α значения

на интервале

$E_{L1} - E_{L2}$	$\alpha = \ln \left(\frac{\langle n_{\text{ch}} \rangle_2 - 2}{\langle n_{\text{ch}} \rangle_1 - 2} \right) \left(\ln \frac{E_{L2}}{E_{L1}} \right)^{-1}$
100 — 1000 ГэВ	0,33
100 — 150 000 ГэВ	0,24
1000 — 150 000 ГэВ	0,19

*). Недавно было продемонстрировано, что распределение по η рис. 22 прекрасно согласуется с предсказанием гидродинамической теории в квазиодномерном приближении^{49a}, причем предсказывается $\langle p_\perp \rangle = 480$ МэВ¹²⁹.

Таким образом, степенная зависимость с показателем, близким к 0,25, отнюдь не исключается. Приняв $\alpha = 0,25$ и переходя от $E_{L1} = 1$ ТэВ к $E_{L2} = 150$ ТэВ, мы должны были бы по этой (сильно упрощенной) схеме иметь

$$\langle n_{ch} \rangle_2 = \langle n_{\pi^{\pm}} \rangle + 2 = 9 \cdot 150^{1/4} + 2 \approx 33$$

при переходе по этому же закону от $E_{L1} = 0,1$ ТэВ получилось бы $\langle n_{ch} \rangle_2 = 4,2 \cdot 1500^{1/4} + 2 = 28$ вместо полученной на опыте в 108 цифры $27,4 \pm 2$. Если, кроме того, учесть, что фрагментационная струя может уносить более одной заряженной частицы, что коэффициент неупругости при переходе к $E_L = 150$ ТэВ может немного измениться, что скорость звука может отличаться от $c = 1/\sqrt{3}$ (ведущего к $\alpha = 1/4$) и меняться с повышением температуры (сопровождающим рост \sqrt{s}) ⁴⁵, то станет ясно, что говорить о разногласии с гидродинамическим законом множественности по меньшей мере преждевременно. Скорее, можно усматривать неплохое согласие.

Наконец, обратимся к выводам относительно $\langle p_{\perp} \rangle$. Мы уже упоминали, что, как было давно показано ⁴⁹, при $E_L < 1$ ТэВ поперечные импульсы рождающихся частиц определяются тепловым движением при распаде системы, а гидродинамическим расширением файрбала можно пренебречь. Однако при больших энергиях главную роль начинает играть гидродинамика. Она предписывает чрезвычайно медленный рост поперечного импульса ¹¹⁵, $\langle p_{\perp} \rangle \sim E_L^{1/12: 1/14}$. При переходе от $E_L = 1$ ТэВ к $E_L = 150$ ТэВ это дает рост в 1,52—1,43 раз, т. е. от $\langle p_{\perp} \rangle \approx 0,35$ ГэВ до $\approx 0,35 \cdot 1,5 \approx 0,5$ ГэВ. Это совпадает с оценками в $^{106}, ^{108}$ *).

Возникает, однако, вопрос: почему же так настойчиво удерживается среди значительной части физиков огульное отрицание термодинамической трактовки? Можно думать, что общий ответ на этот вопрос должен быть таков. В течение полутора десятилетий на ускорителях изучали почти исключительно малочастичные процессы сравнительно невысокой энергии. При этом успешными оказались методы описания с помощью простейших обменов квантами поля, впоследствии — резонансами. Тяжелые кластеры здесь, как правило, вообще не могли возникать, а легкие можно было сводить к легким (с массой менее полутора ГэВ) мезонным резонансам. Это выработало идеологию, которую настойчиво пытались (в ряде случаев пытаются и теперь) распространить на значительные и подлинно высокие множественности. При этом удовлетворялись тем, что иногда так действительно удается описать одну — две характеристики процесса множественной генерации. Между тем, как подчеркивалось выше, суждение о механизме генерации можно выносить, лишь охватив все многообразие характеристик (пока это испытание выдержала лишь модель ФИАН, детально сравнившаяся с опытом при энергиях до 200 ГэВ).

В качестве примера укажем на работу ¹¹⁶. Здесь, уже при высоких энергиях, 2 ТэВ, изучалось распределение вылетающих пионов по массе пары частиц, $C(M_{\pi\pi})$. Была получена плавная кривая с широким максимумом при $M_{\pi\pi} \approx 0,5$ ГэВ. Разумеется, она легко объясняется, если считать, что пионы рождаются термодинамически при температуре распада системы $T_k \sim m_{\pi}$. В этом случае масса пары частиц как раз и имеет наибольшую вероятность попасть в область найденного максимума. Вместо этого, однако, авторы конструируют модель, составляя некоторый коктейль из пяти резонансов ($\rho, \omega, f, A_2, \eta$). Они подбирают подходящие веса, с которыми участвуют в нем разные резонансы и получают согласие с опы-

*.) В июне 1982 г. была сообщена непосредственно измеренная цифра $\langle p_{\perp} \rangle = 420$ МэВ (Симпозиум по мультиадронным процессам в Голландии).

ной кривой. При этом оставляются в стороне все другие изучаемые обычно характеристики, такие, как разнообразные коэффициенты корреляций, распределения интервалов и многое другое, что необходимо для суждения о механизме генерации, в частности о реальности более тяжелых кластеров (см. гл. 4, особенно перечисление изучавшихся критериев на стр. 38—39). В глазах многих читателей работы¹¹⁶ ее выводов оказывается достаточно для того, чтобы рассматривать ее как доказательство того, что механизм множественной генерации сводится к мультипериферическому рождению одних лишь мезонных резонансов. Выше уже упоминались работы^{42—44}, в которых было выяснено, с какими трудностями встречается такое упрощенное представление при попытке обеспечить также хотя бы лишь приближенное постоянство полного сечения и, особенно, большой коэффициент ближних корреляций: приходится допускать сложное перепутывание обмениваемых полюсов Редже, которое фактически можно рассматривать как микроскопическое описание немногих тяжелых кластеров. Но и здесь оставляются без разъяснения такие удивительные обнаруженные характеристики, как универсальность распределения по поперечной массе для всех рождающихся частиц, резонансов и пар частиц (рис. 9), совершенно естественное в термодинамической картине.

Консервативный подход (мультипериферия с рождением только легких резонансов и партонная гребенка с фейнмановским скейлингом) испытал тяжелые удары, когда с огромной точностью было показано¹¹, что при энергии порядка 2 ТэВ в центральной области быстротное распределение пионов разных знаков описывается гидродинамической теорией с одной и той же температурой распада; что фейнмановского скейлинга нет (плато нет, а квазиплато сильно растет с энергией¹¹, ср. рис. 22) и что корреляции требуют введения тяжелых кластеров^{83,89} (мы выше показали, что и эти оценки массы кластеров сильно занижены). Неудивительно, что уже в 1976 г. один из активных теоретиков ЦЕРНа сказал: «Если бы мы знали эти результаты на несколько лет раньше, может быть «скейлинг в центральной области» или даже «мультипериферическая модель» не были бы такими чрезвычайно популярными концепциями в наше время. Наоборот, мы все могли бы лучше знать, например, гидродинамическую модель Ландау!»¹¹⁸.

Прошедшие с тех пор годы, первые эксперименты на коллайдере при $\sqrt{s} = 540$ ГэВ лишь придали больший вес этому заявлению. Окончательное разъяснение принесут, вероятно, детальные корреляционные и другие эксперименты на новом поколении ускорителей. Пока же ясно, что даже при самом скептическом отношении к термодинамической (и гидродинамической) трактовке недопустимо отвергать ее с порога. К ней следует относиться со всем тем вниманием, которое она давно заслужила.

Бурно развивающееся изучение КХД плазмы^{45,64—69}, теоретические свидетельства в пользу существования фазового перехода из кварк-глюонной плазмы в адронную фазу подводят солидное основание под гидродинамическую и вообще термодинамическую концепцию множественной генерации, но остается еще одна серьезная проблема: как именно при соударении адронов (или ядер), в результате взаимного рассеяния составляющих их глюонов (и кварков — но их сечение соударения гораздо меньше) возникает термализованная, термодинамическая подсистема, впоследствии испытывающая гидродинамическое расширение и охлаждение с фазовым переходом в адронную фазу и с окончательным распадом на стабильные адроны; каков начальный объем и температура этой подсистемы и т. д.

Это — необычайно трудная теоретическая проблема, как всякая проблема стохастизации динамического процесса, но еще более тяжелая,

чем обычно, из-за сложности структуры динамических объектов. Попытки подойти к ее решению на мезон-нуклонном уровне предпринимались¹¹⁹. Скорее всего, однако, как и в аналогичных проблемах макрофизики, мы не должны дожидаться ее полного теоретического решения. Пока мы можем удовлетвориться качественным или полукалическим пониманием такого процесса термализации и вести исследование, исходя из феноменологического определения начальных характеристик термодинамической подсистемы.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
АН СССР

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Ciok P. et al.— Nuovo Cimento, 1958, v. 8, p. 66.
2. Niu K.— Ibid., 1958, v. 10, p. 994.
3. Соссопи Г.— Phys. Rev., 1958, v. 111, p. 1699.
4. Dobrotin N. A., Slavatinsky S. A.— In: Proc. of Rochester Conference on High Energy Physics, 1960, Nucl. Phys., 1962, v. 35, p. 152.
5. Международная конференция по космическим лучам. Т. 1. Москва. 1959.— М.: Изд-во АН СССР, 1960.
- J. Phys. Soc. Japan Suppl., 1962. v. 17, A-III. Intern. Conference on Cosmic Rays. V. 5.— Jaipur, 1963.
- Задецин Г. Т.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1962, т. 26, с. 674.
- Latte C. M. G., Fujimoto Y., Hasegawa S.— Phys. Rept., 1980, v. 65, p. 151.
- a) Берестецкий В. Б., Померанчук И. Я.— ЖЭТФ, 1960, т. 39, с. 1078.
Salzman F., Salzman G.— Phys. Rev., 1960, v. 120, p. 1541.
Goebel C.— In: Proc. of Intern. Conference, CERN, 1961.— Р. 353.
- b) Amati D., Stanghellini A., Fubini S.— Nuovo Cimento, 1962, v. 26, p. 151.
- Dremin I. M., Dunajevsky A. M.— Phys. Rept. 1975, v. 18, p. 159.
- Van Hove L.— Ibid., 1972, v. 1, issue 7.
Gottfried K.— In: V Intern. Conference on High Energy Physics.— Uppsala, 1973.
- Morisson D. R. O.— In: Hawaii Conference on Elementary Particles.— 1972.
Feinberg E. L.— Phys. Lett. Ser. B, 1972, v. 39, p. 237.
Foá L.— In: Proc. of 2nd Intern. Conference on Particle Physics.— Aix-en-Provence, 1973.— Р. Cl-317.
- Guetter K. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1976, v. 64, p. 111.
- Jentschke W.— a) CERN Ann. Rept., 1973, p. 11, б) CERN Courier, 1976, v. 16, No. 1, p. 4.
- Pokorski S., Van Hove L.— Acta Phys. Pol. Ser. B, 1974, v. 5, p. 229.
Nucl. Phys. Ser. B, 1975, v. 86, p. 243.
- Heisenberg W.— Zs. Phys., 1936, Bd. 101, S. 533.
- Koponinski E., Uhlenbeck G.— Phys. Rev., 1935, v. 48, p. 107.
- Bethe H., Hoyl F., Peierls R.— Nature, 1939, v. 143, p. 200.
- Heisenberg W.— Zs. Phys., 1939, Bd. 113, S. 61; 1949, Bd. 126, S. 569.
- Fermi E.— Progr. Theor. Phys., 1950, v. 5, p. 570.
- Korppi H.— Zs. Naturforsch., 1948, Bd. 3a, S. 251.
Watahini G.— Phys. Rev., 1943, v. 63, p. 137, 1944, v. 66, p. 149.
- Померанчук И. Я.— ДАН СССР, 1951, т. 78, с. 889.
- Ландau L. D.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1953, т. 17, с. 51; то же: Собрание трудов / Под ред. Е. М. Лифшица.— Т. 2.— М.: Наука, 1969.— Ст. 72.
- Фейнберг Е. Л.— УФН, 1971, т. 104, с. 539.
- Задецин Г. Т.— ЖЭТФ, 1949, т. 19, с. 1104.
- Fermi E.— Phys. Rev., 1951, v. 81, p. 683.
- Heisenberg W.— Zs. Phys., 1952, Bd. 133, S. 65.
- Фейнберг Е. Л., Чернавский Д. С.— ДАН СССР, 1951, т. 81, с. 795; 1953, т. 91, с. 511.
- Takagi S.— Progr. Theor. Phys., 1952, v. 7, p. 123.
- Hagedorn R.— Suppl. Nuovo Cimento, 1963, v. 3, p. 147; v. 6, p. 311.
- Блохицев Д. И.— ЖЭТФ, 1957, т. 32, с. 350.
Nowakowski J., Cooper F.— Phys. Rev. Ser. D, 1974, v. 9, p. 771.

30. Лайдай Л. Д.— В кн. Теоретическая физика в XX веке [посвящено памяти В. Паули] — М.: — ИЛ, 1960; то же: Собрание трудов / Под ред. Е. М. Либшица. Т. 2.— М.: Наука, 1969.— Ст. 82.
31. Iso С., Mogi K., Namiki M.— Progr. Theor. Phys., 1959, v. 22, p. 403.
32. Фейнберг Е. Л.— Тр. ФИАН СССР, 1965, т. 29, с. 155.
33. a) Salzman F.— Phys. Rev., 1963, v. 131, p. 1786.
б) Koba Z., Krzywicki A.— Nucl. Phys., 1963, v. 46, p. 471, 485.
в) Frautschi S. C.— Nuovo Cimento, 1963, v. 28, p. 409.
г) Фейнберг Е. Л., Чернавский Д. С.— УФН, 1964, т. 82, с. 3.
д) Tow Don M.— Phys. Rev. Ser. D, 1970, v. 2, p. 154.
34. Koba Yawakawa K.— Osaka University preprint,—1963.
Kobayashi T., Namiki M., Ohba I. Waseda Univ. preprint,—1964.
35. Feinberg E. L.— В кн. Процессы множественного рождения и инклюзивные реакции при высоких энергиях: (Материалы Международного совещания, 1976).— Серпухов: 1977.— С. 91.
36. Hasegawa S.— Progr. Theor. Phys., 1963, v. 29, p. 128.
37. Дремин И. М., Ройзен И. И., Уайт Р., Чернавский Д. С.— В кн. Международная конференция по физике высоких энергий.— Дубна: 1964; ЖЭТФ, 1965, т. 21, с. 633.
38. Akimov V. N., Chernavsky D. S., Dremin I. M., Royzen I. I.— Nucl. Phys. Ser. B, 1969, v. 14, p. 285.
39. Volkov E. I. и др.— ЯФ, 1973, т. 17, с. 407; т. 18, с. 437; 1974, т. 20, с. 149,
40. Dremin I. M., Oglou A. M., Volkov E. I. Review of Results of the Multiperipheral Cluster Model: P. N. Lebedev Institute preprint No. 247 — Moscow, 1978.
41. Адамович М. И. и др.— Тр. ФИАН СССР, 1979, т. 108, с. 3.
42. Левин Е. М., Рыскин М. Г.— ЯФ, 1973, т. 17, с. 388.
43. Левин Е. М., Рыскин М. Г.— ЯФ, 1975, т. 21, с. 396.
44. Боресков К. Г., Кайдалов А. Б., Пономарев Л. А. Препринт, ИТЭФ, № 950.— Москва, 1971. Кайдалов А. Б.— Автореферат докт. диссертации.— М.: ИТЭФ, 1979.
45. Shuryak E.— Phys. Rept., 1980, v. 61, p. 71.
46. Daibog E. I., Rosenthal I. L., Tagasov Ju. A.— Fortschr. Phys. 1979, Bd. 27, S. 313.
Очелков Ю. П., Прилуцкий О. Ф., Розенталь И. Л., Усов В. В. Релятивистская кинетика и гидродинамика.— М.: Атомиздат, 1979.
47. Saggathergs R. N., Minh Duong-Van.— Phys. Lett. Ser. B, 1972, v. 41, p. 597; 1973, v. 44, p. 507; Phys. Rev. Ser. D, 1973, v. 8, p. 859.
Saggathergs R.— Ann. N.Y. Acad. Sci., 1974, v. 229, p. 91.
48. а) Милехин Г. А., Розенталь И. Л.— ЖЭТФ, 1957, т. 33, с. 197.
б) Шуряк Э. В.— ЯФ, 1974, т. 20, с. 549.
49. а) Розенталь И. Л.— ЖЭТФ, 1956, т. 31, с. 278.
б) Волжанская В. П., Сарычева Л. И.— Изв. АН СССР. Сер. физ. 1966, т. 30, с. 1954.
50. Сисакян И. Н., Фейнберг Е. Л., Чернавский Д. С.— ЖЭТФ, 1967, т. 52, с. 545.
51. Шуряк Э. Ф.— ЯФ, 1978, т. 28, с. 796; Phys. Lett. ser. B, 1978, v. 78, p. 150.
52. Жиро О. В.— ЯФ, 1979, т. 30, с. 1098.
53. Фейнберг Е. Л.— а) В кн. Труды Международной конференции по физике высоких энергий. Т. 2.— Киев, 1959; Изв. АН СССР. Сер. физ., 1962, т. 26, с. 622;
б) Nuovo Cimento Ser. A, 1976, v. 34, p. 391.
54. Zhigov O. V.— Препринт ИЯФ СО АН СССР № 31.— Новосибирск, 1981.
55. Дашибог Е. И., Никитин Ю. П., Розенталь И. Л.— ЯФ, 1972, т. 16, с. 1315. Розенталь И. Л.— УФН, 1975, т. 116, с. 271.
56. Жиро О. В., Шуряк Э. В.— ЯФ, 1975, т. 21, с. 861.
57. Дремин И. М., Фейнберг Е. Л.— In: Proc. of the IX Intern. Symposium on Multiparticle Dynamics.— Табор, 1978;
Пробл. физ. ЭЧАЯ, 1979, т. 10, с. 394; УФН, 1980, т. 132, с. 255.
58. Chodos A., Jaffe R. L., Johnson K., Thorn C. B., Weisskopf V. F.— Phys. Rev. 1974, v. D9, p. 3471.
См. обзор: Hasenfratz P., Kuti J.— Phys. Rept., 1978, v. 40, p. 76.
59. Shuryak E. V.— Phys. Lett., Ser. B, 1978, v. 79, p. 135.
60. Callan C. G., Dashen R., Gross D. J.— Ibid., 1978, v. 78, p. 307; Phys. Rev. Ser. D, 1979, v. 19, p. 1826.
61. а) Shifman M. A., Vainstein A. I., Zakharov V. I., Phys. Lett. Ser. B, 1978, v. 76, p. 471; v. 77, p. 80; Nucl. Phys. Ser. B, 1979, v. 147, pp. 385, p. 448, 519.
б) Shifman M. A.— Zs. Phys. Ser. C, 1981, Bd. 9, S. 347.

62. Anisovich V. V., Shekhter V. M.— Nucl. Phys. Ser. B, 1973, v. 55, p. 455.
63. Hwa R. C. Preprints OITS-412, OITS-422—1979.
64. Kalashnikov O. K., Klimov V. V.— Phys. Lett., Ser. B, 1979, v. 88, p. 328.
65. Linde A. D.— Rept. Progr. Phys., 1979, v. 42, p. 389; Phys. Lett. Ser. B, 1980, v. 96, p. 289.
- Gross D., Pisarski R., Yaffe L.— Rev. Mod. Phys., 1981, v. 53, p. 43.
66. Shuryak E. V.— Препринт ИЯФ СО АН СССР № 21.— Новосибирск, 1982.
67. Kuti J., Polony J., Szlachany K.— Phys. Lett. Ser. B, 1981, v. 98, p. 199.
68. McLerran L., Svetitsky B.— Ibid., p. 195; Santa Barbara Preprint, NSF-ITP-81-08.—1981.
69. Engels J., Karsch F., Montvay I., Satz H.— Phys. Lett. Ser. B, 1981, v. 101, p. 89; Bielefeld Preprint BI-TP 81/05.—1981; Phys. Lett. (in press).
70. Zhirov O. V. Препринт ИЯФ СО АН СССР № 114.— Новосибирск, 1979.
71. Miesowicz M.— In: Progress in Elementary Particles and Cosmic Ray Physics.— Amsterdam, 1974. North-Holland, v. 10, p. 165.
72. Feinberg E. L.— Phys. Rept., 1972, v. 5, p. 237.
73. Perkins D., Fowler P.— Proc. Roy. Soc. Ser. A, 1964, v. 278, p. 401.
74. Slansky R.— Phys. Repts., 1974, v. 11, p. 99.
75. Foal L.— Ibid., 1975, v. 22, p. 1.
76. De Tar C.— In: Proceed of 18th Intern. Conference on High Energy Physics,— Tbilisi, 1976 — V. 1, Paper A3-4.
77. Bopp F. W.— Riv. Nuovo Cimento 1978, v. 1, p. 1.
78. Giacomelli G., Jacob M.— Phys. Rept., 1979, v. 55, p. 1.
79. Bialas A.— Invited Talk at the 6th Symposium on Multiparticle Hadrodynamics. Pavia, 1973.
80. Whitmore J.— Phys. Rept., 1974, v. 10, N 5.
81. Pirila F., Pokorski S.— Phys. Lett. Ser. B, 1973, v. 43, p. 502; Lett. Nuovo cimento, 1973, v. 8, p. 141.
82. Berger E. L.— Phys. Lett. Ser. B, 1974, v. 49, p. 369; Nucl. Phys. Ser. B, 1975, v. 85, p. 61.
83. Amendolia S. R. et al.— Nuovo Cimento Ser. A, 1975, v. 31, p. 17.
84. Fialkowski K.— Phys. Lett. Ser. B, 1972, v. 41, p. 379.
Bialas A., Fialkowski K., Zalewski K.— Nucl. Phys. Ser. B, 1972, v. 48, p. 237.
85. Fialkowski K., Miettinen H. I.— Phys. Lett. Ser. B, 1973, v. 43, p. 64.
86. Harrari H., Rabinovici E.— Ibid., p. 49.
87. Ranft G., Ranft J.— Ibid., 1974, v. 49, p. 286.
88. Angelov N. et al.— JINR. Preprint.— Dubna, 1976.
89. Basile M. et al.— Nuovo Cimento Ser. A, 1977, v. 39, p. 441.
90. Quigg C., Pirila P., Thomas G. H.— Phys. Rev. Lett., 1975, v. 34, p. 290.
91. Adamovich M. I. et al.— Nuovo Cimento Ser. A, 1976, v. 33, p. 183.
92. Гершкович А. М., Дремин И. М.— Крат. сообщ. физ. (ФИАН СССР), 1976, № 1, с. 6.
93. Chew G. P.— Phys. Rev. Ser. D, 1973, v. 7, p. 934.
94. Ludlam T., Slansky S.— Ibid., 1973, v. 8, p. 1408.
95. Berger E. L., Fox G. C., Krzywicki A.— Phys. Lett. Ser. B, 1973, v. 43, p. 132.
96. Chao A. W., Quigg C.— Phys. Rev. Ser. D, 1974, v. 9, p. 2016.
97. Krzywicki A., Weingartner D.— Phys. Lett. Ser. B, 1974, v. 50, p. 265.
98. Thomas G. H.— Paper A3-19 Цит. в ⁷⁶ сб.
99. Snider D. R.— Phys. Rev. Ser. D, 1975, v. 11, p. 140.
100. Sengupta P. K. et al.— Ibid., 1979, v. 20, p. 601; Roy S. et al.— Ibid., 1980, v. 21, p. 2497.
101. Mueller A. H.— Ibid., 1974, v. 4, p. 150.
102. Krzywicki A.— In: Proc. of VII Intern. Symposium on Multihadron Dynamics.— Tutzing, 1977.
103. Липатов Л. Н.— ЯФ, 1974, т. 20, с. 184.
104. Докшицер Ю. Л.— ЖЭТФ, 1977, т. 72, с. 1216.
- Altarelli G., Parisi G.— Nucl. Phys. Ser. B, 1977, v. 126, p. 298.
105. Miransky V. A. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1973, v. 43, p. 73.
106. Arnison G. et al.— Ibid., 1981, v. 107, p. 320.

107. Alpgard K. et al.— *Ibid.*, p. 315.
108. Alpgard K. et al.— *Ibid.*, p. 310.
109. Тер-Мартirosyan K. A.— *Phys. Lett. Ser. B*, 1973, v. 44, p. 377.
110. Thomé W. et al.— *Nucl. Phys. Ser. B*, 1977, v. 129, p. 365.
111. Sato Y. et al.— *J. Phys. Soc. Japan*, 1976, v. 41, p. 1821.
112. Tasaka S. et al.— In: 17th Intern. Cosmic Ray Conference.— Paris, 1981.— V. 5, p. 126
113. Милехин Г. А.— Цит. в⁵ сб., 1960.— С. 223.
114. Шуряк Э. Ф.— ЯФ, 1972, т. 16, с. 395.
115. Милехин Г. А. Тр. ФИАН СССР, 1961, т. 16, с. 50.
116. Jansso G. et al.— *Nucl. Phys.*, 1977, v. 124, p. 1.
117. Орлов А. М.— ЯФ, 1980, т. 32, с. 524.
118. Le Bellac M.— In: VII Intern. Symposium on Multiparticle Dynamics. Tutting, 21—25 June, 1976.— Р. 1.
119. Carruthers F., Zachariasen F.— *Phys. Rev. Ser. D*, 1976, v. 13, p. 950.
Cooper F., Sharp D.— *Ibid.*, 1975, v. D12, p. 1123.
Chiu R. G., Wang K.-H.— *Ibid.*, p. 272.
120. Чиу R. G., Sudarshan E. C. G., Wang K.-H.— *Ibid.*, p. 902.
121. Андреев И. В., Дремин И. М.— УФН, 1977, т. 122, с. 37.
122. Andersson B., Jarlskog G., Damgaard G.— *Nucl. Phys. Ser. B*, 1976, v. 112, p. 413.
123. Bjorken J. D., Weissberg H.— *Phys. Rev. Ser. D*, 1976, v. 13, p. 1405.
124. Halzen F., Scott D. M.— *Ibid.*, 1980, v. 21, p. 1320.
Halzen F.— In: d17th Intern. Cosmic Ray Conference. Paris, 1981;— Conference Papers.— V. 5, p. 392.
125. Никольский С. И.— УФН, 1962, т. 78, с. 622.
Никольский С. И., Яковлев В. И.— Кр. сообщ. физ. (ФИАН СССР), 1976, т. 5, с. 13.
126. Kogut J. et al.— *Phys. Rev. Lett.*, 1982, v. 48, p. 1140.
127. Engels J., Satz H., Karsch F.— Bielefeld preprint Bi-TP — 82/8.— 1982.
128. Cool R. L. et al.— *Phys. Rev. Lett.*, 1982, v. 48, p. 1451.
129. Розенталь И. Л., Тарасов Ю. А.— Письма ЖЭТФ, 1982, т. 35, с. 349.
130. Каидалов А. Б., Тер-Мартirosyan K. A.— Препринты ИТЭФ, №№ 50, 51.— Москва, 1982.
131. Ландай Л. Д.— Собрание трудов/Под ред. Е. М. Лифшица.— М.: Наука, 1969.— Т. 2, статья 98.